Жан Ковалевский

Современная АСТРОМЕТРИЯ

Jean Kovalevsky

Modern Astrometry

Second Edition
With 139 Figures and 5 Tables

Springer

Жан Ковалевский

СОВРЕМЕННАЯ АСТРОМЕТРИЯ

Перевод с английского под редакцией В. Е. Жарова

ВЕК2

Фрязино 2004

УДК 52
ББК 22.6
К56

Ж. Ковалевский. **Современная астрометрия**. Фрязино, «Век 2», 2004, – 480 с, илл. Перевод со 2-го английского издания под редакцией В. Е. Жарова. ISBN 5–85099–147–6.

В книге изложены основы современной астрометрии. Кроме описания классических астрометрических инструментов, таких как астрографы, меридианные круги и астролябии, в книге рассказывается об устройстве новых приборов, приводится описание новых методов, которые появились в последние 10–20 лет и которые вносят основной вклад в получение современных высокоточных астрометрических данных (ПЗС-приемники, космические телескопы им. Хаббла и Гиппаркос, оптическая и радиоинтерферометрия, лазерная локация, системы глобального позиционирования GPS и ГЛОНАСС, хронометрирование пульсаров). Значительное внимание уделено взаимосвязи астрометрии и других наук, в частности рассматривается круг фундаментальных задач, которые могут быть решены в астрофизике после запуска астрометрических спутников GAIA и SIM.

Книга является прекрасным пособием не только для астрометристов, но и для специалистов в области астрофизики и будет полезна научным сотрудникам, аспирантам и студентам, обучающимся астрономии.

Издание осуществлено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 04–02–30034).

На обложке: Калязинский Радиотелескоп РТ-64, работающий по программе Пульсарной астрометрии.
Фото предоставлено Ю. П. Илясовым.

ISSN 0941-7834 (Astronomy and Astrophysics Library)
ISBN 3-540-42380-X (2nd Edition)
ISBN 5–85099–147–6 (издание на русском языке)

© Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1994
© Жаров В. Е., перевод и издание на русском языке, 2004
© «Век 2», макет, 2004

Оглавление

Предисловие редактора перевода **13**
Предисловия автора **15**
Глава 1. Предмет астрометрии **20**
1.1. Место астрометрии в астрономии 20
1.2. Задачи астрометрии 21
1.2.1. Внегалактические объекты 22
1.2.2. Звезды 23
1.2.3. Объекты в Солнечной системе 25
1.2.4. Система Земля–Луна 27
1.2.5. Заключение 28
1.3. Астрометрическая техника и методы 29
1.3.1. Астрометрия в малом поле 29
1.3.2. Астрометрия в большом поле 30
1.3.3. Измерение расстояний 30
1.3.4. Другие методы 31
1.3.5. Наземная или космическая астрометрия? 31
Глава 2. Формирование изображений **33**
2.1. Основные принципы 34
2.1.1. Распространение световых лучей 34
2.1.2. Принцип Ферма 35
2.1.3. Распространение монохроматической световой волны 36
2.1.4. Принцип суперпозиции 38
2.1.5. Принцип Гюйгенса 38
2.2. Дифракция 39
2.2.1. Распространение ограниченной плоской волны 40
2.2.2. Дифракция на круглом отверстии 41
2.2.3. Функция рассеяния точки круглой апертуры 43
2.2.4. Разрешающая способность 45
2.3. Когерентность света 45
2.3.1. Ширина полосы 46
2.3.2. Время и длина когерентности 48
2.4. Инструментальные искажения 49

2.4.1. Условное изображение 49
2.4.2. Дефокусировка 51
2.4.3. Сферическая аберрация 52
2.4.4. Кома 52
2.4.5. Астигматизм и кривизна поля 53
2.4.6. Дисторсия 55
2.4.7. Хроматическая аберрация 56
2.4.8. Дифракционный хроматизм 58
Глава 3. Влияние атмосферы на формирование изображений 59
3.1. Монохроматическая атмосферная рефракция 60
3.1.1. Приближенная теория атмосферной рефракции 60
3.1.2. Приближение атмосферы сферическим слоем 61
3.1.3. Формула Лапласа 63
3.1.4. Нормальная рефракция 65
3.1.5. Зависимость рефракции от температуры и давления . 65
3.1.6. Дифференциальная рефракция 67
3.2. Хроматическая рефракция 67
3.2.1. Поправки за хроматическую рефракцию 68
3.2.2. Применение при наблюдениях звезд 68
3.2.3. Эмпирическая поправка 69
3.2.4. Упрощенная эмпирическая поправка 71
3.3. Влияние рефракции на измерение расстояний 72
3.3.1. Измерения расстояний в оптическом диапазоне длин волн 72
3.3.2. Рефракция в радиодиапазоне 74
3.4. Неоднородность атмосферы 77
3.4.1. Структура атмосферы 77
3.4.2. Турбулентность в атмосфере 79
3.4.3. Статистические свойства турбулентной атмосферы . . 80
3.4.4. Распространение волн в атмосфере 82
3.4.5. Качество изображения, определяемое атмосферой . . 83
3.4.6. Мгновенное изображение 85
3.4.7. Разрешающая сила телескопов 86
3.4.8. Адаптивная оптика 89
Глава 4. Редукция наблюдений 92
4.1. Теоретические и опорные системы отсчета 93
4.1.1. Идеальная система отсчета 94
4.1.2. Теоретические системы отсчета 94
4.1.3. Условная система отсчета 95
4.1.4. Условные опорные системы отсчета 96
4.1.5. Изменение опорных координат 98
4.1.6. Применение локальных координат 99

4.1.7. Связь с небесной системой отсчета 101
4.1.8. Новая промежуточная система 104
4.1.9. Спутниковая астрометрия 104
4.2. Геометрические эффекты 105
4.2.1. Преобразование поле–фокус 105
4.2.2. Годичный параллакс 108
4.2.3. Другие параллактические поправки 110
4.2.4. Собственные движения 111
4.3. Оптические эффекты 112
4.3.1. Аберрация 112
4.3.2. Релятивистское отклонение света 114
4.3.3. Релятивистская временная задержка света 115
4.3.4. Доплеровское смещение частоты 116
4.4. Редукция наблюдений 117
4.4.1. Проблема определения координат тела 117
4.4.2. Моделирование 118
4.4.3. Калибровка 120
4.5. Оценка параметров 120
4.5.1. Понятие погрешности 121
4.5.2. Оценка погрешности 122
4.5.3. Метод наименьших квадратов 124
4.5.4. Дисперсия и ковариации в методе наименьших квадратов 127
Глава 5. Астрометрия в малом поле 129
5.1. Фотографическая астрометрия 129
5.1.1. Телескопы для астрометрии в малом поле 130
5.1.2. Свойства фотографических пластинок 136
5.1.3. Изображение звезды 140
5.1.4. Измерения фотографических пластинок 142
5.1.5. Определение положения изображения 144
5.1.6. Математическая обработка измерений на пластинке . 146
5.1.7. Каталоги звезд 150
5.2. Фотоэлектрические приемники в астрометрии 153
5.2.1. Фотоумножители 153
5.2.2. ПЗС-приемники 154
5.2.3. Калибровка ПЗС 157
5.2.4. Астрометрические наблюдения с помощью ПЗС 159
5.2.5. ПЗС в режиме сканирования 161
5.3. Астрометрия с использованием модулирующей решетки . . . 164
5.3.1. Теория модуляции сигнала с помощью решетки 164
5.3.2. Обработка модулированного сигнала 165
5.3.3. Многоканальный астрометрический фотометр 167

5.4. Астрометрия на космическом телескопе имени Хаббла 170
5.4.1. Описание космического телескопа имени Хаббла . . . 171
5.4.2. Качество изображения КТХ 171
5.4.3. Описание датчиков точного наведения 173
5.4.4. Обработка данных датчиков точного наведения в режиме функции передачи 177
5.4.5. Обработка данных датчиков точного наведения в астрометрическом режиме 179
5.4.6. Астрометрическое использование широкоугольной планетной камеры 181
5.5. Лучевые скорости 183
5.5.1. Спектроскопия 184
5.5.2. Определение лучевых скоростей: CORAVEL 185
5.5.3. Объективная призма 187
Глава 6. Меридианные круги 191
6.1. Измерение больших углов 192
6.1.1. Измерение углов, определяемых вращением 192
6.1.2. Определение углов 193
6.2. Меридианный круг 195
6.2.1. Принцип наблюдений на меридианном круге 195
6.2.2. Описание меридианного круга 197
6.3. Определение небесных координат 199
6.3.1. Прямые восхождения 199
6.3.2. Коллимация 200
6.3.3. Наклонность горизонтальной оси 201
6.3.4. Азимут горизонтальной оси 202
6.3.5. Определение инструментальных постоянных 202
6.3.6. Формула Бесселя 203
6.3.7. Определение склонений 205
6.3.8. Геометрические поправки к склонениям 205
6.3.9. Гнутие трубы 206
6.3.10. Ошибки рефракции 206
6.3.11. Суммарная поправка к склонению 208
6.4. Микрометры 209
6.4.1. Микрометр с вращающейся маской 210
6.4.2. Микрометр с качающейся решеткой 212
6.4.3. Использование диссектора 216
6.4.4. Микрометр на основе ПЗС 218
6.4.5. ПЗС-телескопы 219
6.5. Горизонтальные меридианные круги 220
6.5.1. Пулковский горизонтальный меридианный круг . . . 220
6.5.2. Осевые меридианные круги 222

6.6. Обработка меридианных наблюдений 223
6.6.1. Относительные наблюдения 224
6.6.2. Полная обработка 225
6.6.3. Точность наблюдений 227
Глава 7. Инструменты, использующие метод равных высот 230
7.1. Принцип работы астролябий 231
7.1.1. Геометрия наблюдения 231
7.1.2. Кривизна параллели 233
7.2. Описание астролябии 234
7.2.1. Принцип работы призменной астролябии Данжона . . 235
7.2.2. Принцип работы астролябии с полным входным зрачком 236
7.2.3. Описание астролябии с полным входным зрачком . . 237
7.2.4. Астролябия Mark-4 241
7.2.5. Параметры инструмента 242
7.3. Метод равных высот 243
7.3.1. Основная формула 243
7.3.2. Процедура наблюдений 245
7.3.3. Определение инструментальных параметров 246
7.3.4. Определение координат звезд 247
7.3.5. Каталоги звезд для астролябий 248
7.4. Солнечная астролябия 249
7.4.1. Принцип работы солнечной астролябии 249
7.4.2. Описание многопризменной солнечной астролябии . 251
7.4.3. Обработка наблюдений 253
7.4.4. Солнечная астролябия с переменной призмой 255
7.5. Фотографическая зенитная труба 256
Глава 8. Гиппаркос 259
8.1. Эксперимент Гиппаркос 260
8.1.1. Основные принципы устройства Гиппаркоса 261
8.1.2. Описание спутника 262
8.1.3. Входной каталог 265
8.1.4. Номинальный закон сканирования 267
8.1.5. Управление ориентацией спутника 268
8.1.6. Стратегия наблюдений 269
8.1.7. Управление полетом 270
8.1.8. Обработка данных 270
8.2. Обработка результатов счета фотонов 271
8.2.1. Отклик одиночной щели 271
8.2.2. Время прохождения через устройство отождествления звезд 273
8.2.3. Переход от решетки к полю 274

8.2.4. Опорные большие круги 276
8.2.5. Определение ориентации спутника 277
8.2.6. Параметризация углов, определяющих ориентацию спутника 278
8.2.7. Счет фотонов на основной решетке 282
8.2.8. Координаты на основной решетке 283
8.2.9. Двойные и кратные звезды 285
8.3. Редукция на большой круг 286
8.3.1. Геометрия редукции 286
8.3.2. Условные уравнения 288
8.3.3. Составление и решение нормальных уравнений 289
8.4. Определение астрометрических параметров 292
8.4.1. Основные уравнения 292
8.4.2. Редукция на сферу 293
8.4.3. Определение астрометрических параметров 295
8.5. Итерации и результаты для одиночных звезд 296
8.6. Специальные задачи 297
8.6.1. Двойные и кратные звезды 298
8.6.2. Фотометрия в проекте Гиппаркос 300
8.6.3. Объекты Солнечной системы 302
8.6.4. Привязка к внегалактической системе отсчета 303
8.7. Окончательный каталог Hipparcos 305
8.7.1. Объединение каталогов 305
8.7.2. Содержание каталога Hipparcos 306
8.8. Эксперимент Тихо 308
8.8.1. Принцип эксперимента Тихо 308
8.8.2. Обнаружение звезд 309
8.8.3. Идентификация звезд 310
8.8.4. Уравнения для определения астрометрических параметров 311
8.8.5. Определение астрометрических параметров 312
8.8.6. Каталог Tycho 313
8.9. Каталог Tycho-2 314
8.9.1. Идентификация прохождений 314
8.9.2. Вычисление положений звезд 315
8.9.3. Каталог Tycho-2 316
Глава 9. Астрометрия очень малого поля зрения 317
9.1. Амплитудная интерферометрия звезд 317
9.1.1. Интерференционные полосы 318
9.1.2. Интерферометр Майкельсона 320
9.1.3. Основное уравнение звездной интерферометрии . . . 321
9.1.4. Описание интерферометров 325

9.1.5. Наблюдения двойных звезд 331
9.1.6. Интерферометрия протяженных источников 334
9.1.7. Разрешающая способность интерферометра 337
9.1.8. Другие оптические интерферометры 338
9.2. Спекл-интерферометрия 340
9.2.1. Обработка наблюдений автокорреляционным методом 341
9.2.2. Обработка наблюдений с помощью преобразования Фурье 342
9.2.3. Наблюдения 343
9.3. Покрытия звезд Луной 344
9.3.1. Дифракция на полуплоскости 344
9.3.2. Приложение к покрытиям Луной 346
9.3.3. Наблюдения покрытий 347
9.3.4. Обработка наблюдений 348
9.3.5. Достигнутая точность 350
Глава 10. Фазовая интерферометрия 352
10.1. Оптическая фазовая интерферометрия 352
10.1.1. Общая теория 353
10.1.2. Обработка наблюдений 355
10.1.3. Поправка за рефракцию в интерферометре Mark III . 356
10.1.4. Астрометрия на интерферометре NPOI 357
10.1.5. Астрометрическая точность 360
10.2. Радиоинтерферометрия 360
10.2.1. Радиотелескопы 360
10.2.2. Интерферометрия в радиодиапазоне 363
10.2.3. Радиоинтерферометрия со сверхдлинной базой 366
10.2.4. Редукция РСДБ наблюдений 368
10.2.5. Наблюдения звезд методом РСДБ 370
10.2.6. Космические РСДБ 372
Глава 11. Измерение времени 373
11.1. Хронометрия 373
11.1.1. Осцилляторы 374
11.1.2. Кварцевые осцилляторы 375
11.1.3. Вынужденное излучение 379
11.1.4. Цезиевые атомные стандарты частоты 380
11.1.5. Атомные часы 387
11.1.6. Атомные шкалы времени 390
11.2. Лазеры 393
11.2.1. Принцип действия лазера 393
11.2.2. Применение в телеметрии 395
11.3. Измерение расстояний с помощью лазера 396
11.3.1. Инструменты для лазерной локации Луны 398

11.3.2. Фотонный КПД лунных лазерных дальномеров 401
11.3.3. Распознавание отклика и обработка данных 403
11.3.4. Лазерная локация спутников 406
11.4. Глобальная система позиционирования – GPS 408
11.4.1. Принципы работы системы 408
11.4.2. Описание GPS 409
11.4.3. Измерения с использованием приемников GPS 410
11.4.4. Другие навигационные системы 413
11.5. Радиолокация планет 414
11.5.1. Радиолокационные измерения 414
11.5.2. Применение к планетам 417
11.5.3. Радиолокация астероидов 417
11.6. Хронометрирование пульсаров 418
11.6.1. Хронометрирование импульсов 420
11.6.2. Время распространения сигналов пульсаров 422
11.6.3. Интерпретация наблюдений 423
11.6.4. Астрометрические результаты 425
Глава 12. Будущее астрометрии 427
12.1. Достижения современной астрометрии 427
12.1.1. Внегалактические объекты 427
12.1.2. Звезды 429
12.1.3. Объекты в Солнечной системе 430
12.2. Области применения новой астрометрии 433
12.2.1. Внегалактические объекты 434
12.2.2. Звезды 437
12.2.3. Наша Галактика 439
12.3. Космические проекты для глобальной астрометрии 440
12.3.1. Проект DIVA 441
12.3.2. Проект FAME 442
12.3.3. Проект GAIA 444
12.4. Космическая интерферометрия 446
12.4.1. Проект SIM 447
12.4.2. Космические РСДБ 448
12.4.3. Астрометрия с поверхности Луны? 449
12.5. Перспективы наземной астрометрии 450
12.5.1. ПЗС–астрометрия 450
12.5.2. Астрометрия в очень малом поле 451
12.5.3. Роль наземной астрометрии 452
12.6. В качестве заключения 453
Литература 455
Предметный указатель 473

Предисловие редактора перевода

За последние двадцать лет астрометрия изменилась очень сильно. Это связано с использованием новых инструментов и специализированных спутников. Повышение точности позиционных измерений привело к расширению задач, которые могут быть решены при использовании астрометрических результатов. Из основных результатов можно выделить определение Международной небесной системы отсчета на основе координат внегалактических радиоисточников, издание каталогов Hipparcos и Tycho, разработку новых стандартов частоты и пульсарной шкалы времени. Через несколько лет будут запущены и начнут работать астрометрические спутники GAIA и SIM, планируется запуск в космос стандартов частоты на цезиевом фонтане. Благодаря значительному повышению точности измерений положений различных небесных объектов окажется возможным решить многие задачи астрофизики и звездной динамики.

Автором книги является крупный специалист в области астрометрии. Под его руководством и при его непосредственном участии разрабатывались и вводились в действие новые астрометрические инструменты, спутник Гиппаркос. Опыт и великолепное знание предмета нашли свое отражение в монографии «Современная астрометрия». В книге рассматриваются принципы работы как классических, так и самых современных инструментов, включая оптические и спекл-интерферометры, радиоинтерферометры, лазерные дальномеры, дается описание методов редукции, калибровки и учета ошибок. Особое внимание уделяется вопросам распространения света через атмосферу и учету рефракции.

Автор подробно излагает принципы действия телескопа Гиппар-

кос, анализирует ошибки и описывает результаты этого проекта. Это особенно интересно, так как основные принципы работы Гиппаркоса, а именно, двойное поле зрения, медленное вращение спутника и специальный закон сканирования неба, оправдали себя и присутствуют в новых астрометрических космических проектах.

Перевод монографии выполнен В. Е. Жаровым (предисловия, главы 1, 4, 5), С. Н. Марковой (главы 2, 3, 6, 7, 9–11), О. С. Хованской и А. В. Кузьминым (глава 8) и Л. В. Зотовым (глава 12). Огромную помощь при работе над переводом оказали С. Н. Блинников, К. В. Куимов и В. Н. Семенцов.

Данная монография является прекрасным пособием не только для астрометристов, но и для специалистов в области астрофизики. Книга будет полезна научным сотрудникам, аспирантам и студентам, обучающимся астрономии.

Москва, июнь 2004 *В. Е. Жаров*

Предисловия автора

Предисловие к русскому изданию

Я очень рад, что данная книга издана на русском языке. Так как я русский по происхождению, мне крайне приятно держать в руках книгу, переведенную на язык моих предков. Я хочу поблагодарить доктора В. Е. Жарова, под руководством которого с высоким профессионализмом и прекрасным знанием предмета выполнен превосходный перевод. Для меня было удовольствием читать книгу в переводе, и я подчеркиваю, как точно были сохранены нюансы оригинального текста.

Данная книга является переводом второго издания монографии «Modern astrometry», опубликованной в 2002 г. издательством Springer Verlag (Германия), которая в свою очередь была значительно переработанной версией первого издания 1994 г. Хотя астрометрия, как и другие области астрономии, развивается очень быстро, хочется надеяться, что материал, представленный в книге, не устареет в ближайшие несколько лет. При определении точности наблюдений в эти годы мы по-прежнему будем использовать миллисекунду дуги. Следующий значительный скачок точности следует ожидать около 2010 г., когда будут запущены и начнут работать спутники GAIA и SIM, устройство которых кратко описано в книге. Это приведет к замене единицы измерения и появлению микросекундной астрометрии.

Мне хочется поблагодарить издательство Springer Verlag за предоставление прав для издания книги на русском языке. Но мою самую искреннюю и теплую благодарность я хочу выразить Владимиру Евгеньевичу Жарову за его огромную работу по редактированию и подготовке рукописи. Я считаю его, в некотором смысле, соавтором этой книги.

Грасс, май 2004 *Иван Иванович Ковалевский*

Предисловие ко второму изданию

Перед выходом в свет второго издания книги появилась необходимость обновить ее содержание, так как информация о состоянии астрометрии в ней соответствует положению дел семилетней давности. В астрометрии за эти годы были получены важные результаты. Поэтому, кроме исправления ошибок и опечаток, в книге были сделаны многочисленные поправки. Среди событий, которым я уделил особое внимание, и это потребовало значительно изменить содержание книги, наиболее важными являются издание каталогов Hipparcos и Tycho, развитие ПЗС-астрометрии, решение Международного астрономического союза принять новую небесную систему отсчета, улучшение точности стандартов частоты и времени, решение космических агентств о разработке нескольких новых астрометрических спутников, развитие оптической интерферометрии. Описание этих событий и их следствий включено во второе издание книги. Одним из следствий стало широкое использование такой единицы измерения углов, как микросекунды дуги или микроарксекунды (*microsecond of arc* или *microarcsecond*, μas).

Одним из результатов стало также то, что значение некоторых инструментов, таких как астролябии или меридианные круги, уменьшилось. Однако я оставил их описание неизменным, причем не только из-за исторического интереса, но и из-за того, что новые инструменты часто используют аналогичные методы редукции данных, и, поэтому, я буду на них ссылаться. Кроме этого, в течение последних лет развивались новые методы, разрабатывались новые инструменты, и информация о них была включена в книгу. Было добавлено много новых ссылок в список литературы.

Последняя глава была почти полностью переписана. С одной стороны, некоторые объявленные проекты уже стали осуществляться, и их описание является основой книги. Описание других проектов, которые никогда не будут реализованы, было исключено. Оно было заменено перечислением новых утвержденных программ, которые находятся на разных стадиях проработки или реализации.

В дополнение к тем коллегам, которых я уже упомянул в предисловии, хочу поблагодарить др-в К. Делма и Р. К. Сейделманна, которые обеспечили меня очень полезной информацией.

Грасс, апрель 2001 *Иван Иванович Ковалевский*

Предисловие к первому изданию

Астрометрия — это область астрономии, занимающаяся определением положений небесных тел и их изменений во времени, или более широко, определением видимых размеров и формы тел. Во многих книгах описываются теоретические основы позиционной астрономии. Однако инструменты и процедуры для получения геометрических или кинематических величин, которые являются одними из основных наблюдательных данных при изучении Вселенной и ее частей, описаны излишне кратко. Целью данной книги, в отличие от других, является описание современной астрометрической техники, в особенности самых новых и мощных средств, независимо от того, где располагаются инструменты — на Земле или в космосе.

До конца XIX столетия, до начала развития физической астрономии все астрономические обсерватории были ориентированы на определение положений небесных тел. Затем астрофизика стала наиболее важной областью астрономии. С использованием наблюдений практически во всем диапазоне длин волн — от радиоволн до гамма-лучей, с применением новых очень чувствительных приемников и разработкой быстродействующих компьютеров был достигнут замечательный прогресс в описании и понимании Вселенной.

Приблизительно до 1970 г. астрометрия была в стороне от общего развития астрономии, хотя тригонометрические параллаксы, собственные движения и угловые размеры звезд, которые могут быть определены только астрометрическими средствами, являются фундаментальными величинами во многих областях астрофизики. Как следствие, некоторые основные разделы астрофизики стали малопривлекательными по сравнению с другими, в которых был достигнут прогресс. С 1970 г. астрометрия начала наверстывать потерянное время, и ее вклад в астрономию значительно увеличился. Новые средства, такие как радио и оптическая астрометрия, ПЗС-приемники, астрометрические спутники, хронометрия и компьютеры круто изменили астрометрию, приведя к увеличению точности на один, два, а иногда на несколько порядков. Благодаря этим средствам, астрометрия стала полностью обновленной наукой. Эта новая наука и описывается в данной книге, которая является переработкой курсов лекций, читавшихся аспирантам Парижской обсерватории в течение нескольких лет.

Первая версия книги — на французском языке — с изложени-

ем материала, представленного ниже, была опубликована издательством Springer в серии «Lecture Notes» [149]. Однако настоящая книга не является просто обновленной версией первой. Несколько глав почти полностью переписаны. Новый материал был добавлен в большинство разделов, также была добавлена новая глава о будущих проектах. Результаты наблюдений космического телескопа им. Хаббла (Hubble Space Telescope) и спутника Гиппаркос уже опубликованы; они представлены в книге, как и другие новые достижения, полученные другими средствами.

В первой главе дается общее введение в астрометрию, причем акцент делается на ее целях и основных методах. Следующие две главы представляют сводку основных результатов в физической оптике, которая необходима для понимания основных свойств астрометрических инструментов, а также атмосферы — неизбежной среды для наземной астрометрии, которая сильно влияет на наблюдения. Глава 4 представляет сводку основных формул сферической астрономии, которые постоянно используются при обработке наблюдений; это не является попыткой написать новый трактат по фундаментальной астрономии. Эта глава была добавлена, чтобы под рукой была книга, в которой есть все необходимые для ссылок формулы. Та же концепция привела к краткому описанию основных методов редукции данных и оценки ошибок, а также к описанию физических основ используемых методов.

Следующие семь глав посвящены описанию инструментов, используемых в астрометрических наблюдениях небесных тел и системы Земля–Луна. Цель этих глав — дать краткое описание инструментов и принципов их действия, обсудить причины ошибок, описать методы калибровки и методы, используемые при обработке наблюдений. Кроме классических астрометрических инструментов, таких как астрографы, меридианные круги и астролябии последних модификаций, мы представляем все новые приборы и методы, которые появились в последние 10–20 лет и которые вносят вклад в получение современных высокоточных астрометрических данных (ПЗС- приемники, космический телескоп им. Хаббла, Гиппаркос, оптическая интерферометрия, РСДБ, лазерная локация, система глобального позиционирования GPS, хронометрирование пульсаров). В последней главе после краткого описания основных достижений современной астрометрии мы показываем, что существует потребность в наблюдениях еще более высокой точности, и

даем описание проектов, целью которых является осуществление таких наблюдений.

В книге мы использовали Международную систему единиц (СИ). Однако с увеличением точности единица угла — секунда дуги (″) — оказывается слишком большой. В литературе встречаются несколько видов обозначений тысячной доли секунды дуги. В английской литературе встречается обозначение «milliarcsecond» — миллиарксекунда, сокращенно записываемое как «mas», или «millisecond of arc» — миллисекунда дуги (в действительности следовало бы говорить миллисекунда градуса или миллисекунда угла, так как измеряемыми величинами являются не дуги, а углы). Я использую обозначение «millisecond of arc» и аббревиатуру «mas»[1].

Я выражаю признательность Жанне Фалин за очень компетентную и быструю печать книги. Я благодарю д-ра Д. Бонне за тщательное прочтение главы по интерферометрии: в действительности некоторые параграфы были написаны им. Я благодарю д-ров М. Фрошли, Ф. Леклера, Ф. Миньарда и С. Томаса за чтение некоторых глав, исправление ошибок и предложение уместных поправок.

Грасс, май 1994 *Иван Иванович Ковалевский*

[1]Соответственно при переводе используется обозначение «миллисекунда дуги» и сокращение «мс дуги» (*Прим. ред.*).

Глава 1.

Предмет астрометрии

Что собой представляет астрометрия? Каковы ее цели и ее место в астрономии? Какими средствами эти цели достигаются? На эти вопросы мы ответим в этой главе перед тем, как дадим детальное описание основных методов астрометрии.

1.1. Место астрометрии в астрономии

Что собой представляет астрометрия? Астрометрия — это часть астрономии, которая занимается определением координат небесных тел, а также определением их размеров и формы. В общем случае эти величины изменяются со временем. Поэтому главной целью астрометрии является описание движения тел. Если эти движения измерены, то их анализ осуществляется двумя существенно различающимися методами.

(i) Целью первого метода является только описание движения. Это — кинематический подход. Например, звездная кинематика — это область науки, в которой устанавливаются соотношения или корреляции между характеристиками движения звезд и некоторыми из внутренних свойств звезд (таких как химический состав, возраст, спектральный тип и т.д.).

(ii) Мы пытаемся понять, почему движения тел имеют наблюдаемые свойства. Это означает, что мы изучаем силы, которые управляют этими движениями. Это — динамический подход. Например, в небесной механике мы объясняем движение планет и спутников присутствуем различных сил, действующих в Солнечной системе.

Аналогично, в динамике Галактики мы пытаемся объяснить строение Галактики, исходя из параметров движения звезд.

Но даже само знание положений звезд или галактик, безотносительно к тому — движутся они или нет, очень важно для астрономии, например, для понимания структуры звездных скоплений или для понимания распределения вещества во Вселенной.

Во всех этих приложениях астрометрия является наблюдательной основой для получения научных результатов. Должны ли мы рассматривать астрометрию как астрономический метод? Такая точка зрения вполне уместна, ведь фотометрия, спектроскопия или радиоастрономия считаются таковыми. Однако лучшим определением астрометрии было бы следующее: астрометрия — это применение некоторых методов, которые можно назвать *астрометрическими методами*, для определения геометрических, кинематических и динамических свойств небесных тел во Вселенной.

В следующем разделе мы представим далеко не полный список некоторых основных задач астрометрии. Когда наука развивается, когда точность астрометрических наблюдений растет, появляются все новые задачи. В главе 12 некоторые из будущих приложений астрометрии будут кратко описаны вместе с методами, которые, как ожидается, появятся в ближайшее десятилетие.

1.2. Задачи астрометрии

В самом общем виде все, что как-то распределено во Вселенной, движется или имеет размеры или форму и доступно для измерений, находится в сфере интересов астрометрии при условии, что научный интерес лежит за пределами простого описания. Современная астрометрия прошла описательную стадию развития науки. Существует большое число проблем, связанных с пониманием явлений, с подтверждением различных гипотез о структуре и эволюции небесных тел, их объединении в скопления или связанных с реальными физическими законами во Вселенной. Теперь уже нельзя использовать немногочисленные и дорогие инструменты для того, чтобы наблюдать какой-то объект только потому, что его можно наблюдать.

В течение первой половины двадцатого столетия некоторые астрономы говорили, что любое наблюдение является капиталом, который будет ценным и в будущем. Сейчас это уже не так. Наблюдение должно иметь целью решение определенной проблемы. Когда гото-

вится наблюдательная программа, каждый ученый должен спросить себя, какова полезность этих наблюдений, на какой вопрос ищется ответ?

Астрометрия определенно должна подчиняться этому правилу. Из-за того, что в течение многих лет астрометрия не всегда ему следовала, не было необходимости для ее развития; результатом было отставание от очень быстрого прогресса в других областях астрономии. У астрометрии сложилась репутация эзотерической деятельности, скучной и направленной в прошлое. За последние 30 лет такая ситуация изменилась; *современная астрометрия* начала развиваться. Но нужно, и всегда будет нужно, задать самому себе вопрос: в каких областях астрономии требуется знание положений, движений, размеров и формы небесных тел, и для чего?

Давайте дадим ответы на эти вопросы и последовательно рассмотрим различные классы объектов, которые наблюдаются астрометрическими методами, начиная с самых далеких объектов.

1.2.1. Внегалактические объекты

Если исключить из рассмотрения изменение координат вследствие смещения области излучения, то положения квазаров и удаленных галактик остаются постоянными на небе с точностью, лучшей, чем 10^{-5} сек дуги в год. Поэтому, в общем случае, пытаться наблюдать движения таких объектов нецелесообразно. Более близкие галактики, такие как Магеллановы Облака и члены Местной группы, движутся со скоростями, которые находятся на пределе точности измерения современными астрометрическими методами. Эти скорости определенно будут измерены во время выполнения планируемых космических астрометрических программ. Чтобы измерить такие малые движения, необходимо построить систему отсчета, которая фиксирована на небе. Проблема построения систем координат и систем отсчета рассматривается в разделе 4.1. Это необходимая основа для определения любого видимого движения, свободного от кажущихся эффектов, таких как глобальное вращение, а в динамике — от появления кориолисовых ускорений.

Квазары и далекие галактики являются идеальными реперными точками для определения небесной системы отчета. Следовательно, непрерывные астрометрические наблюдения, из которых определяются точные положения этих объектов, являются фундаментальной задачей астрометрии, решение которой косвенно влияет на все дру-

гие измерения движений небесных тел: любое вращение системы отсчета может быть неправильно истолковано, а именно, как движение наблюдаемых тел.

Другой результат астрометрии — это распределение галактик во Вселенной. Описание крупномасштабных структур необходимо для понимания ранних стадий жизни Вселенной, когда эти структуры формировались.

1.2.2. Звезды

Существует множество причин для определения видимых кинематических свойств звезд. Можно выделить три основных области применения.

(i) *Звездная астрофизика*

Наиболее важный параметр, который может быть получен из астрометрических измерений — это *параллакс* (§ 4.2.2). Тригонометрические параллаксы лежат в основе всех остальных методов определения расстояний во Вселенной, если предполагается, что две звезды с одинаковыми физическими характеристиками (спектром, температурой, переменностью и т.д.) имеют одинаковую светимость. При этом подразумевается, что истинная светимость некоторых звезд в каждом классе уже прокалиброваа. Последнее возможно только если известно расстояние до этих звезд: значение тригонометрических параллаксов заключается в том, что они являются первым звеном в цепочке.

Трудность заключается в том, что невозможно определить параллаксы всех звезд. На расстоянии в 100 парсек (316 световых лет) параллакс равен 0″,010 или, используя миллисекунду дуги как единицу измерения и обозначая как mas = milliarcsecond, равен 10 mas (по-русски, 10 мс дуги). Поэтому, можно уверенно получить величины расстояний ($D = 1/\pi$, где D выражается в парсеках, π в сек дуги) только в окрестности Солнечной системы, крошечной части нашей Галактики. Новые космические проекты (SIM и GAIA) расширят область, доступную для исследования, в 100 и более раз. В конечном счете, программа наблюдений будет зависеть от того, насколько звезды интересны в астрофизическом плане.

Некоторые другие параметры также определяются астрометрическими методами:

- орбитальное движение двойных и кратных звезд,
- видимые диаметры звезд,

• собственное движение, представляющее видимый путь звезды на небе; измерение собственного движения особенно полезно при изучении скоплений звезд, Галактики и галактик Местной группы,

• открытие невидимых компаньонов звезд по их нелинейному собственному движению.

Среди следствий знания расстояний до звезд наиболее важным является следствие, согласно которому измеренные значения параметров могут быть выражены в физических единицах, используемых в лабораториях. Только при этом условии можно получить необходимые ограничения на физические модели звезд, включая их внутреннее строение и эволюцию. Среди таких параметров выделим:

• блеск звезд в широкополосных или узкополосных фотометрических системах в видимой, радио, инфракрасной или ультрафиолетовой областях преобразуется в абсолютные светимости и потоки энергии,

• видимые диаметры звезд, которые становятся реальными диаметрами, выраженными в километрах,

• видимый размер орбиты двойной звезды может быть выражен в астрономических единицах, затем можно вычислить сумму масс компонентов в единицах солнечной массы. Кроме этого, двойные пульсары, являющиеся индикаторами свойств сильных гравитационных полей, могут быть использованы для подтверждения выводов общей теории относительности,

• собственные движения звезд, которые можно выразить в километрах в секунду в картинной плоскости. Если спектроскопическими методами (раздел 5.5) дополнительно измерена лучевая скорость, то можно определить вектор скорости звезды относительно наблюдателя.

(ii) *Кинематика и динамика групп звезд*

Важное значение имеют собственные движения, а также лучевые скорости звезд. Они позволяют нам изучать движения звезд в скоплениях (и косвенным образом определить расстояния до них), обнаружить звездные ассоциации (звезды, имеющие общее место рождения), проанализировать движения внутри Галактики и получить соотношения между кинематическими и астрофизическими свойствами звезд (химическим составом, спектром, типом переменности, возрастом), которые приводят к пониманию эволюции Галактики.

Интерпретация кинематических свойств скоплений приводит к изучению силовых полей, которые сохраняют их от разрушения, а также эволюции скоплений во времени (например, процент убегающих звезд или образование двойных звезд). Аналогичным образом, будучи входными параметрами при исследовании динамики Галактики, собственные движения и лучевые скорости звезд являются основными наблюдательными данными для определения строения Галактики, галактического гравитационного поля (существования темной материи, строения диска, внутреннего бара, плотности балджа и т.д.) и эволюции Галактики (устойчивости спиральной структуры).

(iii) *Системы отсчета в астрометрии*

Чтобы корректно решить астрометрические задачи, нужно иметь надежную и доступную небесную систему отсчета. Для материализации такой системы мы должны построить систему координат, задаваемую положениями выбранных реперных точек на небе, которыми могут быть звезды, галактики или квазары. Задача астрометрии — обеспечение потребителей такой системой координат и ее поддержание с помощью измерения движения опорных звезд.

1.2.3. Объекты в Солнечной системе

Как и в случае со звездами и галактиками, не нужно систематически наблюдать все объекты Солнечной системы. Мы должны ограничиться такими наблюдениями, которые представляют практический или теоретический интерес. Дадим некоторые примеры.

(i) *Солнце*

Среди небесных тел Солнце наиболее трудно наблюдать для определения его положения. До нынешнего времени эти наблюдения были важны, так как движение Солнца определяло точку весеннего равноденствия. Сейчас, когда определение системы отсчета не зависит от Солнечной системы, эти наблюдения стали ненужными. Тем не менее два параметра важно знать для уточнения теории внутреннего строения Солнца. Этими параметрами являются форма и диаметр Солнца и их изменения со временем.

(ii) *Большие планеты*

Изучение динамики тел Солнечной системы остается важной исследовательской темой: в этой лаборатории могут быть проанализированы эффекты общей теории относительности в слабом гравитационном поле. Движение планет — это основа для определения ди-

намической небесной системы отсчета, которая использовалась до 1997 г. как фундаментальная система (система FK5). Она должна поддерживаться для сравнения с внегалактической системой отсчета, и это является главной теоретической задачей. Только очень точные наблюдения планет полезны для решения этой задачи; такие наблюдения нужны также и для подготовки космических миссий и их выполнения.

(iii) *Спутники планет*

Практически каждый спутник — это особая проблема для небесной механики. Значит, наблюдения за движением спутников очень полезны по теоретическим причинам. Подготовка и запуск космических аппаратов к некоторым спутникам требует частых и очень точных позиционных наблюдений.

(iv)*Астероиды и кометы*

Эти объекты слишком многочисленны, чтобы стремиться ко всеобъемлющим наблюдениям с максимально возможной точностью. В действительности это не нужно: нескольких наблюдений этих тел достаточно для вычисления их эфемерид, достаточно точных, чтобы не потерять объекты. Однако имеются случаи, когда требуются точные и многочисленные наблюдения, например:

- Подготовка и выполнение космических полетов к данной комете или малой планете.
- Некоторые малые планеты представляют особый интерес для небесной механики: троянцы, некоторые члены из семейств астероидов, подверженных сильным резонансам, и объекты, находящиеся вблизи Земли (космический мусор). Это относится также к кометам, которые подвергаются сильным возмущениям от больших планет.
- Некоторые малые планеты могут влиять на орбиты других астероидов. Точные измерения траектории возмущенного тела позволяют нам определить массу возмущающей малой планеты.
- Некоторые очень хорошо наблюдаемые астероиды вместе с большими планетами вносят вклад в определение динамической системы отсчета.
- Некоторые астероиды могут иногда затмевать звезду с примерно такой же звездной величиной. Для предсказания такого события необходимо знать точные координаты астероида; затем анализ фотометрических наблюдений позволяет определить размеры и форму астероида.
- Исследование трансплутоновых планет (пояс Койпера).

1.2.4. Система Земля–Луна

Система Земля–Луна — это уникальная динамическая система в том смысле, что ее динамика может быть очень точно проанализирована и представляется многими наблюдаемыми явлениями (приливами, резонансным вращением Луны, замедлением движения Луны, обменом угловым моментом с Землей). Точные наблюдения положения Луны особенно важны, так как они помогают понять динамику системы. Сейчас они очень точны (лазерная локация Луны), поэтому более старые методы стали ненужными. По той же причине измерения нерегулярностей лимба Луны потеряли свое значение.

Другими индикаторами динамического поведения системы — и особенно самой Земли — являются искусственные спутники. Их траектория — очень чувствительный индикатор гравитационного поля Земли и других сил, главным образом приливных сил и сил торможения воздухом. Не все спутники пригодны для точных позиционных наблюдений, а только те, которые специально спроектированы для таких наблюдений (спутники с уголковыми отражателями, радиопередатчиками, а также эталонами точного времени). Среди приложений точных наблюдений искусственных спутников наиболее важными являются следующие:

- детальное определение гравитационного поля Земли,
- регулярное измерение параметров, описывающих вращение Земли,
- регулярное измерение положения наблюдательных станций, что позволяет измерить движение тектонических плит, локальные подъемы станций и приливные движения,
- точные траекторные измерения спутника, необходимые для выполнения программы (альтиметрия для изучения динамики океанов, передача точного времени, геодезия).

Вообще говоря, включая наблюдения искусственных спутников в астрометрию, мы включаем в нее и значительную часть космической геодезии. Это не произвольное решение, оно оправдывается следующими аргументами:

- Изучение Луны всегда имело отношение к астрометрии: наблюдения искусственных спутников выполняются очень схожими методами.
- С точки зрения небесной механики нет разницы между искус-

ственным спутником и близким естественным спутником (например, спутником Марса).

• Для исследования вращения Земли одновременно используются наблюдения искусственных спутников, Луны и квазаров.

• Синхронизация часов выполняется с использованием искусственных спутников, и это обязательная операция при радиоинтерферометрических наблюдениях.

1.2.5. Заключение

Этот длинный и, конечно же, неполный список применений астрометрии вызывает появление некоторых идей и выводов, которые проясняют особое положение астрометрии в астрономии.

• Астрометрические программы должны определяться научными задачами в различных областях астрономии и астрофизики (изучение физических и динамических свойств Вселенной и составляющих ее частей) или геодинамики (кинематики и динамики Земли или системы Земля–Луна).

• Выбор программы нередко является результатом взаимодействия всего научного сообщества; зачастую отдельная обсерватория не способна выполнить программу наблюдений полностью и должна работать в кооперации с другими обсерваториями.

• Выбор инструментов также важен. Благодаря прогрессу в этой области некоторые астрометрические инструменты устарели и следует без колебаний заменить их более современными. Через 20 лет примерно 80% существующих типов инструментов будут заменены новыми или каким-то образом модернизированы, так что они станут новыми инструментами, или же будут упразднены. Из пятнадцати или около этого инструментов или методов, описываемых в книге, только три существовало 30 лет назад, и даже они были значительно модифицированы.

• В астрометрии изменились не только инструменты, но и методы редукции, получившие значительное развитие. В современное программное обеспечение должно быть включено детальное моделирование структуры информации, которую несут оптические или радиоволны, для преобразования «сырых» наблюдений и получения реальных астрометрических результатов. Это усложняет математическую обработку наблюдений и статистическую оценку получаемых результатов, но дает существенный вклад в точность и качество данных.

• Другим следствием этого обновления, которое и привело к основному увеличению точности, является то, что инструменты сейчас представляют из себя мощные и сложные устройства, разработка и эксплуатация которых требует значительных средств. Это ограничивает их число, поэтому возрастает необходимость тщательного планирования наблюдений.

• Астрометрические программы часто имеют рутинный характер. Поэтому при проектировании инструментов надо стремиться к полной автоматизации наблюдений.

В конце XX столетия ставилась задача получения точности наблюдения, которая равнялась бы одной миллисекунде дуги при угловых измерениях и одному сантиметру по расстоянию в пределах системы Земля–Луна. Эта точность от 100 до 1000 раз выше, чем была получена двадцатью годами ранее. Относительные ошибки сейчас лежат в диапазоне $10^{-8} \div 10^{-10}$. В течение следующих лет целью ставится достижение точности, равной миллиметру по расстоянию и $10^{-5} \div 10^{-6}$ секунд дуги в угловых измерениях (10^{-6} секунды дуги называется микроарксекундой и обозначается как μas или мкс дуги). В физике достижение таких точностей относится к области метрологии. В астрометрии обязательным становится тщательный и доскональный анализ систематических и случайных ошибок. Астрометрия является для астрономии тем, чем является метрология для физики: это базис, без которого наука частично теряет свою количественную строгость. Другими словами, астрометрия – метрологический базис астрономии.

1.3. Астрометрическая техника и методы

Для достижения этих целей существует большое число методов, ожидается также появление новых. Перед тем, как давать детальное описание каждого метода, давайте представим их вместе с четырьмя областями астрометрии, в которые они вносят вклад.

1.3.1. Астрометрия в малом поле

Под таким названием мы понимаем астрометрические методы, которые позволяют нам связать положение небесного тела с соседними звездами в поле зрения телескопа, которое обычно составляет несколько градусов. Методы, которые позволяют определить размеры небесных тел, попадают в эту категорию. Методы, которые будут

описаны в следующих главах и имеют отношение к астрометрии малого поля — это:

- фотография, достаточно старый метод, но все же еще иногда используемый,
- регистрация приборами с зарядовой связью (ПЗС) (по-английски, charge coupled devices – CCD),
- фотометрические измерения в фокусе телескопа,
- спекл-интерферометрия,
- интерферометрия Майкельсона,
- радиоинтерферометрия,
- космическая интерферометрия и построение изображений.

Кроме этого, при наблюдениях двойных звезд все еще используются визуальные микрометрические измерения.

1.3.2. Астрометрия в большом поле

Инструменты, которые попадают в эту категорию (semi-global, по терминологии автора), могут связать положения небесных тел, разделенных большими углами, при условии, что они располагаются в определенных конфигурациях. В этом случае можно сравнить положения звезд, даже если они находятся в различных частях неба. Необходимо, однако, чтобы они наблюдались инструментом более или менее одновременно. К этой категории мы относим:

- меридианные круги и пассажные инструменты,
- астролябии,
- астрометрические спутники (HIPPARCOS[1],...),
- оптические фазовые интерферометры,
- радиоинтерферометры со сверхдлинными базами.

Для сканирования всего неба необходимы несколько инструментов, расположенных на разных широтах. Это последнее ограничение не относится к инструментам в космосе: они являются инструментами глобальной астрометрии.

1.3.3. Измерение расстояний

Расстояния могут быть определены измерением времени распространения электромагнитного сигнала туда и обратно между излучателем и рефлектором, который отражает сигнал обратно к инстру-

[1] В отечественной астрометрической литературе нет общепринятого написания названия этого проекта. Мы следуем традиции написания имени Гиппарха, а для спутника далее используем название «Гиппаркос». (*Прим. ред.*)

менту. Существуют два основных метода, зависящих от длины волны сигнала: спутниковая и лунная лазерная дальнометрия, которые используют сигналы в видимом или близком инфракрасном диапазоне, и радиолокация. Конечно, эти методы применимы только в окрестностях Земли или, самое большее, в Солнечной системе.

1.3.4. Другие методы

Астрометрические результаты могут быть также получены с помощью других методов, которые предназначены для получения различных видов информации. Эти методы обычно не считаются астрометрическими. Однако, так как с их помощью получают информацию о положении, размере и скорости небесных тел, то мы упоминаем о них в книге. Это:

- спектроскопия, позволяющая измерять лучевые скорости небесных тел,
- фотометрия, используемая для определения диаметров звезд во время их затмений Луной,
- хронометрия, в применении к пульсарам дающая информацию об их движении относительно наблюдателя.

В действительности эти методы могут обеспечить нас и другими данными, которые приведут к астрометрическим результатам, но здесь мы их описывать не будем. Просто напомним, что вращение звезд может быть определено из уширения спектральных линий. Также, фотометрические наблюдения затменных двойных звезд дают очень хорошую информацию об относительном движении и размерах компонент (которые могут быть планетами) и об их орбитальных элементах.

1.3.5. Наземная или космическая астрометрия?

Перед запуском спутника Гиппаркос и космического телескопа имени Хаббла (КТХ) все астрометрические измерения выполнялись с Земли. Это накладывало на наблюдения определенные ограничения.

(i) Турбулентность атмосферы непрерывно изменяет видимое направление на источник: изображение является суммой движущихся мгновенных изображений. Поэтому, результирующее изображение гораздо хуже того, что можно было бы ожидать только от одного телескопа. Адаптивная оптика позволяет преодолеть эффекты атмо-

сферных возмущений, но работает только в очень малом поле зрения (несколько секунд дуги), и в астрометрии еще не применялась.
(ii) Атмосферная рефракция систематически изменяет видимое направление на небесные тела. Это изменение является функцией физического состояния и влажности атмосферных слоев. Поэтому поправку за рефракцию никогда нельзя будет определить точно.
(iii) Наземные инструменты движутся вместе с Землей. Чтобы наблюдаемые положения небесных тел правильно преобразовать в неподвижную систему отсчета, надо знать параметры, которые определяют ориентацию Земли в пространстве. Вращение Земли измеряется специальными астрометрическими методами.
(iv) Когда несколько инструментов используются для получения астрометрических результатов (например, когда объединяются наблюдения, выполненные на нескольких астрометрических инструментах большого поля для получения общего каталога положений), то каждый инструмент вносит в каталог свои собственные систематические ошибки. Эти ошибки не могут быть исключены полностью, и в сводном каталоге в результате появляются зонные ошибки.

Большинство причин, из-за которых появляются ошибки, исчезает в космосе. Но возникают другие проблемы, среди которых выделим техническую сложность создания инструментов, их стоимость, сложность проведения наблюдений. Поэтому только часть задач астрометрии будет решена из космоса, и наземную астрометрию еще рано списывать. Она должна специализироваться на решении специфических задач, таких как астрометрия в малом поле, слежение за явлениями, зависящими от времени (двойными звездами, движением астероидов и спутников, системой Земля–Луна). Точность в миллисекунду дуги, которая достигнута в космосе, уже достигнута с Земли при использовании радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой и некоторых методов хронометрирования. Еще остается место для дальнейшего прогресса, как показано в последней главе, и для космических, и для наземных методов. И наземная, и космическая астрометрии необходимы, поскольку они дополняют друг друга.

Глава 2.

Формирование изображений

Все астрометрические приборы используют свойства приходящего электромагнитного излучения, испускаемого небесными телами, для определения направления на источник или для определения структуры излучения от некоторой малой области небосвода. Выделим две задачи: сначала нужно собрать свет и измерить его свойства с помощью приемника астрономического инструмента, затем интерпретировать измерения с целью изучения свойств самого излучающего объекта на небе. Эти две задачи подразумевают, что мы должны уметь точно описывать изменения, происходящие со световыми (или радио) волнами на пути от небесного тела до приемного устройства инструмента. В реальности, кроме одного специального случая – хронометрирования пульсаров, можно считать, что ощутимое влияние межзвездное и межпланетное пространство на распространение световых лучей не оказывают[1]. Итак, достаточно рассмотреть устройство инструмента, с одной стороны, и влияние атмосферных эффектов, с другой стороны. Влияние атмосферы мы рассмот-

[1]Невидимые массивные тела при прохождении света на малом угловом расстоянии от них могут вызывать непредсказуемые гравитационные отклонения пути распространения света (так называемый эффект микролинзирования). Величина отклонения составляет единицы-десятки микросекунд дуги. Микролинзирование накладывает фундаментальный предел на стабильность небесной системы координат. (*Прим. ред.*)

рим в главе 3. В настоящей главе мы на основе некоторых законов оптики начнем изучать инструментальные эффекты.

Эта книга не является введением в физическую оптику. Во многих учебниках, например [53, 70, 105, 182, 188] или на французском языке [207], вопросы физической оптики рассматриваются очень подробно и в полном объеме[2]. С точки зрения применения оптики в астрономии эти вопросы рассмотрены в книге Шредера [237]. В данной книге мы представим без доказательств некоторые результаты, которые будут использоваться далее, так как они крайне необходимы для понимания работы астрономических инструментов.

2.1. Основные принципы

Существует два независимых, хотя и взаимодополняющих, подхода в оптике.

(i) *Геометрическая оптика*

Этот подход рассматривает пути лучей при отражении и преломлении в среде. В основе теории лежит принцип Ферма. Основное применение этого принципа – построение изображения в поле зрения. В геометрической оптике световые лучи рассматриваются как траектории фотонов. Понятие фотона является основой теорий фотоэлектричества и фотометрии, которые будут кратко рассмотрены в § 5.2.1.

(ii) *Физическая оптика*

При этом подходе свет рассматривается как совокупность волн конечной длины. Основными его приложениями, с которыми мы будем иметь дело, являются объяснение дифракции – вездесущего явления – и интерференции. Еще одно применение – спектроскопия, которую мы кратко рассмотрим в § 5.5.1.

2.1.1. Распространение световых лучей

Рассмотрим свет, распространяющийся в вакууме. В этом случае распространение света происходит вдоль прямой линии со скоростью $c = 299\,792\,458$ мс$^{-1}$. Это точное значение, принятое согласно современным измерениям. В любой другой среде скорость распространения v будет меньше. Отношение c/v называется *показателем преломления* среды

[2]Наиболее полный и авторитетный труд по оптике в мировой литературе – [1*]. См. также [4*]. (*Прим. ред.*)

$$n = c/v.$$

Величина показателя преломления всегда больше 1. Обозначим длину световой волны в вакууме как λ. Тогда период T волны равен λ/c. В среде с показателем преломления n длина волны λ' равна

$$\lambda' = \lambda/n.$$

Рассмотрим распространение светового пучка между двумя точками A и B в среде с показателем преломления n. Определим *оптическую длину пути* как преобразование

$$n \cdot AB.$$

В неоднородной среде оптическая длина пути вычисляется как интеграл

$$\int_A^B n ds, \tag{2.1}$$

где n – показатель преломления на бесконечно малом участке пути ds.

2.1.2. Принцип Ферма

Современная трактовка принципа Ферма следующая:

Реальная траектория распространения светового луча соответствует минимальной оптической длине пути, что эквивалентно равенству нулю вариации от интеграла

$$\delta \int_A^B n ds = 0.$$

Это означает, что разность между оптической длиной пути, по которому проходит свет, и оптической длиной пути вдоль любой соседней траектории отрицательна. Указанная разность имеет второй порядок малости относительно расстояния между двумя траекториями.

Этот принцип имеет несколько важных следствий:

- В однородной среде свет распространяется вдоль прямой линии.

• При отражении от поверхности зеркала луч отражается симметрично падающему лучу относительно нормали к поверхности зеркала в точке падения (рис. 2.1).

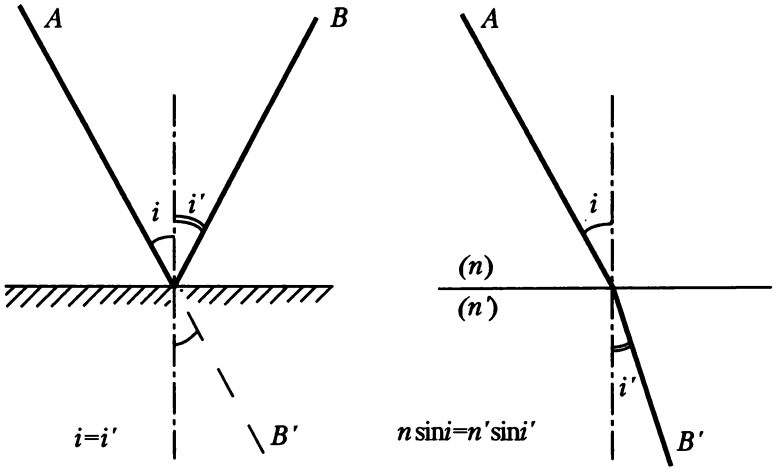

Рис. 2.1. Отражение и преломление светового луча.

• Из принципа Ферма легко вывести закон Снеллиуса: преломление световых лучей на границе сред с разными показателями преломления n и n' описывается следующим уравнением

$$n \sin i = n' \sin i', \tag{2.2}$$

где i и i' – углы падения и преломления, соответственно (рис. 2.1).

• Закон обратимости светового пути: если возможно распространение света в некотором направлении, оно также возможно и в противоположном направлении.

2.1.3. Распространение монохроматической световой волны

Рассмотрим световую волну как суперпозицию плоских волн, фронты которых перпендикулярны направлению распространения световых лучей. Уравнение, описывающее распространение световых волн вдоль оси Ox, записывается в виде

$$U = a \cos\left[\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)\right], \tag{2.3}$$

где U – мгновенная амплитуда волны при прохождения фронтом волны абсциссы x в момент времени t, a – амплитуда волны, v – скорость распространения волны. Определим частоту волны как

$$f = \frac{1}{T},$$

и назовем ω угловой частотой:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f. \tag{2.4}$$

Величина $\omega x/v$ может быть переписана с учетом того, что

$$v = \frac{\lambda'}{T}.$$

Таким образом, из выражения (2.3) получаем

$$U = a\cos\left(\omega t - \frac{2\pi n x}{\lambda}\right) = a\cos\left(\omega t - \phi\right), \tag{2.5}$$

где ϕ – *фаза*, а nx – оптическая длина пути.

Иногда удобно использовать комплексное представление и рассматривать комплексную функцию V, где U – ее действительная часть

$$V = U + iU' = a\left[\cos\left(\omega t - \phi\right) + i\sin\left(\omega t - \phi\right)\right] = a\exp i(\omega t - \phi). \tag{2.6}$$

В случае сферической волны, исходящей от точечного источника, на расстоянии r имеем

$$U = \frac{a}{r}\cos\left(\omega t - \phi\right). \tag{2.7}$$

Амплитуда волны a/r обратно пропорциональна расстоянию r.

На практике невозможно измерить амплитуду непосредственно. Измеряют *интенсивность*, которая пропорциональна *освещенности* E и квадрату мгновенной амплитуды. Мы будем использовать как интенсивность, так и освещенность. Определим среднюю освещенность за один период как

$$E \sim \frac{1}{T}\int_0^T U^2 dt \sim \frac{1}{T}\int_0^T a^2\cos^2\left(\omega t - \phi\right) dt = \frac{a^2}{2}.$$

Заметим, что в комплексном представлении выражение имеет вид:

$$E \sim \frac{1}{T}\int_0^T VV^* dt, \tag{2.8}$$

где V^* – величина, комплексно сопряженная V.

Для сферической волны $E \sim a^2/2r^2$, где r – радиус сферы.

2.1.4. Принцип суперпозиции

Этот принцип гласит:

При сложении нескольких волновых фронтов результирующая мгновенная амплитуда есть геометрическая сумма первоначальных мгновенных амплитуд всех компонент.

Рассмотрим две монохроматические волны с фазами ϕ и ϕ' и одинаковыми амплитудами:

$$U = a\cos(\omega t - \phi)\ ; \quad U' = a\cos(\omega t - \phi')\,.$$

Результирующая волна описывается функцией

$$U + U' = a\left[\cos(\omega t - \phi) + \cos(\omega t - \phi')\right] =$$

$$= 2a\cos\left(\frac{\phi - \phi'}{2}\right)\cos\left(\omega t - \frac{\phi + \phi'}{2}\right). \tag{2.9}$$

Результирующая амплитуда и фаза являются функциями первоначальных фаз.

2.1.5. Принцип Гюйгенса

Рассмотрим волновой фронт. Принцип Гюйгенса гласит:

Каждая точка волнового фронта в момент времени t может рассматриваться как источник вторичных сферических волн, которые характеризуются амплитудами и фазами, присущими соответствующей точке волнового фронта. Результирующий волновой фронт в момент времени $t + \Delta t$ представляет собой огибающую

вторичных сферических волн, или интегрированную геометрическую сумму амплитуд волн от каждой точки волнового фронта.[3]
Применяя этот принцип для бесконечной плоскости или сферических волн, можно получить выражения (2.5) или (2.7). Это решение дает выражение для волновых фронтов в момент времени $t + \Delta t$ и $t - \Delta t$ (рис. 2.2). Можно сделать те же выводы, используя принцип Ферма (плоская волна в однородной среде и закон Снеллиуса) и факт, что направление распространения световых лучей перпендикулярно плоскости волнового фронта.

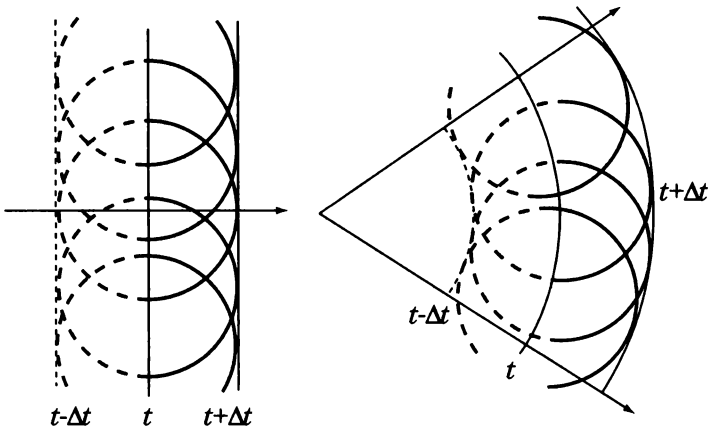

Рис. 2.2. Распространение плоской и сферической волны согласно принципу Гюйгенса.

2.2. Дифракция

В случае распространения бесконечной плоской волны или сферических волн геометрическая сумма всех вторичных сферических волн может быть вычислена согласно § 2.1.5. Но это не справедливо, если распространению волны препятствует какая-либо преграда. Амплитуды в разных точках волнового фронта в этом случае не

[3]В отечественной научной литературе принято использовать принцип Гюйгенса-Френеля. Френель дополнил принцип Гюйгенса утверждением, что вторичные волны интерферируют между собой. Принцип Гюйгенса-Френеля гласит, что возмущение в некоторой точке можно рассматривать как результат интерференции элементарных вторичных волн, излучаемых каждой точкой волновой поверхности. (*Прим. ред.*)

одинаковы, и распространение волн нельзя считать линейным. Это явление называется *дифракцией*. Дифракция играет фундаментальную роль при распространении световых лучей во всех оптических системах и, в частности, во всех астрометрических инструментах, которые далее будут рассмотрены в данной книге.

2.2.1. Распространение ограниченной плоской волны

Пусть в некоторый момент времени t монохроматическая плоская волна, распространяющаяся в вакууме, пересекает плоскость П с прозрачным отверстием площадью S, которое ограничено замкнутой кривой C (рис. 2.3). Это отверстие часто называется апертурой оптического инструмента или *входным зрачком*. Пусть O – произвольная точка, которая является началом отсчета на плоскости П. Перед нами стоит следующий вопрос: каково будет распределение интенсивности света после прохождения волной плоскости П в направлении оси Oy, заданной углом θ к нормали к П? Пусть Ox – проекция Oy на П и пусть P – произвольная точка на апертуре S внутри кривой C. Полярные координаты точки P относительно Ox равны ρ и ψ. Пусть фронт плоской волны, проходя через точку P, пересекает Ox в точке P', а Oy в точке P''. Поэтому разность оптической длины пути между точками P'' и O будет равна

$$D = \rho \cos\psi \sin\theta.$$

Если λ – длина волны и $k = 2\pi/\lambda$, то разность фаз равна

$$\Delta\phi = k\rho \cos\psi \sin\theta.$$

Используя выражение (2.5), найдем, что амплитуда волн от вторичных источников, центры которых расположены в бесконечно малой площадке $dA = \rho d\rho d\psi$ около точки P, описывается выражением

$$a \cos(\omega t - k\rho \cos\psi \sin\theta)\rho d\rho d\psi,$$

где a – коэффициент пропорциональности, а частота ω задана выражением $2\pi c/\lambda = kc$.

Теперь применим принцип суперпозиции (§ 2.1.4) по всей апертуре S и получим мгновенную амплитуду в направлении Oy

$$U_y = a \iint\limits_S \cos\left(\omega t - k\rho \cos\psi \sin\theta\right) \rho d\rho d\psi. \qquad (2.10)$$

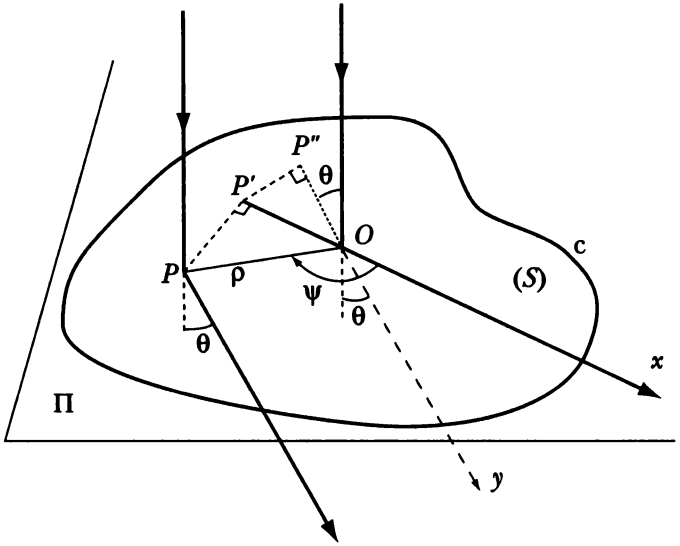

Рис. 2.3. Дифракция плоской волны П на апертуре S.

В комплексном представлении U_y – действительная часть выражения

$$V_y = a \iint\limits_S \exp i\left(\omega t - k\rho\cos\psi\sin\theta\right)\rho d\rho d\psi,$$

которое также можно записать в виде

$$V_y = a\exp i\omega t \iint\limits_S \exp\left(-ik\rho\cos\psi\sin\theta\right)\rho d\rho d\psi. \qquad (2.11)$$

Эта функция зависит от формы и размера входного отверстия, длины волны и направления Oy. Вычисление этой функции возможно лишь численными методами. В случае неплоского волнового фронта выражение будет еще более сложным, так как нормаль к поверхности волнового фронта зависит от расположения точки P. Выражение (2.11) получено для случая параллельных падающих лучей, это соответствует тому, что называют *дифракцией в дальней зоне*.

2.2.2. Дифракция на круглом отверстии

В важном частном случае выражение (2.10) имеет аналитическое решение. Этот случай соответствует круглому входному отверстию, наиболее часто встречающемуся в практике наблюдений на астроно-

мических приборах. В качестве круглого отверстия выступает входное отверстие объектива или диафрагма. Если источником света является звезда, то фронт волны будет плоским, и мы будем предполагать, что свет распространяется вдоль прямой, перпендикулярной оси апертуры. В выражении (2.10) будем считать, что точка O является центром входного отверстия, поэтому, U является функцией только угла θ:

$$U_y = a\cos\omega t \int\limits_0^R \rho d\rho \int\limits_0^{2\pi} \cos\left(k\rho\cos\psi\sin\theta\right) d\psi + \\ + a\sin\omega t \int\limits_0^R \rho d\rho \int\limits_0^{2\pi} \sin\left(k\rho\cos\psi\sin\theta\right) d\psi, \tag{2.12}$$

где R – радиус входного отверстия. Определим параметр $z = k\rho\sin\theta$, тогда второй интеграл в первой строчке будет иметь вид

$$\int\limits_0^{2\pi} \cos\left(z\cos\psi\right) d\psi = 2\pi J_0\left(z\right),$$

где $J_0(z)$ – функция Бесселя нулевого порядка, классический результат в теории функций Бесселя. Второй интеграл (2.12) во второй строчке равен нулю вследствие сферической симметрии относительно $\psi = \pi$.

Другим результатом теории функций Бесселя являются рекуррентные соотношения:

$$\int\limits_0^{z_0} zJ_0\left(z\right) dz = z_0 J_1\left(z_0\right),$$

где $J_1(z_0)$ – функция Бесселя первого порядка. Определяя z_0 как $z_0 = kR\sin\theta$, и делая замену переменной

$$\rho = \frac{z}{k\sin\theta},$$

$U(\theta)$ сводим к интегралу:

$$U(\theta) = a\cos\omega t \int\limits_0^{z_0} \frac{2\pi J_0(z) z dz}{k^2\sin^2\theta} = 2\pi R^2 a \frac{J_1\left(z_0\right)}{z_0}\cos\omega t. \tag{2.13}$$

2.2.3. Функция рассеяния точки круглой апертуры

Рассчитаем теперь освещенность в направлении θ, зная, что она пропорциональна квадрату амплитуды

$$E(\theta) \sim \left(\pi R^2 a\right)^2 \left(\frac{2J_1(z_0)}{z_0}\right)^2.$$

Определим *функцию рассеяния точки* (ФРТ) как освещенность, нормированную к освещенности при $\theta = 0$. В этом случае $z_0 = 0$, и из свойств функции Бесселя первого порядка следует, что:

$$\lim_{z \to 0} \left(J_1(z)/z\right) = \frac{1}{2}.$$

Следовательно, ФРТ для круглой апертуры имеет вид

$$F(R, \theta) = \left(\frac{2J_1(z_0)}{z_0}\right)^2, \tag{2.14}$$

для параметра

$$z_0 = kR\sin\theta = \frac{2\pi R\sin\theta}{\lambda} = \frac{\pi D\sin\theta}{\lambda},$$

где D – диаметр отверстия, параметр более часто используемый при определении апертуры телескопа, чем радиус R. На рис. 2.4 показана соответствующее распределение ФРТ как функции от параметра z_0 и угла θ, выраженного в радианах. Это распределение называется *кольцами Эйри*. Центральный светлый диск получил название *диска Эйри*, в нем концентрируется 83,8% полной энергии.

Замечания

• Размеры дифракционной картины обратно пропорциональны диаметру входного отверстия. Если R возрастает, то $E(\theta)/E(0)$ стремится к нулю, кроме случая $\theta = 0$: в этом случае не происходит отклонения светового луча, и можно наблюдать невозмущенное линейное распространение бесконечной плоской волны.

• Когда угол падения α лучей увеличивается, входной зрачок частично диафрагмируется. Это явление называется виньетированием, оно изменяет распределение света в дифракционной картине. В астрономических приборах угол α обычно достаточно мал, и этим эффектом пренебрегают.

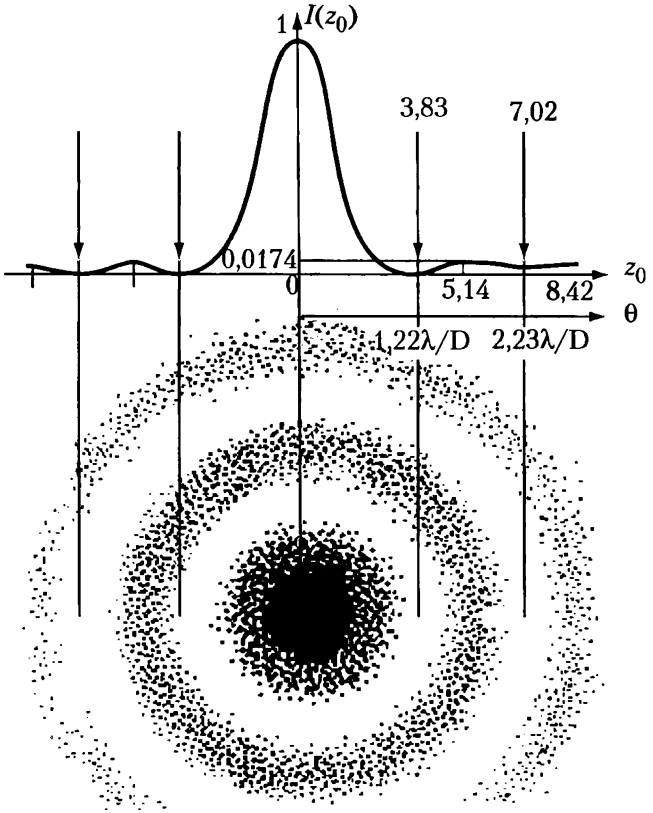

Рис. 2.4. Распределение относительной освещенности (ФРТ) в дифракционной картине от круглого отверстия диаметром D при длине волны λ ($z_0 = \pi D \sin\theta/\lambda$).

• Очень часто вторичные зеркала и другие различные элементы, существующие в реальных приборах, частично затеняют входное отверстие. Следствием этого является искажение и увеличение размеров дифракционной картины. Например, если круглая пластинка диаметром εD закрывает входной зрачок, то ФРТ имеет вид:

$$F(R,\theta,\varepsilon) = \frac{1}{(1-\varepsilon^2)^2}\left[\left(\frac{2J_1(z_0)}{z_0}\right)^2 - \varepsilon^2\left(\frac{2J_1(\varepsilon z_0)}{\varepsilon z_0}\right)^2\right].$$

Для малых значений ε распределение освещенности аналогично кольцам Эйри. Но несимметричные элементы или некруглые отвер-

стия могут изменить вид распределения значительным образом. Например, радиальные держатели вторичных зеркал являются причиной возникновения дифракционных крестов, видимых на передержанных фотографиях ярких звезд (пример показан на рис. 5.4).

2.2.4. Разрешающая способность

Разрешающей способностью инструмента называется минимальное угловое расстояние между двумя точечными объектами, при котором они еще различаются отдельно друг от друга. За значение разрешающей способности принимают величину радиуса диска Эйри, а именно

$$\theta = \frac{1,22\lambda}{D}.$$

Этот результат, называемый критерием Релея, является соглашением; в действительности разрешающая способность зависит от относительной яркости источников и точности, с которой мы можем проанализировать результирующую дифракционную картину и сравнить ее с теоретически рассчитанной дифракционной картиной от одиночного точечного источника. Некоторые методы анализа распределения освещенности позволяют улучшить результат примерно на порядок величины (см., например, раздел 5.3). Однако при наземных наблюдениях ограничение разрешающей способности происходит главным образом из-за неоднородности и турбулентности атмосферы (глава 3). Размывание изображения вследствие этих эффектов значительно больше, чем размеры диска Эйри для телескопов с апертурами, превышающими 10–20 см. Недавно появились новые приборы на основе адаптивной оптики (см. § 3.4.8). Они применяются для коррекции влияния атмосферы и увеличения разрешающей силы приборов. Однако эти приборы эффективны лишь при наблюдении участков неба с размерами, которые составляют доли минуты дуги.

2.3. Когерентность света

До сих пор мы рассматривали монохроматический свет. Но в природе чисто монохроматической свет не существует: все природные источники имеют определенную ширину спектральной линии. В результате выражение (2.5) верно лишь для длин волн λ, лежащих в интервале $\lambda_0 - \Delta\lambda \leq \lambda \leq \lambda_0 + \Delta\lambda$. Вопрос в том, может ли фор-

мула (2.5), а также следствия этой формулы, описанные в § 2.1.3 и 2.1.4 и разделе 2.2, оставаться справедливыми для интервала с неравным нулю $\Delta\lambda$, по крайней мере для заданного интервала времени Δt. Например, применимы ли они для излучения в спектральной линии, которая уширена вследствие температурных эффектов или по каким-то другим причинам? Это означает, что в течение времени Δt, называемого *временем когерентности*, волны будут иметь одинаковые фазы. В этом случае, световой импульс или волновой пакет называется *когерентным*.

2.3.1. Ширина полосы

Рассмотрим ансамбль световых волн, мгновенная амплитуда которого находится как сумма амплитуд каждой из присутствующих волн. Запишем выражение (2.5), используя частоту $f = \omega/2\pi$, а не длину волны λ:

$$U(f,t) = a(f)\cos\left(2\pi f t - \frac{2\pi f x}{c}\right).$$

Суммарная амплитуда может быть получена интегрированием этого выражения по всему спектру длин волн:

$$U(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} a(f)\cos\left(2\pi f t - \frac{2\pi f x}{c}\right) df,$$

где, для применения теоремы Фурье, был добавлен интервал от $-\infty$ до 0; конечно, в этом интервале $a(f) \equiv 0$. Запишем это выражение в комплексном виде с учетом (2.6):

$$V(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} a(f)\exp(2i\pi f t)\exp\left(\frac{-2\pi i f x}{c}\right) df.$$

Определим комплексную амплитуду как:

$$A(f) = a(f)\exp\left(\frac{-2i\pi f x}{c}\right),$$

так что

$$V(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(f)\exp(2i\pi f t)\, df.$$

Это выражение показывает, что $V(t)$ – это Фурье-преобразование амплитуды $A(f)$. Мы можем применить обратное преобразование и получить

$$A(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} V(f) \exp(-2i\pi f t)\, dt. \tag{2.15}$$

Применим это преобразование к синусоидальному (и, следовательно, когерентному) волновому пакету с центральной частотой f_0 и длительностью Δt, так что

$$V(t) = a \exp(2i\pi f_0 t),$$

для

$$-\frac{\Delta t}{2} \leq t \leq \frac{\Delta t}{2},$$

и $V(t) \equiv 0$ вне этого временного интервала. Тогда выражение (2.15) будет иметь вид

$$A(f) = a \int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2} \exp(-2i\pi (f - f_0) t)\, dt.$$

Проинтегрировав и умножив обе части на Δt,получаем

$$A(f) = a\Delta t \frac{\sin(\pi (f - f_0) \Delta t)}{\pi (f - f_0) \Delta t}.$$

Если положить, что $\Delta f = f - f_0$, то освещенность, пропорциональная квадрату амплитуды, равна

$$E(f) \cong \left(\frac{\sin(\pi \Delta f \Delta t)}{\pi \Delta f \Delta t} \right)^2. \tag{2.16}$$

Функция $(\sin z/z)^2$ хорошо известна. Она показана на рис. 2.5.

Основная часть энергии приходится на центральный пик, ограниченный интервалом $\pm\Delta f$ относительно f_0; Δf называют шириной полосы когерентного волнового пакета.

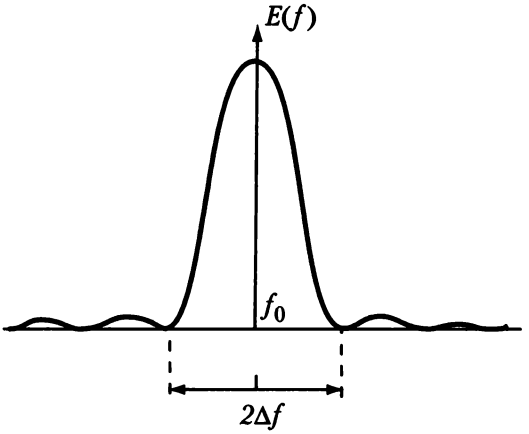

Рис. 2.5. Энергетический спектр волнового пакета с шириной полосы Δf и длительностью Δt.

2.3.2. Время и длина когерентности

Первые нули выражения (2.16) соответствуют условию $\pi \Delta f \Delta t = \pm\pi$. Следовательно, $\Delta f \Delta t = 1$ или

$$\Delta t = 1/\Delta f.$$

Этот временной интервал называют временем когерентности. Интерпретация этого результата следующая. В волновом пакете с энергетическим спектром, показанном на рис. 2.5, волны с частотами в интервале $f_0 - \Delta f \leq f \leq f_0 + \Delta f$ сохраняют одинаковые (когерентные) фазы в течение интервала времени, равного Δt. Теперь с учетом того, что $f = c/\lambda$, имеем

$$|\Delta f| = c\,|\Delta\lambda|\,/\lambda^2,$$

и найдем расстояние, которое свет пройдет за время Δt:

$$\Delta D = c\,\Delta t = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}.$$

Расстояние ΔD называется *длиной когерентности*. Это расстояние равно длине когерентного светового импульса с полосой частот Δf. Поскольку значение c значительно больше, чем λ, то время когерентности и длина когерентности малы, до тех пор пока полоса Δf не становится очень малой. Для примера возьмем полосу пропускания в

1 нм (фильтр на 10 Å) при длине волны $\lambda = 0,5$ мкм (зеленый свет). Длина когерентности в этом случае будет равна ΔD = 0,25 мм, а время когерентности – $8,3 \cdot 10^{-13}$ с. Очень малая длина когерентности является основной проблемой при использовании интерферометров (см. главы 9 и 10).

В конце заметим, что понятие времени и длины когерентности впервые было использовано в радиотехнике. Этим объясняется использование термина ширина полосы вместо интервала когерентных частот, который более понятен и более подходит по смыслу к выражениям длина и время когерентности.

2.4. Инструментальные искажения

Не существует оптической системы, обеспечивающей создание точечного изображения точечного источника. Мы уже видели, что дифракционные эффекты размывают изображение точки по некоторой поверхности. Но это не единственная причина искажения изображений: существуют и другие причины возникновения искажений и не только размывания, но и смещения изображения. В этом разделе мы коротко расскажем об искажениях, которые возникают внутри астрономических инструментов; следующая глава будет посвящена влиянию атмосферы.

2.4.1. Условное изображение

Для описания инструментальных искажений необходимо определить идеальный инструмент. Мы будем считать, что это инструмент, точно подчиняющийся законам геометрической, точнее гауссовой оптики. Эти законы, согласно Максвеллу, сформулируем следующим образом.

- Все лучи от одной точки объекта, входящие в инструмент, должны сходиться в одной точке изображения.
- Если объект находится в плоскости, перпендикулярной оси инструмента, то и изображение объекта должно лежать в плоскости, перпендикулярной к этой оси.
- Изображение должно быть геометрически подобно объекту (коэффициент увеличения должен быть постоянным).

Предположим, что рассматриваемая область – это определенный участок C на небе. Если инструмент идеальный, изображением C будет область C' на поверхности F. Изображением точки P_i из C будет

точка P_i' в области C'. Но при использовании реального инструмента свет, исходящий из C и входящий в инструмент, заполняет определенный объем Σ, а свет, исходящий из точки P_i заключен в некотором объеме σ_i в окрестности F (рис. 2.6). Имеем,

$$\sigma_i \subset \Sigma,$$

и для всех точек из C,

$$\cup(\sigma_i) \subset \Sigma.$$

Рассмотрим поверхность Φ, на которой выполняются измерения. Она может совпадать или не совпадать с F. Чаще всего это плоскость, но не обязательно. Например, в телескопах Шмидта (см. § 5.1.1) поверхность Φ является сферой. Мы будем называть ее *фокальной поверхностью*.

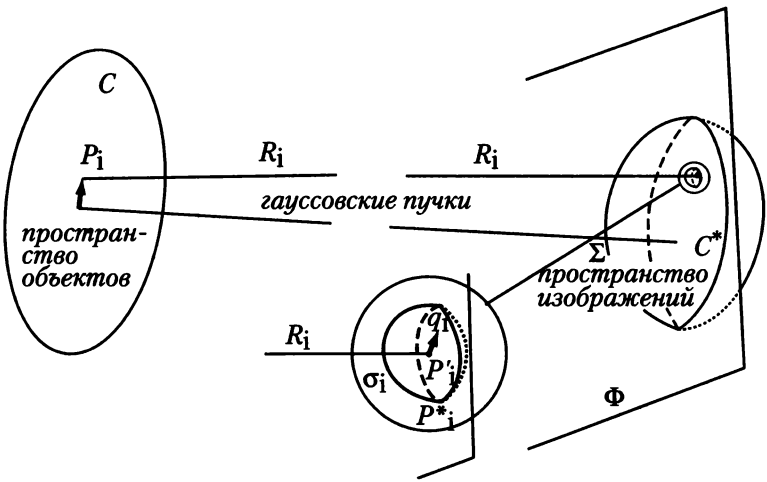

Рис. 2.6. Схематическое представление соответствия участка неба C и его изображения C^*. Физическое изображение P_i^* точки P_i и ее условное изображение q_i показаны в увеличенном масштабе участка C^*.

Пересечение Φ с Σ определяет область C^*, называемую изображением C, и, аналогично, пересечение (пятно) P_i^* поверхности Φ с конусом σ_i называется *физическим изображением* точки P_i. Имеем

$$P_i^* \subset C^*,$$

и

$$\cup P_i^* \subset C^*.$$

Для каждого участка P_i^* выберем некоторое правило, определяющее точку q_i, которую мы будем называть *условным изображением*. Например, условным изображением можно считать точку, в которой наблюдается максимум освещенности или которая соответствует центру тяжести пятна. Существенно, что это правило

$$q_i = Q(P_i^*),$$

должно быть одинаковым для всего поля данного инструмента. Тогда преобразование $P_i \to q_i$ определяет изображение любой точки P_i области C на фокальной поверхности Φ. Искажения могут быть таким образом оценены количественно. Вектор $\mathbf{P_i'q_i}$ определяет *аберрацию* инструмента для точки P_i. Аберрация, в частности, зависит от выбора поверхности Φ. Теория инструментальных искажений помогает при оптимизации выбора такой поверхности.

На практике мы игнорируем плоскость F и работаем на поверхности Φ, учитывая только поперечные аберрации. При этом мы предполагаем, что Φ находится очень близко к F и что можно найти проекцию $\mathbf{P_i'q_i}$ в локальной системе координат. Пусть ξ и η – координаты проекции P_i' на Φ. Координаты точки q_i можно записать в виде $\xi + \Delta\xi$ и $\eta + \Delta\eta$, и аберрации представляются в виде компонент вектора $\mathbf{\Delta P_i}$:

$$\Delta\xi = f(\xi, \eta) \ ; \quad \Delta\eta = g(\xi, \eta). \tag{2.17}$$

В инструменте с осевой симметрией можно рассматривать только один параметр, а именно $\rho = (\xi^2 + \eta^2)^{1/2}$. В этом случае мы имеем

$$|\mathbf{\Delta P_i}| = \Delta\rho = h(\rho).$$

В последующих параграфах мы коротко рассмотрим наиболее важные аберрации. Более подробно с теорией аберраций можно ознакомиться по работам [47, 237, 298, 5*, 7*, 8*].

2.4.2. Дефокусировка

Основным проявлением дефокусировки является размытие круговой структуры колец Эйри и сдвиг центра изображения, пропорциональный расстоянию ρ от оси инструмента. Если Δx – дефоку-

сировка и x – расстояние от изображения до входного зрачка, мы имеем

$$\Delta\rho = \rho\frac{\Delta x}{x}.$$

Это эффект первого порядка по ρ.

2.4.3. Сферическая аберрация

Причина возникновения этого дефекта заключается в том, что лучи от точечного источника, находящегося на оси инструмента, не пересекаются в фокусе, который определяется по законам Гауссовой оптики, а образуют поверхность, называемую *каустикой*. По другому это можно объяснить тем, что лучи, распространяющиеся внутри инструмента, имеют различные оптические длины путей и не сходятся в одну точку. Каустика имеет перетяжку (самое узкое сечение), но, как показано на рис. 2.7, эта перетяжка окружена большим гало. Обычно середина каустики определяется положением экрана, перпендикулярного оси инструмента, при котором площадь освещенной поверхности минимальна. В этом кружке сферические аберрации минимальны. В инструменте со сферическими аберрациями этот кружок должен находиться на плоскости Ф; он представляет собой физическое изображение бесконечно удаленного источника на оси инструмента. Для компенсации сферической аберрации используются несферические оптические поверхности. Например, параболическое зеркало не имеет сферической аберрации: все лучи, параллельные оси зеркала, сходятся в фокусе параболоида. В телескопах Шмидта для исправления сферической аберрации используется линзовый корректор (§ 5.1.1).

2.4.4. Кома

Поведение неаксиальных световых лучей аналогично. Вместо фокусирования в гауссовом изображении неаксиальные световые лучи формируют каустику, которая к тому же не является симметричной. Физическое изображение, получаемое при пересечении лучей с плоскостью Ф, имеет вид капли (комы), что и дает название этому виду аберраций. Острие комы находится на каустике (рис. 2.7).

Длина комы пропорциональна угловому удалению объекта от оптической оси ρ и квадрату относительного отверстия D/f. Смещение изображения пропорционально ρ. Однако, анализируя кома–

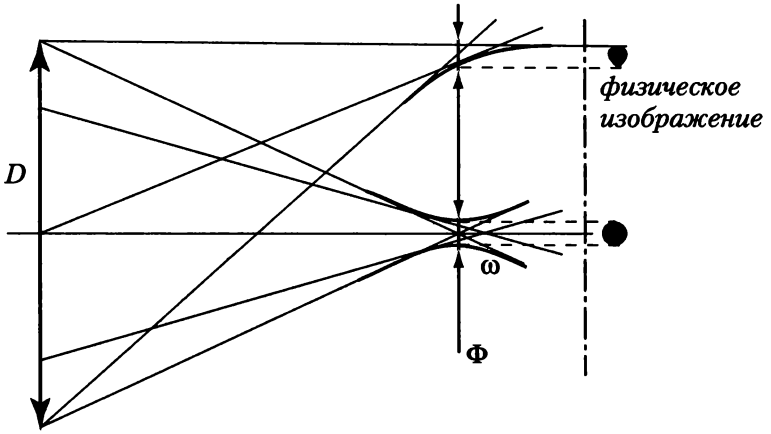

Рис. 2.7. Аксиальная и неаксиальная каустики и вид пятна рассеяния в плоскости Φ, проведенной через кружок минимальной сферической аберрации ω (справа).

подобное пятно P^* для определения условного изображения q, мы испытываем значительные трудности: в зависимости от чувствительности детектора только часть хвоста комы может быть доступна измерениям. По мере того, как хвост становится больше – и соответственно слабее – с увеличением ρ, другой член более высокого порядка в выражении ρ влияет на положение условного изображения следующим образом:

$$\Delta\rho \simeq \rho f(\rho) \left(\frac{D}{f}\right)^2 .$$

Можно минимизировать или даже убрать кому, используя условие апланатизма: все входящие на расстоянии y от оси системы лучи должны выходить из нее с наклоном i к оси таким, что отношение $y/\sin i$ постоянно для всех y (критерий Аббе).

Инструмент, исправленный в отношении комы и сферической аберрации, называется *апланатом*. Смещение изображения, пропорциональное ρ, корректируется такой системой.

2.4.5. Астигматизм и кривизна поля

Коррекция в отношении апланатизма не уничтожает каустику, и физическое изображение, формируемое неаксиальными лучами, не является ни точкой, ни кружком. Множество лучей, исходящих из

точки P_i и формирующих конус σ_i, как определено в § 2.4.1, имеют особенность, образуя две линии, которые называются *тангенциальным*[4] (T) и *сагиттальным* (S) изображениями, соответственно, или, просто, *астигматическими* изображениями. Тангенциальное изображение перпендикулярно меридиональной плоскости, определяемой направлением главного луча и осью системы. Сагиттальное изображение располагается в меридиональной плоскости. Расстояние вдоль главного луча между двумя астигматическими изображениями называется длиной астигматизма. Изображения в промежуточных между этими плоскостями сечениях имеют вид эллипсов (рис. 2.8).

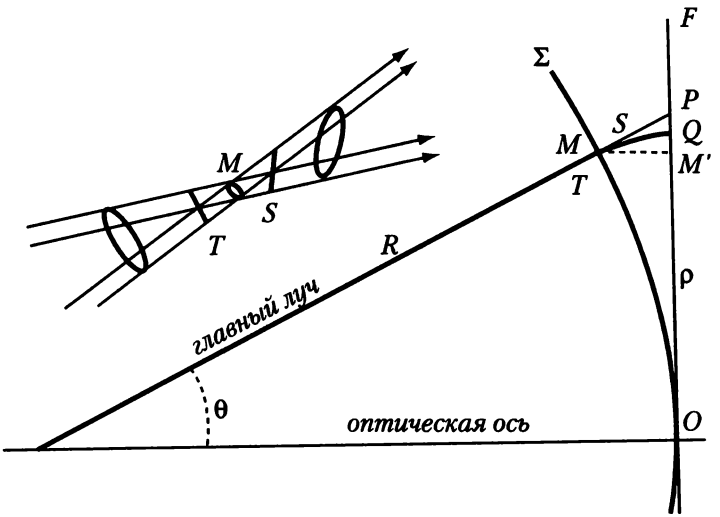

Рис. 2.8. Сфера минимальных аберраций и структура пучка лучей, прошедшего через систему, обладающую астигматизмом.

В точке M, расположенной близко от середины отрезка TS, сечение светового пучка имеет форму круга и минимальную площадь. Этот кружок имеет минимальные аберрации и является наилучшим из возможных физических изображений P_i^* точки P_i. Для всех участков области C геометрическим местом точек P_i^* является сфера – сфера минимальных аберраций. Оптимальной по этому пара-

[4] В отечественной литературе по оптике чаще употребляется термин *меридиональный*. (*Прим. ред.*)

метру фокальной поверхностью Σ является сфера, показанная на рис. 2.8, а P_i^* являются физическим изображением точки P_i. По этой причине, это свойство оптических систем называется *кривизной поля*[5].

Рассматриваемый дефект корректируется в телескопах Шмидта путем прикрепления фотографической пластинки к поверхности сферы минимальных аберраций. Размещая затем пластинку в гауссовой фокальной плоскости F, касательной к сфере Σ в точке O, мы заменяем гауссово изображение P на Q так, что $OQ = R\theta$, где R – длина главного луча от его пересечения с осью и θ – угол его наклона к оси. В этом случае величина аберрации равна

$$\Delta P = OP - OQ = R(\operatorname{tg}\theta - \theta) \simeq \frac{\rho^3}{6};$$

где R – радиус сферы минимальных аберраций.

Если же спроектировать M на $F(M')$, то результирующая аберрация будет

$$\Delta P' = OP - OM' = R(\operatorname{tg}\theta - \sin\theta) \simeq \frac{\rho^3}{2}.$$

Эта формула применяется в том случае, когда в качестве фокальной поверхности используется F вместо Σ. В дополнение имеется расфокусировка MM', что дает дополнительную ошибку, пропорциональную ρ, так что изображения становятся нерезкими при увеличении угла θ.

2.4.6. Дисторсия

Эта аберрация возникает, когда входной зрачок не совпадает, например, с передней главной плоскостью линзы. В этом случае можно показать, что увеличение изображения зависит от расстояния до оптической оси. Последствия этого таковы, что изображение нерадиального отрезка искривляется. Два возможных вида искажений, даваемых системой, обладающей дисторсией, показаны на рис. 2.9. В обоих случаях, смещение пропорционально ρ^3, но так как это функция расстояния в фокальной плоскости, то ее можно представить в виде полинома третьей степени по ξ и η.

[5]Другими словами, изображение плоского предмета получается резким не в фокальной плоскости, как должно быть в идеальном инструменте, а на сферической поверхности (*Прим. ред.*).

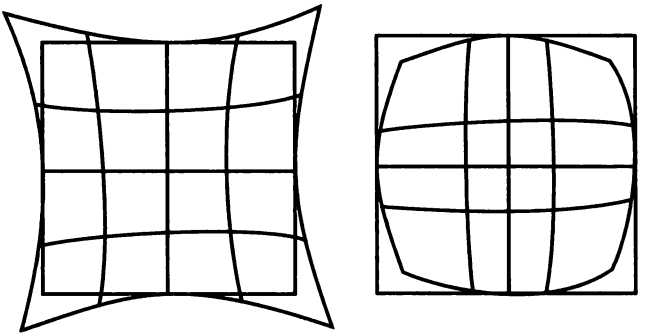

Рис. 2.9. Картина дисторсии. *Слева*: подушкообразная дисторсия. *Справа*: бочкообразная дисторсия.

2.4.7. Хроматическая аберрация

До сих пор, при рассмотрении инструментальных дефектов, мы предполагали, что падающий свет монохроматический. Реальное физическое изображение – это суперпозиция монохроматических изображений, которые совсем не обязательно идентичны друг другу и расположены в одном и том же месте. Это особенно заметно в том случае, когда оптическая система включает в себя линзы с показателем преломления, зависящим от длины волны, так что их дисперсия зависит от цвета. Влияние этого эффекта может быть уменьшено соединением собирающих линз, сделанных из стекла с большим показателем преломления и малой хроматической дисперсией, с рассеивающими линзами, сделанными из стекла с малым показателем преломления и большой хроматической дисперсией. Радиусы кривизны линз выбираются таким образом, чтобы компенсировать хроматическую дисперсию; такая комбинация оптических элементов называется *ахроматом*. Однако, хроматические свойства стекол зависят от длины волны нелинейным образом. Поэтому невозможно сделать точную компенсацию, особенно, если система должна использоваться в широком диапазоне длин волн. Рекомендуется использование узкополосных фильтров, хотя они сильно уменьшают освещенность изображения.

Рассмотрим физическое изображение $P_i^*(\lambda)$ точки P_i, зависящее от длины волны. Спектральную интенсивность света после прохождения инструмента обозначим как $I(\lambda)$. Пусть x и y – координаты точки в локальной системе координат на Φ и $F_i(\lambda, x, y)$ – рас-

пределение освещенности физического изображения. Полное распределение освещенности $G_i(x, y)$ физического полихроматического изображения Q_i^* – это интеграл от $F_i(\lambda, x, y)$, умноженный на спектральную интенсивность $I(\lambda)$ в используемом диапазоне длин волн $\lambda_1 - \lambda_2$:

$$G_i(x, y) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_i(\lambda, \xi, \eta) I(\lambda) d\lambda.$$

Для каждой длины волны λ выбранное нами правило редукции определяет условное точечное изображение $q_i(\lambda)$, являющееся функцией λ. Применив это же правило к изображению Q_i^* определим условное изображение q_i'. Ясно, что изображения $q_i(\lambda)$ для различных длин волн не идентичны и не совпадают с q_i', которое само зависит от спектрального распределения $I(\lambda)$. Это означает, что вектор хроматической аберрации, определенный согласно (2.17), является также функцией $I(\lambda)$. В астрономических вычислениях распределение $I(\lambda)$ заменяют в первом приближении показателем цвета I_c, который является фотометрическим параметром, зависящим от распределения интенсивности в спектре. Таким образом, он является числовым представлением цвета звезды. Для звезды показатель цвета равен разности

$$I_c = m_B - m_V \tag{2.18}$$

между звездной величиной m_B, измеренной с применением голубого фильтра с максимумом на длине волны $\lambda_B = 0,48$ мкм, и величиной m_V, измеренной с применением фильтра с максимумом на длине волны $\lambda_V = 0,537$ мкм (см. также таблицу 3.1). Соответствующая гауссова точка P_i' получается в предположении, что показатель цвета звезды равен нулю, так что выражения для компонент вектора аберрации могут быть разложены в ряд по степеням I_c. На практике обычно оставляют только члены первого порядка. Зависимость от ξ и η тоже должна приниматься во внимание, так как хроматическая аберрация не постоянна по полю. Для инструментов, в которых, по крайней мере, хроматические эффекты частично скорректированы, достаточно использовать выражения:

$$\Delta\xi = I_c f(\xi, \eta); \quad \Delta\eta = I_c g(\xi, \eta), \tag{2.19}$$

а в качестве f и g взять полиномы второго порядка по ξ и η. Другие аберрации, описанные в предыдущих параграфах, также должны быть учтены в формулах (2.19).

2.4.8. Дифракционный хроматизм

Наилучший способ избавиться от хроматической аберрации – это отказаться от стеклянных линз в инструменте и использовать только зеркала (далее мы увидим, что это не выход для большинства астрометрических инструментов, и на это есть веские причины). Когда изображения точек являются кружками, то дифракционные картины представляют собой концентрические кольца с центром в той же точке, поэтому, условные изображения находятся в центре дифракционной картины. Но если имеет место кома, различные дифракционные картины не имеют общего центра. Дифракционная картина комы в красных лучах значительно больше, чем в синих, хотя острия их совпадают. Соответственно, положение условного изображения зависит от длины волны. Это явление называется дифракционным хроматизмом. Этим эффектом пренебрегают в классических инструментах, которые имеют другие значительно бо̀льшие аберрации, но его необходимо учитывать в катадиоптрических астрономических инструментах в космосе. Например, в телескопе Гиппаркос этот эффект составляет несколько миллисекунд дуги. Этой величиной для инструмента, имеющего точность 1 мс дуги, нельзя пренебрегать. Дифракционный хроматизм станет основной проблемой в высокоточных космических астрометрических инструментах, где условное изображение должно быть определено по всему полю зрения с точностью в несколько микросекунд дуги.

Глава 3.

Влияние атмосферы на формирование изображений

Все наземные астрономические инструменты окружены атмосферой. От звезды до регистрирующего устройства, размещенного в фокусе астрономического прибора, свет проходит не только через оптические элементы инструмента, свойства которых описаны в главе 2, но и через разнородные атмосферные слои, встречающиеся на его пути. Атмосфера значительно изменяет не только вид изображения, но и направление на наблюдаемое небесное тело.

Рассмотрим волновой фронт, плоскость которого перпендикулярна видимому направлению на источник излучения. Атмосфера отклоняет свет от первоначального направления, так как показатель преломления атмосферы отличен от единицы: это явление называется *атмосферной рефракцией*. Кроме этого, из-за атмосферных неоднородностей изменяется и форма волнового фронта, что приводит к изменению распределения освещенности и вида физического изображения. А поскольку эти неоднородности переменны во времени, то окончательная структура изображения и, соответственно, положение условного изображения также изменяются со временем.

3.1. Монохроматическая атмосферная рефракция

Предположим, что атмосфера стабильна во времени и состоит из однородных параллельных слоев. Ограничимся здесь случаем монохроматического света .

3.1.1. Приближенная теория атмосферной рефракции

В первом приближении предположим, что атмосфера состоит из плоских горизонтальных слоев. Показатель преломления n является функцией высоты h слоя. Будем считать, что бесконечно малые изменения dn величины n происходят на границе бесконечно тонкого слоя атмосферы. Пусть z — зенитное расстояние источника излучения над этим слоем (рис. 3.1), при прохождении слоя луч отклоняется на dz согласно закону преломления Снеллиуса :

$$n \sin z = (n + dn) \sin (z + dz) . \tag{3.1}$$

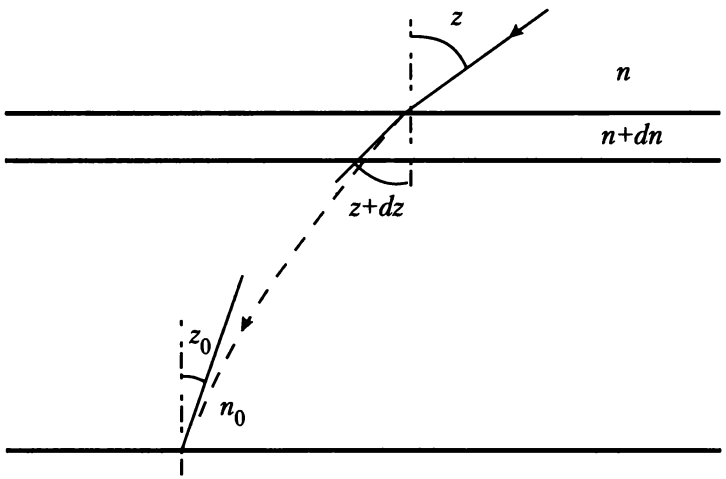

Рис. 3.1. Рефракция в атмосфере, состоящей из горизонтальных плоских слоев.

Из этого следует, что величина $n \sin z$ инвариантна вдоль пути распространения луча через атмосферу от внешней границы, где $n = 1$, до поверхности Земли, где коэффициент преломления равен n_0. Следовательно, можно получить соотношение между истинным

направлением на источник излучения в вакууме, заданный истинным зенитным расстоянием z, и видимым зенитным расстоянием z_0 на поверхности Земли:

$$\sin z = n_0 \sin z_0. \tag{3.2}$$

По определению астрономическая рефракция или просто рефракция R равна

$$R = z - z_0, \quad \text{или} \quad z = z_0 + R. \tag{3.3}$$

Это — величина, которая должна быть добавлена к наблюдаемому зенитному расстоянию для того, чтобы получить зенитное расстояние, которое было бы измерено при отсутствии атмосферы.

Подставляя (3.3) в (3.2) и пренебрегая членами второго порядка по R, получаем:

$$\sin z_0 + R \cos z_0 = n_0 \sin z,$$

или

$$R = (n_0 - 1)\ \mathrm{tg}\, z_0. \tag{3.4}$$

3.1.2. Приближение атмосферы сферическим слоем

Следующим шагом в оценке рефракции будет предположение, что атмосферные слои являются сферическими слоями, причем их центры совпадают с центром Земли, которая, в свою очередь, тоже считается сферой. Геометрический путь луча, пересекающего бесконечно тонкий слой толщиной dr с показателем преломления n, показан на рис. 3.2.

Пусть показатель преломления в ближайшей внешней к слою окрестности будет $n - dn$ (считаем, что dn положительно). Пусть ζ и $\zeta + d\zeta$ — углы падения луча относительно радиусов OM и ON. Угол между этими радиусами равен $d\theta$. Из этого можно сделать заключение, что в треугольнике OMN угол N равен $\zeta - d\theta$. Используя теорему синусов для этого треугольника, получим

$$r \sin \zeta = (r + dr) \sin (\zeta - d\theta).$$

Далее, применяя закон Снеллиуса в точке N, имеем:

$$n \sin (\zeta - d\theta) = (n - dn) \sin (\zeta + d\zeta).$$

Исключая $\sin(\zeta - d\theta)$ в обоих уравнениях, получаем

$$nr \sin \zeta = (n - dn)(r + dr) \sin(\zeta + d\zeta) = n_0 r_0 \sin z_0. \tag{3.5}$$

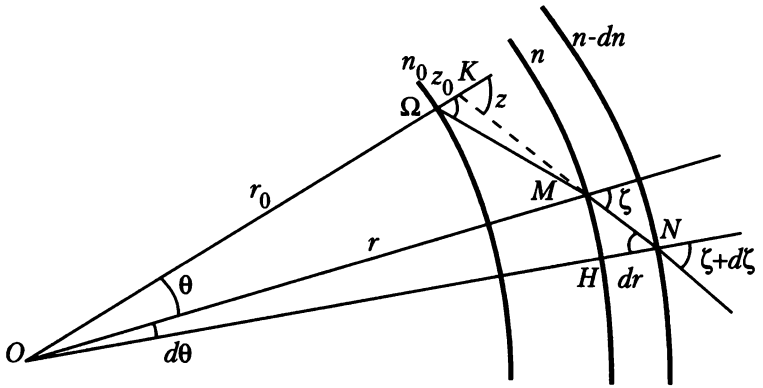

Рис. 3.2. Рефракция света при прохождении сферических атмосферных слоев.

Это показывает, что величина $nr\sin\zeta$ является инвариантом. Сравните эту величину с инвариантом (3.1). В дифференциальной форме инвариант имеет вид:

$$-r\sin\zeta dn + n\sin\zeta dr + nr\cos\zeta d\zeta = 0. \tag{3.6}$$

В треугольнике OKM (рис. 3.2) угол ζ связан с зенитным расстоянием в точке наблюдения Ω выражением $z = \zeta + \theta$, или

$$dz = d\zeta + d\theta. \tag{3.7}$$

Окончательно, для треугольника MNH на рис. 3.2 запишем:

$$dr = rd\theta \operatorname{ctg}\zeta. \tag{3.8}$$

Исключая $d\theta$ и $d\zeta$ из последних трех уравнений, найдем:

$$dn = ndz \operatorname{ctg}\zeta. \tag{3.9}$$

По определению рефракция R — это интеграл по dz от поверхности Земли до космического пространства. Считая n независимой переменной и интегрируя выражение (3.9), получим:

$$R = z - z_0 = \int\limits_1^{n_0} \frac{\operatorname{tg}\zeta dn}{n},$$

или, используя инвариант (3.5), найдем, что

$$\operatorname{tg}\zeta = \frac{(n_0 r_0/nr)\sin z_0}{\sqrt{1-(n_0 r_0/nr)^2 \sin^2 z_0}},$$

и изменяя знак и порядок интегрирования, получим:

$$R = \sin z_0 \int\limits_1^{n_0} \frac{dn}{n\sqrt{(nr/n_0 r_0)^2 - \sin^2 z_0}}. \tag{3.10}$$

3.1.3. Формула Лапласа

Для вычисления интеграла и выяснения его физического смысла заменим показатель преломления на поверхности Земли на индекс преломления:

$$\alpha = n_0 - 1.$$

Закон Гладстоуна–Дейла гласит, что индекс преломления пропорционален плотности газа, если плотность мала. Поэтому если определить ρ как отношение δ/δ_0, то есть относительно плотности воздуха на поверхности Земли, то имеем

$$n - 1 = (n_0 - 1)\,\rho = \alpha\rho. \tag{3.11}$$

Преобразуем величину $(nr/n_0 r_0)^2$, стоящую под знаком квадратного корня в формуле (3.10). Определим высоту над уровнем моря как h, так что

$$r = r_0 + h,$$

и получим

$$\left(\frac{nr}{n_0 r_0}\right)^2 = \left(\frac{1+\alpha\rho}{1+\alpha}\right)^2 \left(1 + \frac{h}{r_0}\right)^2 =$$

$$= 1 + \frac{2h}{r_0} + 2\alpha\,(\rho - 1) + \ldots = 1 + 2\eta. \tag{3.12}$$

Возвращаясь к формуле (3.10), можно легко получить следующее выражение, приняв ρ за независимую переменную:

$$R = \sin z_0 \int\limits_0^1 \frac{\alpha d\rho}{(1+\alpha\rho)\sqrt{\cos^2 z_0 + 2\eta}}.$$

Давайте снова преобразуем подынтегральное выражение, сохраняя только члены первого порядка и заменяя $\cos^2 z_0$ на $1/(1+\operatorname{tg}^2 z_0)$:

$$R = \alpha \operatorname{tg} z_0 \int_0^1 \left[1 - \alpha\rho - \eta\left(1 + \operatorname{tg}^2 z_0\right)\right] d\rho,$$

или, пренебрегая членами, пропорциональными α^2, найдем:

$$R = \alpha \operatorname{tg} z_0 \int_0^1 (1-\eta)\, d\rho - \alpha \operatorname{tg}^3 z_0 \int_0^1 \eta d\rho. \tag{3.13}$$

Заметим, что заменяя η на величину, определенную в выражении (3.12), и пренебрегая членами более высоких порядков, чем члены этой формулы, имеем:

$$\int_0^1 \eta d\rho = \int_0^1 \frac{h}{r_0} d\rho + \alpha \int_0^1 (\rho - 1)\, d\rho.$$

Второй интеграл равен 1/2. Первый интеграл может быть взят по частям:

$$\int_0^1 \frac{h}{r_0} d\rho = \left[\frac{h\rho}{r_0}\right]_{\rho=0}^{\rho=1} + \frac{1}{r_0} \int_0^\infty \rho dh.$$

Выражение в скобках равно 0, так как при $\rho = 1$ высота $h = 0$. Заменяя ρ на δ/δ_0 во втором члене, определим параметр

$$\beta = \frac{p}{\delta_0 r_0} = \frac{L}{r_0}, \tag{3.14}$$

где L — высота однородной атмосферы, т.е. высота, которую имела бы атмосфера, если бы она была однородной с плотностью δ_0 и оказывала бы то же давление на поверхность земли, что и реальная атмосфера, причем p — давление при $h = 0$.

Переставляя члены в формуле (3.13), получим:

$$R = \alpha \operatorname{tg} z_0 \left[1 - \frac{\alpha}{2} - \beta + \frac{\alpha}{2} - \operatorname{tg}^2 z_0 \left(\beta - \frac{\alpha}{2}\right)\right],$$

и, окончательно,

$$R = \alpha\,(1-\beta)\,\operatorname{tg} z_0 - \alpha\left(\beta - \frac{\alpha}{2}\right)\operatorname{tg}^3 z_0. \qquad (3.15)$$

Эта формула называется *формулой Лапласа* и обычно записывается в виде:

$$R = A\,\operatorname{tg} z_0 - B\,\operatorname{tg}^3 z_0, \qquad (3.16)$$

где коэффициенты A и B зависят от физических свойств воздуха в месте наблюдения. Эту зависимость мы рассмотрим в следующих параграфах.

3.1.4. Нормальная рефракция

Коэффициенты A и B зависят от температуры, давления, длины волны и — в меньшей степени — от широты и долготы места наблюдения. Согласно существующей практике, в частности в Пулковских таблицах [1] атмосферной рефракции, являющихся наилучшими таблицами на современном этапе, мы определяем *нормальные условия* следующим образом:

Температура	$t_0 =$	15°C (= 288,16 ° K)
Давление	$p_0 =$	101 325 Па (760 тор)
Парциальное давление паров воды	$e_0 =$	0 Па
Длина волны	$\lambda_0 =$	0,590 мкм
Высота	$h =$	0 м
Широта	$\phi =$	45°

Нормальная рефракция — это рефракция, задаваемая формулой Лапласа при нормальных условиях:

$$R_0 = A_0\,\operatorname{tg} z_0 - B_0\,\operatorname{tg}^3 z_0 = 57''\!,085\,\operatorname{tg} z_0 - 0''\!,0666\,\operatorname{tg}^3 z_0. \qquad (3.17a)$$

Соответствующие значения коэффициентов α и β равны

$$\alpha_0 = 0,000\,277\,177 = 57''\!,1595, \quad \beta_0 = 0,001\,3037. \qquad (3.17b)$$

3.1.5. Зависимость рефракции от температуры и давления

Поскольку параметр α пропорционален плотности воздуха в месте наблюдения, то, применяя закон Бойля, получим для $\alpha_{t,p}$ при температуре t и давлении p выражение:

$$\alpha_{t,p} = \alpha_0\,\frac{p}{p_0}\,\frac{1+mt_0}{1+mt}, \qquad (3.18)$$

где $m = 1/273,16$ и индексом 0 отмечены значения величин при нормальных условиях. Параметр β пропорционален только давлению, и, следовательно,

$$\beta_{t,p} = \beta_0 \frac{p}{p_0}.$$

Однако лабораторные эксперименты, а также и реальные измерения рефракции показывают, что эти соотношения являются приближенными, и таблицы рефракции рассчитываются по слегка измененным формулам. Вплоть до зенитных расстояний, равных 70°, справедлива эмпирически исправленная формула:

$$R_{t,p} = R_{t_0,p_0} \frac{1,055\,2126}{1 + 0,003\,680\,84t} \frac{p}{p_0} CE, \tag{3.19}$$

где

$$C = 1 - \left[0,003\,592(t - 15°) - 0,000\,0055(t - 7,°5)^2\right],$$

и

$$E = 1 + \left[0,943 \cdot 10^{-5}(p - p_0) - 0,78 \cdot 10^{-10}(p - p_0)^2\right].$$

Показатель преломления также зависит от химического состава газа. В атмосфере основной меняющейся составляющей является водяной пар, влияющий на значение α. Полуэмпирическая формула, учитывающая этот эффект, имеет вид

$$R_{t,p,e} = R_{t,p}\left(1 - 0,152 \cdot 10^{-5}e - 0,55 \cdot 10^{-9}e^2\right) = R_{t,p}G(e), \tag{3.20}$$

где парциальное давление водяного пара e выражено в паскалях. Полный набор формул, относящихся к астрономической рефракции, приводится в работе [99].

Надо учитывать также небольшую поправку, зависящую от высоты инструмента и возникающую в результате изменения хода лучей из-за кривизны пути при больших зенитных расстояниях. Другая поправка зависит от широты и учитывает локальные отклонения от сферической формы Земли. Обе поправки очень малы и ощутимы только при $z > 80°$. На практике астрометрические наблюдения невозможны так близко от горизонта по многим причинам, так что можно забыть об этих поправках[1].

Общий метод вычисления атмосферной рефракции, который применим для длин волн 300 – 1000 мкм, описан в работе Стоуна [263].

[1] При наблюдениях РСДБ источники иногда наблюдаются при $z > 80°$. (*Прим. ред.*)

Он согласуется с наблюдениями с ошибкой, меньшей чем 10 мс дуги для зенитных расстояний до 65°. При $z > 75°$ ошибка увеличивается до 150 мс дуги.

В любом случае, какая бы из формул рефракции не использовалась, невозможно точно учесть физические условия распространения света. Поэтому некоторые поправки к рефракции должны быть определены при редукции наблюдений, как это было сделано для учета инструментальных эффектов на положение изображения. Это рассматривается в главах 4 и 5. По этой причине достаточно принять простую формулу в зависимости от погрешности редукции. В этом контексте формулы (3.19–3.20) вполне применимы. Параметры C и E в общем случае могут быть опущены. Это можно сделать также и из-за зависимости рефракции от длины волны, которая будет рассмотрена в разделе 3.2.

3.1.6. Дифференциальная рефракция

Многие астрономические инструменты, такие как астрографы, имеют малое поле зрения. В этом случае определяются относительные направления на звезды, и нет необходимости вычислять полную рефракцию, достаточно дифференциальной рефракции относительно опорной точки. Если z_0 — зенитное расстояние центра поля зрения, z — зенитное расстояние некоторой точки этого же поля, то удобно рассматривать изменение рефракции ΔR как функцию от $\Delta z = z_0 - z$:

$$\begin{aligned}\Delta R = (1 + \operatorname{tg}^2 z_0)\Big[&(A - 3B\operatorname{tg}^2 z_0)\Delta z + \\ &+\Big(A\operatorname{tg} z_0 - B(3\operatorname{tg} z_0 + 6\operatorname{tg}^3 z_0)\Big)\Delta z^2 + \\ &+\tfrac{1}{3}\Big(A(1 + 3\operatorname{tg}^2 z_0) - B(3 + 27\operatorname{tg}^2 z_0 + 30\operatorname{tg}^4 z_0)\Big)\Delta z^3 + \\ &+\ldots\Big].\end{aligned} \tag{3.21}$$

Эта формула дает выражение для вычисления рефракции с точностью, лучшей чем 0″,001 до зенитного расстояния $z_0 = 70°$. В большинстве случаев учет первых двух членов достаточен.

3.2. Хроматическая рефракция

Показатель преломления воздуха и, соответственно, α зависит сложным образом от величины, обратно пропорциональной квадра-

ту длины волны. Наиболее точное выражение получено в [59], а модифицированное приведено в [24]. Однако, вполне достаточным является представление показателя преломления в виде:

$$n - 1 = a + b/\lambda^2. \tag{3.22}$$

3.2.1. Поправки за хроматическую рефракцию

Так как астрономические источники не монохроматические (даже если используются фильтры), необходимо учесть остаточную дисперсию, которая искажает изображения. Вполне достаточно использовать следующую приближенную формулу для учета данного эффекта:

$$R_{t,p,e,\lambda} = R_{t,p,e}\left(0,98282 + 0,005981/\lambda^2\right) = R_{t,p,e}F(\lambda). \tag{3.23}$$

Коэффициент равен 1 для $\lambda = 0,590$ мкм. На рис. 3.3 показаны изменения коэффициентов A и B в формуле Лапласа для нормальной рефракции. Более подробное описание данного явления с учетом спектрального класса объектов и ширины полосы пропускания фильтров дано в работе [263].

3.2.2. Применение при наблюдениях звезд

Из рис. 3.3 видим, например, что удлинение изображения точечного источника белого света из-за вариаций A будет примерно $1''\!,5$ вдоль вертикального круга. Если реальные размеры монохроматического изображения значительно меньше, как может быть в хорошие ночи с хорошими условиями наблюдения (см. § 3.4.5), то можно увидеть растянутый спектр.

В некоторых случаях, например в фотографической астрономии, в процедуре редукции может учитываться как несимметричная структура изображения, так и зависимость от длины волны (см. § 5.1.6). Но для большинства астрометрических инструментов это либо невозможно, либо привело бы к недопустимым смещениям. Единственный метод — это сужение спектрального диапазона применением фильтра. Спектральная ширина пропускания фильтра должна быть достаточно малой для того, чтобы уменьшить эффект, но одновременно широкой для того, чтобы оставить достаточно света. Остаточный хроматический эффект для стандартного астрометрического инструмента, рассматриваемого в этой книге (раздел 6.2), приводится в таблице 3.1 как функция спектрального класса звезды.

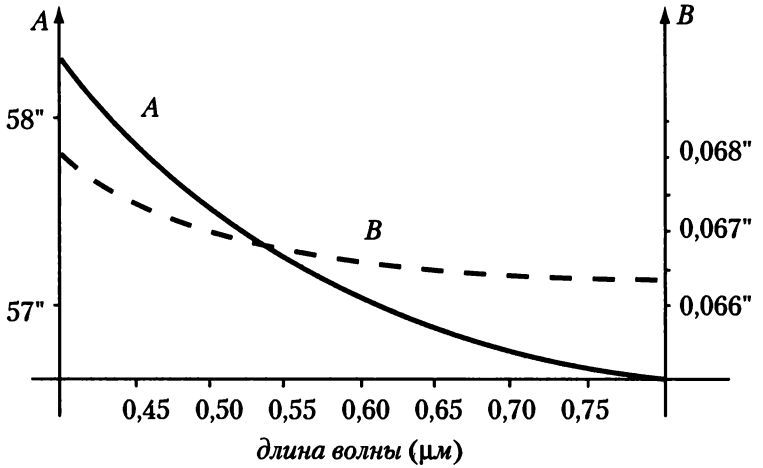

Рис. 3.3. Изменения коэффициентов A (сплошная линия, левая шкала) и B (пунктирная линия, правая шкала) в уравнении Лапласа при нормальном атмосферном давлении и температуре в зависимости от длины волны.

Для сравнения приводятся также результаты, соответствующие использованию двух наиболее обычных фотометрических фильтров.

Средняя длина волны пропускания λ_m фильтра, приведенная в таблице 3.1, определяется как

$$\lambda_m = \frac{\int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda T(\lambda) I(\lambda) d\lambda}{\int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} T(\lambda) I(\lambda) d\lambda},$$

где λ_1 и λ_2 границы пропускания фильтра, $T(\lambda)$ — прозрачность фильтра, и $I(\lambda)$ — распределение интенсивности как функция от длины волны по спектру звезды.

3.2.3. Эмпирическая поправка

В некоторых случаях потери освещенности из-за узкой полосы пропускания фильтров недопустимы. Тогда можно, даже для широкополосных фильтров, рассчитать исправленное зенитное расстояние. Для этого одна и та же звезда должна одновременно наблюдаться с использованием двух различных фильтров, причем централь-

Таблица 3.1. Вариации коэффициента A в формуле Лапласа для различных фильтров и звездных температур T.

T	спектр	Автоматизированный меридианный круг (Бордо)		В фильтр (UBV)		V фильтр (UBV)	
K		λ_m	A(″)	λ_m	A(″)	λ_m	A(″)
3000	M3 III	0,544	57,23	0,464	57,62	0,565	57,16
4500	K3 V	0,538	57,26	0,453	57,69	0,558	57,18
6000	G0	0,536	57,26	0,447	57,73	0,555	57,19
10000	A1	0,533	57,27	0,440	57,79	0,551	57,21
15000	B5	0,532	57,27	0,437	57,81	0,549	57,22
20000	B2	0,531	57,28	0,435	57,82	0,548	57,23
25000	B0	0,531	57,28	0,434	57,83	0,547	57,23

ные длины волн λ_1 и λ_2 полос пропускания должны значительно различаться.

Пусть z_1 и z_2 — наблюдаемые зенитные расстояния. Применяя поправку (3.22) к формуле Лапласа, получаем для двух наблюдений

$$\begin{aligned} z &= z_1 + A_0 \operatorname{tg} z_1 + \frac{C \operatorname{tg} z_1}{\lambda_1^2} - B_0 \operatorname{tg}^3 z_1, \\ z &= z_2 + A_0 \operatorname{tg} z_2 + \frac{C \operatorname{tg} z_2}{\lambda_2^2} - B_0 \operatorname{tg}^3 z_2, \end{aligned} \tag{3.24}$$

где z — истинное зенитное расстояние и C — неизвестный коэффициент.

Определим промежуточное значение z' зенитного расстояния звезды таким образом, что можно использовать формулу Лапласа для монохроматического света, и получим истинное зенитное расстояние z:

$$z = z' + A_0 \operatorname{tg} z' - B_0 \operatorname{tg}^3 z'. \tag{3.25}$$

Вычитая (3.25) из (3.24), получим

$$0 = z_1 - z' + A_0 \left(\operatorname{tg} z_1 - \operatorname{tg} z' \right) + \frac{C \operatorname{tg} z_1}{\lambda_1^2} - B_0 \left(\operatorname{tg}^3 z_1 - \operatorname{tg}^3 z' \right).$$

Так как A_0 и B_0 — малые величины, то можно пренебречь их произведениями на разность тангенсов по сравнению с величиной $(z_1 - z')$. Тогда получим следующие уравнения:

$$\lambda_1^2 z_1 = \lambda_1^2 z' - C \operatorname{tg} z_1,$$

$$\lambda_2^2 z_2 = \lambda_2^2 z' - C \operatorname{tg} z_2.$$

Исключая C из этих уравнений, находим:

$$z' = \frac{\lambda_1^2 z_1 \operatorname{tg} z_2 - \lambda_2^2 z_2 \operatorname{tg} z_1}{\lambda_1^2 \operatorname{tg} z_2 - \lambda_2^2 \operatorname{tg} z_1}.$$

Так как значения эффективных средних длин волн для фильтров определены не точно и изменяются, в частности, в зависимости от цвета звезды, разумно приравнять величины $\operatorname{tg} z_1$ и $\operatorname{tg} z_2$, так что окончательно получим:

$$z' = \frac{\lambda_1^2 z_1 - \lambda_2^2 z_2}{\lambda_1^2 - \lambda_2^2}.$$

Эта формула дает значимые значения для z' только, если λ_1 достаточно сильно отличается от λ_2. Если же значения λ_1 и λ_2 известны, например, заданы как функции цвета звезды, то можно применять формулу Лапласа для монохроматического света (3.16), используя z' как наблюдаемое зенитное расстояние. Однако для очень точной астрометрии этого может оказаться недостаточно, и при редукции наблюдений необходимо будет добавить неизвестный параметр, зависящий от длины волны.

3.2.4. Упрощенная эмпирическая поправка

Для малых зенитных расстояний (до 45°), можно использовать двухцветные наблюдения с целью исключения основного члена формулы при расчете рефракции. Можно предположить, что все корректирующие члены, присутствующие в формуле (3.15), известны, т.е. могут быть вычислены, используя наблюдаемое зенитное расстояние. Обозначим эту поправку ΔR. Потом, используя те же обозначения, что и в предыдущем параграфе, преобразуем $\operatorname{tg} z_1$ и $\operatorname{tg} z_2$ в некоторую величину $\operatorname{tg} z'$ и получим два уравнения в виде:

$$z = z_1 + \Delta R_1 + (n_1 - 1) \operatorname{tg} z',$$

$$z = z_2 + \Delta R_2 + (n_2 - 1) \operatorname{tg} z'.$$

Из этих уравнений находим:

$$\operatorname{tg} z' = \frac{z_2 + \Delta R_2 - (z_1 + \Delta R_1)}{n_1 - n_2},$$

и, подставляя в первое уравнение, получим

$$z = z_1 + \Delta R_1 + (z_2 + \Delta R_2 - z_1 - \Delta R_1)\,\frac{n_1 - 1}{n_1 - n_2}.$$

Величина

$$D = \frac{n_1 - 1}{n_1 - n_2}$$

называется нормированной дисперсией для двухцветных наблюдений. Она может быть предвычислена, используя формулу (3.22), что дает

$$D = \frac{a\lambda_1^2\lambda_2^2}{b(\lambda_2^2 - \lambda_1^2)} + \frac{\lambda_2^2}{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}, \tag{3.26}$$

и

$$z = (z_1 + \Delta R_1) + D\,(z_2 + \Delta R_2 - z_1 - \Delta R_1)\,. \tag{3.27}$$

3.3. Влияние рефракции на измерение расстояний

Измерение расстояния до объекта, находящегося вне атмосферы, осуществляются путем определения промежутка времени между моментами излучения импульса и его приема после отражения от объекта (см. § 11.3 и 11.5). Рассмотрим два различных случая:

- Излучение света лазерами для дистанционных измерений.
- Радиоизлучение радарами.

3.3.1. Измерения расстояний в оптическом диапазоне длин волн

В действительности мы измеряем время, затраченное светом на прохождение расстояния от излучателя O до объекта A. Скорость распространения света в любой точке пути определяется изменением координаты s вдоль криволинейной траектории:

$$v(s) = \frac{ds}{dt} = \frac{c}{n(s)}.$$

Время прохождения светом расстояния от O до A равно

$$t = \int_O^A \frac{ds}{v} = \int_O^A \frac{n(s)\,ds}{c}.$$

По определению рефракция в расстоянии ΔD равна скорости света c, умноженной на разность между реально затраченным временем прохождения и временем, которое потребовалось бы свету, если бы траектория находилась в вакууме[2]:

$$\Delta D = c \int_O^A \left(\frac{n(s)}{c} - \frac{1}{c} \right) ds = \int_O^A (n(s) - 1)\, ds. \tag{3.28}$$

В первом приближении представим, что атмосфера состоит из однородных горизонтальных плоских слоев, так что показатель преломления является функцией только высоты h. Пренебрегая кривизной луча и полагая, что объект находится вне атмосферы, имеем

$$dh = ds \cos z,$$

и, подставляя в (3.28), получим

$$\Delta D = \frac{1}{\cos z} \int_0^\infty (n(h) - 1)\, dh.$$

Учитывая выражение (3.11):

$$n - 1 = \frac{\alpha\delta}{\delta_0},$$

и (3.14):

$$\beta = \frac{p}{\delta_0 r_0} = \frac{L}{r_0} = \frac{1}{\delta_0 n_0} \int_0^\infty \delta dh,$$

получаем следующее выражение для рефракции в расстоянии:

$$\Delta D = \frac{\alpha\beta r_0}{\cos z} = \frac{\alpha L}{\cos z}. \tag{3.29}$$

[2] В отечественной литературе величина ΔD обычно называется задержкой сигнала в атмосфере. (*Прим. ред.*)

Зависимость ΔD от давления и температуры может быть легко найдена из аналогичных выражений, полученных в § 3.1.5; влажность и длина волны света определяют величину α. Влиянием температуры пренебрегаем и в результате имеем

$$\Delta D = \frac{\alpha_0 \beta_0 r_0}{\cos z} \frac{p}{p_0 E} F'(\lambda_0) G(f), \tag{3.30}$$

где α_0 и β_0 задаются (3.18), r_0 — радиус Земли, E определено в (3.19) и $G(f)$ в (3.20), функция $F'(\lambda)$ отличается от $F(\lambda)$ из (3.23) и равна

$$F'(\lambda) = 0,9967 + \frac{0,01824}{\lambda^2} - \frac{0,0000264}{\lambda^4}.$$

Более точная формула получается, если учесть кривизну луча и атмосферных слоев [179]. Для проведения расчетов с миллиметровой точностью надо пользоваться более точными формулами. Их можно найти в «IERS Conventions» [136].

3.3.2. Рефракция в радиодиапазоне

На измерение расстояний с помощью радиоволн влияет не только нейтральная атмосфера. Такие измерения очень сильно зависят от ионизации среды. Рассмотрим каждый из этих эффектов.

(i) *Тропосферная угловая рефракция*

Теория тропосферной рефракции для радиоволн аналогична теории, построенной для оптической части спектра. Основная особенность в том, что параметр α, определенный в § 3.1.3, сильно зависит от длины волны, и характер зависимости от давления и влажности отличается от вышеописанного. Параметр α разделяют на две части — «сухую» и «влажную»:

$$\alpha_R = \alpha_D + \alpha_H, \tag{3.31}$$

причем, следуя Смиту и Вейнтраубу [254], «сухая» и «влажная» компоненты равны, соответственно:

$$\alpha_D = \frac{0,284 \cdot 10^{-8} \cdot p}{1 + 0,00366 \cdot t}, \quad \alpha_H = \left(-\frac{0,469 \cdot 10^{-9}}{1 + 0,00366t} + \frac{0,508 \cdot 10^{-7}}{(1 + 0,00366t)^2} \right) e,$$

где e — парциальное давление водяного пара, в Па. Рефракция в направлении хорошо описывается формулой, подобной формуле Лапласа

$$R = \alpha_R \operatorname{tg} z_0 - \beta \operatorname{tg}^3 z_0. \tag{3.32}$$

Поскольку относительные апертуры радиотелескопов малы, точность наведения не столь велика, как у оптических телескопов, то в (3.32) можно использовать параметр β, который определен в § 3.1.5.

(ii) *Влияние тропосферы на измерение расстояний*

Задержка при распространении радиоволн сильно зависит от влажности. Влияние влажной компоненты может быть вычислено по методу, изложенному в § 3.3.1. Имеем

$$\Delta D_0 = \frac{r_0 \alpha_0 \beta}{\cos z} = \frac{\alpha_0 L}{\cos z}. \tag{3.33}$$

Проблема учета влажной компоненты является более сложной потому, что распределение паров воды очень неоднородно. В этом случае обычно поступают следующим образом: определяется масштабный фактор L_H, примерно равный 2200 м, и используется формула:

$$\Delta D_H = \frac{\alpha_H L_H}{\cos z}. \tag{3.34}$$

(iii) *Ионосферная рефракция*

Скорость распространения радиоволн в ионизованной среде меняется, что приводит к рефракции, как и в случае прохождения света через нейтральную прозрачную среду. В данном случае имеем

$$v = c\sqrt{1 - \frac{f_p^2}{f^2}} = cn, \tag{3.35}$$

где c — скорость света в вакууме, f — частота радиоволн, f_p — характерная плазменная частота. Она равна (в Гц):

$$f_p = \frac{N_e e^2}{\varepsilon_0 m_e},$$

где N_e — плотность электронов, выраженная в м$^{-3}$, e и m_e — заряд и масса электрона, соответственно, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Эффект, который играет значительную роль в радиоастрономии — это задержка фронта волны. Для астрометрических приложений рассмотрим влияние ионосферы, плазменная частота f_p которой значительно меньше, чем частоты, используемые в радиоастрономии. Другим применением является вычисление поправки при хронометрировании пульсаров (см. § 11.6) из-за влияния межзвездной

плазмы. В этом случае плазменная частота также мала по сравнению с f. Следовательно, выражение (3.35) можно разложить в ряд, сохранить только члены первого порядка от f_p^2/f^2 и вычислить задержку Δt:

$$\Delta t = \frac{e^2}{8\pi^2 c\,\varepsilon_0 m_e f^2}\int\limits_0^L N_e(\ell)d\ell, \tag{3.36}$$

где L — расстояние до наблюдаемого объекта. Обозначим интеграл, равный полному содержанию электронов на пути распространения радиоволны, как N. Заменяя параметры в Δt на их числовые значения и переходя от Δt к расстоянию, выраженному в метрах, получим

$$\Delta D = 40,309\frac{N}{f^2} = \frac{E}{f^2}. \tag{3.37}$$

На практике N неизвестно и, как и в случае с оптической задержкой, наблюдения проводятся на двух частотах f_1 и f_2. Тогда E вычисляется из рефракции в расстоянии[3], измеренной для каждой из частот

$$E = f_1^2 f_2^2 \frac{\Delta D_2 - \Delta D_1}{f_1^2 - f_2^2}.$$

Затем можно использовать (3.37) для любой частоты f для нахождения ΔD.

Если ионосфера является единственной причиной плазменной рефракции, то можно предположить, что ионосфера однородна и состоит из сферических слоев. Тогда, измерив рефракцию в зените (задержку) ΔD_0, получим для зенитного расстояния z:

$$\Delta D_z = \frac{\Delta D_0}{\cos\left(\arcsin\left(\dfrac{r_0 \sin z}{r_0 + h}\right)\right)}.$$

В этой формуле, r_0 — радиус Земли, h — средняя высота ионосферы. Однако, эта формула очень грубая и, как правило, все астрометрические наблюдения производятся на двух частотах.

Рефракция в плазме может быть очень большой. Например, задержка радиоимпульсов от пульсара при наблюдениях на частоте 1400 МГц из-за влияния межзвездной и межпланетной плазмы изменяется на миллисекунду при изменении частоты всего лишь на 10 МГц.

[3]Здесь сохранен стиль автора, хотя речь идет о задержке фронта радиоволны в ионосфере. (*Прим. ред.*)

3.4. Неоднородность атмосферы

В предыдущих разделах мы предполагали, что атмосфера имеет однородные оптические свойства и ее можно рассматривать как дополнительную преломляющую оптическую среду. Конечно, это упрощенное представление. Атмосфера получает энергию путем прямого поглощения солнечной энергии или энергии, которая переизлучается Землей. Флуктуации плотности и, соответственно, показателя преломления воздуха происходят из-за дифференциального нагрева и охлаждения поверхности Земли, а также из-за механического взаимодействия воздуха с поверхностью суши и океанов. Происходит разделение атмосферы на слои, которые двигаются не только как единое целое, но и друг относительно друга. Возникает и развивается много нестабильных вихрей. Турбулентные неоднородности вызывают случайные изменения показателя преломления. В дополнение к неустойчивостям, возникающим из-за глобальной циркуляции воздуха, турбулентность также образуется непосредственно около поверхности Земли из-за наличия препятствий, влияющих на циркуляцию воздуха или из-за существования неадиабатических градиентов температуры.

3.4.1. Структура атмосферы

Можно схематически разделить возмущения в атмосфере на три типа.

(i) *Крупномасштабные возмущения*

Последние имеют, по крайней мере, две различных причины возникновения. Крупномасштабные возмущения происходят в тропопаузе на высотах от 10 до 15 км. Если средняя горизонтальная составляющая скорости воздуха мала, то гидродинамическая теория предсказывает ламинарное течение, которое не искажает траекторию света. Но при наличии сильных ветров возникают систематически горизонтальные градиенты давления, приводящие к возникновению сильной турбулентности. На этих высотах показатель преломления меньше, чем 1,0001, и турбулентность оказывает лишь незначительное влияние на изображение. В то же время систематические горизонтальные градиенты давления приводят к изменению рефракции, которая становится функцией, зависящей от направления на звезду при наблюдениях с поверхности Земли. Это приводит к увеличению дополнительного немоделируемого вклада в ре-

фракцию и систематическим ошибкам при вычислении положения звезды. Аналогичный эффект может иметь место во время прихода фронта волны при быстрой смене атмосферного давления. Хотя систематическое изучение данного эффекта не проводилось, по оценкам он может быть порядка одной или нескольких сотых секунды дуги. В любом случае крупномасштабные возмущения могут лишь слегка изменить направление распространения плоского волнового фронта, приходящего от звезды, который в целом остается плоским в масштабе до нескольких километров (рис. 3.4).

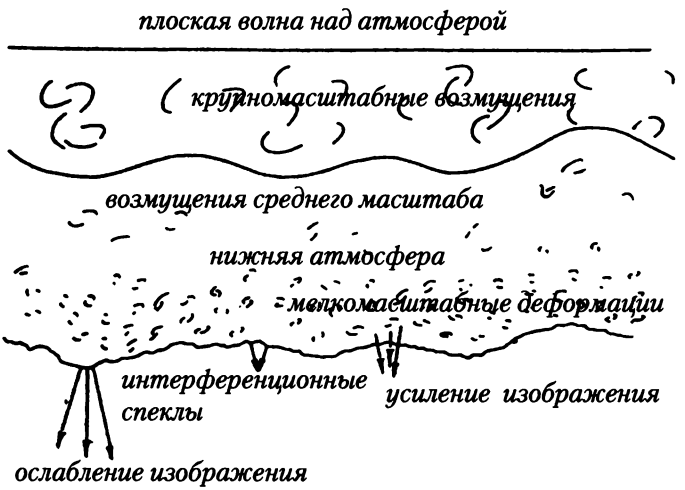

Рис. 3.4. Структура атмосферы и оптические эффекты на поверхности Земли, вызываемые неоднородностью атмосферы.

(ii) *Возмущения среднего масштаба*

Это вихри с размерами от нескольких десятков метров до нескольких километров, которые проявляются, например, в изменении формы облаков. Они возникают на высотах от одного до десяти километров. Их существование зависит от погодных условий, но они также порождаются восходящими потоками воздуха, конвекцией или вихрями, возникающими из-за особенностей рельефа местности, т.е. гор, холмов и долин. Вихри могут быть стабильными или перемещаться вместе с ветром. В последнем случае возникают изменения рефракции с периодом от нескольких секунд до нескольких десятков секунд, и иногда их можно наблюдать такими астромет-

рическими инструментами, как астролябии или меридианные круги. Как показано на рис. 3.4, волновой фронт искажается среднемасштабными возмущениями, а характерный размер искажений равен размеру турбулентных ячеек.

(iii)*Мелкомасштабные возмущения*

В самой нижней части атмосферы – в пограничном приземном слое – существуют маленькие турбулентные ячейки (размером от 5 до 30 см), возникающие из-за разности температур между воздухом и поверхностью почвы и из-за мелкомасштабных неровностей поверхности Земли. Этот слой может быть достаточно толстым в дневное время (до километра в высоту), а ночью, как правило, толщина уменьшается до одного или нескольких метров. В этой области, называемой инверсионным слоем, температура повышается до некоторого уровня. Выше инверсионного слоя температура начинает падать; здесь преобладает конвекция, которая разрушает маленькие турбулентные ячейки и с высотой трансформирует их в среднемасштабные возмущения. Можно существенно уменьшить влияние мелкомасштабных возмущений, установив телескоп на высоте нескольких метров над поверхностью Земли.

Внутри приземного слоя атмосферы волновой фронт претерпевает возмущения с размерами порядка одного или нескольких дециметров. Поскольку эти маленькие турбулентные ячейки двигаются быстро, мелкомасштабная структура волнового фронта также быстро изменяется. Все корреляции между последовательными мелкомасштабными формами волновых фронтов исчезают за характерное время порядка нескольких сотых секунды в зависимости от скорости ветра, перемешивающего турбулентные вихри или перемещающего неоднородности.

3.4.2. Турбулентность в атмосфере

Движение больших воздушных масс ведет к медленному смещению астрономического изображения, что очень сильно вредит высокоточной астрометрии. Мелкомасштабные возмущения также играют важную роль в ухудшении точности наблюдений. В основном существует три типа быстрых флуктуаций.

- Малые движущиеся неоднородности могут либо фокусировать свет, либо рассеивать его, вызывая ощутимое увеличение или ослабление интенсивности света. Это явление называется *мерцанием звезд* и схематично изображено на рис. 3.4.

• Движение неоднородностей вызывает движение усиленных или ослабленных изображений. Это *дрожание* астрономических изображений.

• Интерференция между деформированными волновыми фронтами ведет к возникновению локальных увеличений интенсивности, называемых *спеклами* (см. § 3.4.6).

Теория распространения света через турбулентную атмосферу сложна и включает, наряду с другими разделами, статистическое описание свойств атмосферы и их влияние на статистику амплитуд и фаз приходящих волн. Хотя атмосферная турбулентность не является стационарным процессом, можно предположить в первом приближении, что это стационарный процесс. Это единственная возможность создать некое статистическое описание, даже если реальное поведение атмосферы иногда сильно отличается от так называемой *средней атмосферы*. Тем не менее, такое описание вполне приемлемо в так называемые спокойные ночи, когда оптические астрометрические наблюдения дают удовлетворительные результаты. Приведем здесь некоторые основные положения этой теории; теоретическое обоснование на основе различных подходов и предположений можно найти, например, в работах [74, 223, 271]. Обзор теоретических основ и практического применения характеристик качества астрономического изображения был опубликован в работе [43], где приводится полный список литературы по этому вопросу.

3.4.3. Статистические свойства турбулентной атмосферы

Основной причиной атмосферной турбулентности является вертикальный градиент температуры и его флуктуации. В основе теории турбулентности лежит закон Колмогорова, описывающий однородную турбулентность [146, 147]. Ограничиваясь здесь одномерным описанием турбулентности (вдоль пути распространения света), определим структурную функцию, которая описывает температурные флуктуации. Если s — абсцисса, измеряемая вдоль луча зрения, ρ — дополнительная переменная длина пути, то структурная функция, представляющая среднее температурное отклонение, есть

$$\begin{aligned} D_T(\rho) &= \left\langle \left(T(s+\rho) - \overline{T}(s+\rho)\right) - \left(T(s) - \overline{T}(s)\right)\right\rangle = \\ &= \left\langle \Delta T(s+\rho) - \Delta T(s)\right\rangle, \end{aligned} \tag{3.38}$$

где T — реальная и $\overline{T}$ — средняя температура. Колмогоров показал,

что эта структурная функция в изотропном турбулентном поле пропорциональна $\rho^{2/3}$. Имеем

$$D_T(\rho) = C_T^2 \rho^{2/3}, \tag{3.39}$$

где C_T^2 называется структурным коэффициентом теплового поля. Это — основной параметр, описывающий характер атмосферной турбулентности. Конечно, он является функцией от s.

В § 3.1.5 было показано, что показатель преломления зависит от температуры на заданной высоте и, следовательно, от величины s. Общая формула (3.18) дает выражение для n, причем n зависит от температуры, измеряемой в градусах Кельвина (T), а не в градусах Цельсия. Запишем формулу для показателя преломления в виде:

$$n = 1 + \alpha_0 \frac{pT_0}{p_0 T},$$

поэтому

$$\frac{\partial n}{\partial T} \Delta n = \alpha_0 \frac{pT_0}{p_0 T^2} \Delta T \tag{3.40}$$

и, вычисляя соответствующую структурную функцию D_n показателя преломления, получаем

$$D_n(\rho) = \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)^2 D_T(\rho).$$

Введя *структурный коэффициент показателя преломления* C_n^2, имеем

$$D_n(\rho) = C_n^2 \rho^{2/3},$$

и используя соотношение (3.40) и значения параметров из (3.17), получим

$$C_n^2 = 6,2 \cdot 10^{-13} \frac{p^2}{T^4} C_T^2, \tag{3.41}$$

где давление p выражено в паскалях и T в градусах Кельвина. Очевидно, что C_n^2 зависит от высоты h. Если z — зенитное расстояние точки траектории света, для которой рассчитывалась абсцисса s, то можно заменить s на $h/\cos z$.

3.4.4. Распространение волн в атмосфере

Используя статистические свойства атмосферы, как описано в предыдущем разделе, определим статистические свойства распространяющейся световой волны. Можно показать [74], что они описываются с помощью волновой структурной функции D_w, которая усредняет эффекты вариаций показателя преломления вдоль траектории распространения. Она выражается через структурный коэффициент показателя преломления по формуле

$$D_w(\rho) = 2,91\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \rho^{5/3} \int\limits_{\text{вдоль пути}} C_n^2(s)ds,$$

где λ — длина волны, выраженная в тех же единицах что и ρ и D. Однако, поскольку ${C_n}^2(s)$ зависит от усредненных параметров атмосферы, являющихся только функцией высоты над уровнем моря h, и $ds = dh/\cos z$, более удобно использовать h в качестве независимой переменной и записать

$$D_w(\rho) = \frac{115\rho^{5/3}}{\lambda^2 \cos z} \int\limits_{h_0}^{\infty} C_n^2(h)dh = \frac{D_w^0(\rho)}{\cos z}. \tag{3.42}$$

Интеграл вычисляется вдоль вертикали с нижней границей h_0, являющейся высотой обсерватории, а за верхнюю границу принимаем высоту, где величина C_n^2 становится пренебрежимо малой (от 10 до 15 км).

Используя эту функцию, Фрид вывел новый параметр, r_0, получивший название *параметр Фрида*, который определяется так, чтобы соблюдалось равенство:

$$D_w^0(r_0) = 6,88, \tag{3.43}$$

откуда получим:

$$r_0 = \left(\frac{0,06\lambda^2}{\int\limits_{h_0}^{\infty} C_n^2(h)dh}\right)^{3/5} \tag{3.44}$$

Константа, равная 6,88 и введенная в (3.43), получена из экспериментальных данных, и, следовательно, в какой-то степени произ-

вольна. Она является, скорее, не мерой оптического качества атмосферы, а особым коэффициентом, выбранным таким образом, чтобы средний квадрат изменения фазы был равен одному радиану. О'Нил [204] показал, что в случае, когда время экспозиции значительно больше, чем характерное время мелкомасштабной турбулентности (см. § 3.4.1), r_0 — это диаметр линзы, для которой, несмотря на влияние атмосферы, угловое разрешение остается близким к теоретическому пределу разрешения Релея (см. § 2.2.4). Наклон волнового фронта в этом случае не уменьшает разрешение системы. Для телескопов с бо̀льшей апертурой атмосфера является фактором, ограничивающим разрешение. Использование телескопов с апертурой, гораздо большей, чем параметр Фрида, увеличивает чувствительность, но не разрешающую способность.

3.4.5. Качество изображения, определяемое атмосферой

Качество изображения — это параметр, описывающий условия наблюдений. Он примерно равен диаметру s изображения точечной звезды, которое уширяется из-за атмосферной турбулентности. Качество изображения связано с параметром Фрида соотношением

$$s = \frac{\lambda}{r_0}. \tag{3.45}$$

Поскольку r_0 сильно зависит от длины волны, подставляя выражение (3.44), получаем

$$s = \frac{5,4\left(\int\limits_{h_0}^{\infty} C_n^2(h)dh\right)^{3/5}}{\lambda^{1/5}} = \frac{5,4\dot{I}}{\lambda^{1/5}}. \tag{3.46}$$

Интеграл I зависит только от распределения структурного коэффициента показателя преломления по высоте, которое задается выражением (3.41). Это приводит к тому, что качество изображения медленно улучшается для более длинных волн, и, поскольку r_0 пропорционально $\lambda^{6/5}$ (3.44), можно использовать телескопы с гораздо большей апертурой в красной области спектра и, особенно, в инфракрасном диапазоне.

Реальное значение качества изображения s очень сильно меняется в зависимости от атмосферных условий. На рис. 3.5 показаны средние значения $\log C_n^2(h)$, измеренные Лусом и Хоггом [176] на

шести различных высотах. Среднее значение дано в центре интервала ошибок, соответствующему диапазону, в котором значение находится с 90% вероятностью. Значение $C_n^2(h)$, измеренное непосредственно над поверхностью Земли, наиболее велико, так как оно зависит от геометрических и тепловых свойств поверхности. При спокойных условиях над поверхностью земли качество изображения, в основном, определяется верхними слоями атмосферы, так что оно может быть плохим без всякой видимой турбулентности около самого инструмента. Но, если воздух сильно перемешивается у поверхности Земли, величина C_n^2 для малых h становится доминирующей, и опять, качество изображения становится плохим. Это характерно для горных районов. В заключение заметим, что высокогорные обсерватории, расположенные на плоских плато (например, Мауна Кэа на Гавайях), имеют очень хорошее качество изображения, потому что нижний предел интеграла $\dot{I}$ таков, что самые большие значения C_n^2, показанные на рис. 3.5, исключены.

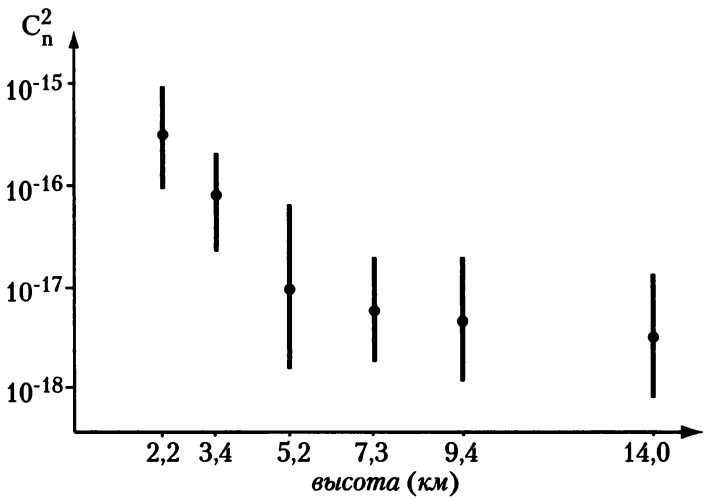

Рис. 3.5. Средние значения структурного коэффициента показателя преломления как функция от высоты и 90% доверительные интервалы (из [176]).

Значения качества изображения для длины волны 0,55 мкм за ночь меняются в среднем от 0″,7 до 1″ для очень хороших ночей и равны 2″ – 2″,5 для ночей, когда еще можно проводить некоторые аст-

рометрические наблюдения, но интерферометрия уже невозможна. При качестве изображения 3″ и выше точные астрометрические наблюдения уже невозможны. Приемлемый для наблюдений диапазон соответствует значениям параметра Фрида от 15 до 5 см. По оценкам Фрида и Меверса [75] среднее значение r_0 равно 0,114 м.

В дневное время параметр Фрида может быть равен 1 или 2 см из-за возрастающей турбулентности на низких высотах [13].

3.4.6. Мгновенное изображение

Статистические результаты, представленные в двух предыдущих параграфах, были получены в предположении, что длительность наблюдений значительно больше, чем характерное время мелкомасштабных возмущений, которое составляет в типичных условиях несколько сотых секунды. Если сделать снимок изображения звезды с очень короткой экспозицией, то ситуация будет совсем другой. Свет будет распределен неравномерно внутри пятна с радиусом, равным качеству изображения. Изображение будет выглядеть пятнистым, причем размеры пятен, а также их число и распределение зависят от диаметра телескопа. Рассмотрим два предельных случая.
(i) Входной зрачок меньше, чем параметр Фрида. Мы видим единственное искаженное изображение, которое зависит от распределения показателя преломления вдоль пути луча. Можно сказать, что изображение это – мгновенная копия очень сильно искаженного источника света. Эти искажения различны для разных направлений, но существует сильная корреляция для очень близких объектов, как можно видеть на изображениях двойных звезд, полученных при коротких экспозициях (рис. 3.6).
(ii) Диаметр D входного зрачка больше, чем параметр Фрида r_0.

Пространственная когерентность волновых фронтов имеет величину порядка параметра Фрида, поэтому различные лучи интерферируют случайным образом и, поскольку их фазы различны, получается сложная нерегулярная картина интерференции. В результате в пятне с радиусом, равным качеству изображения, появляется большое количество нерегулярных спеклов; их число порядка $(D/r_0)^2$. Каждый спекл имеет размер порядка разрешающей силы телескопа λ/D, и распределены они внутри пятна с диаметром λ/r_0. Пример показан на рис. 3.7.

Причиной этого является то, что обрезание спектра частот на частоте r_0/λ является неполным, и более высокие частоты вплоть

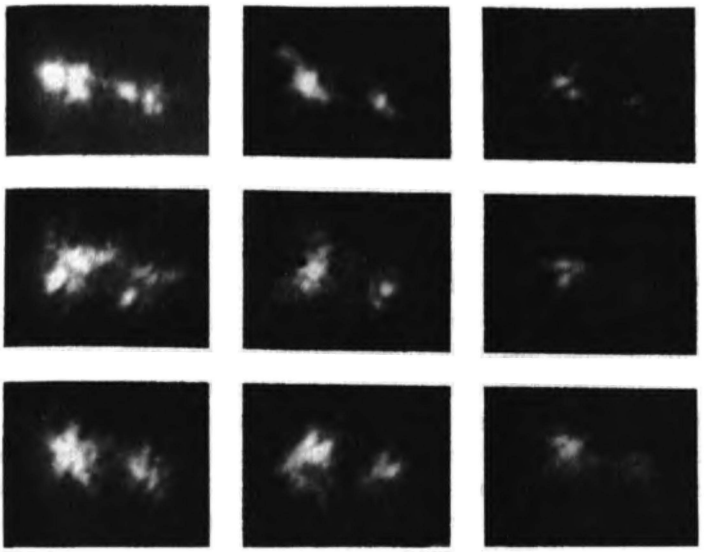

Рис. 3.6. Последовательные изображения двойной звезды α Gem с угловым расстоянием между компонентами 2″,13, которые получены электронной камерой Lallemand на обсерватории Пик дю Миди. Время экспозиции равно, слева направо, 1/16, 1/32 и 1/64 с [226].

до полосы обрезания D/λ, определяемой параметрами инструмента, передаются с ненулевым коэффициентом передачи: фильтрация сигнала атмосферой неполная. Это показано на рис. 3.8, на котором изображено отношение ρ между переданным сигналом согласно теории, описанной в § 3.4.3 и 3.4.4, и распределением интенсивности объекта как функции от пространственных частот. Отношение ρ называется *оптической передаточной функцией* (ОПФ).

3.4.7. Разрешающая сила телескопов

Когда время экспозиции становится больше, чем характерное время возмущений в атмосфере, пространственное распределение спеклов становится независящим от времени, а распределение интенсивности в пятне становится гауссовым с параметром, равным качеству изображения. Имеет место случай, рассмотренный в § 3.4.4 и 3.4.5. Аналогично, при наблюдении на телескопе с малой апертурой последовательные изображения не коррелируют друг с другом, и экспонированное изображение подчиняется тому же закону.

Рис. 3.7. Образец спеклов, полученный А. Лабейри на 5-метровом телескопе Паломарской обсерватории при фотографировании Веги: размеры спеклов порядка 0,″02 и качество изображения равно 1,″5.

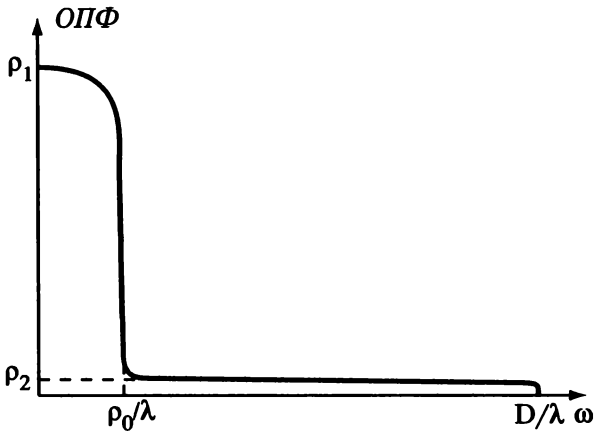

Рис. 3.8. Вид ОПФ телескопа диаметром D и параметра Фрида r_0 как функции пространственной частоты ω. Отклик уменьшается, но исчезает полностью только при $\omega > D/\lambda$.

Крупномасштабные возмущения двигаются медленно по сравнению с характерным временем мелкомасштабных возмущений. Наклон соответствующих атмосферных слоев приводит к отклонению

всех лучей, входящих в телескоп и, как результат этого, возникает смещение изображения в целом; это очень опасный случай для астрометрии.

Для продолжительных экспозиций оба этих эффекта вызывают размывание изображения, которое становится бо̀льшим, чем задаваемое качеством изображения для стационарной средней атмосферы. Однако полезно заметить, что это увеличение размеров изображения не столь велико, как могло бы быть при продолжительных фотографических экспозициях звездных полей, на которых изображения ярких звезд в десять–пятьдесят раз более протяженные, чем изображения слабых звезд. Увеличение размеров изображения происходит из-за дифракции высоких порядков и засветки фотопластинки. Последний эффект значительно уменьшается при использовании ПЗС-приемников (раздел 5.2).

Пусть $\phi(t)$ — смещение фотоцентра мгновенного изображения, а T — время экспозиции. Реальное смещение изображения равно

$$\overline{\phi} = \frac{1}{T}\int_0^T \phi(t)dt.$$

Этот угол является систематической ошибкой при определении положения, и он соответствует пределу точности наземной астрометрии. Среднее квадратичное значение этих смещений является мерой уширения изображения. Эмпирическая формула, выведенная Хегом [113] для времен экспозиции от 1 до 10 000 с дает

$$\sigma_\phi = 0\overset{''}{,}33\,T^{-0,25}.$$

Следствием данного выражения является то, что возникают ошибки при определении углового расстояния между двумя близкими объектами, например, двойными звездами. Используя эту эмпирическую формулу и теоретические соображения, Линдегрен [172] оценил ошибку при измерении углового расстояния θ между объектами и предложил следующую формулу:

$$\sigma_\omega = 1\overset{''}{,}3\,\theta^{0,25}\,T^{-0,5},$$

где θ выражено в радианах и T в секундах.

3.4.8. Адаптивная оптика

Недавно получил широкое распространение новый метод, известный как адаптивная оптика. Основная идея метода — это изменение формы зеркала телескопа в реальном времени таким образом, чтобы его деформации компенсировали искажения волнового фронта, после чего исправленная волна попадает в приемник. Этот принцип был впервые предложен в работе Бэбкока [6]. Обзор современного состояния проблемы можно найти в работах [17, 224], монография по этой теме была написана Тайсоном [283]. Краткое изложение основных проблем и наиболее полный список литературы по применению адаптивной оптики в астрономии можно найти в работе Милонни [192]. Здесь мы только кратко рассмотрим основные принципы адаптивной оптики (рис. 3.9).

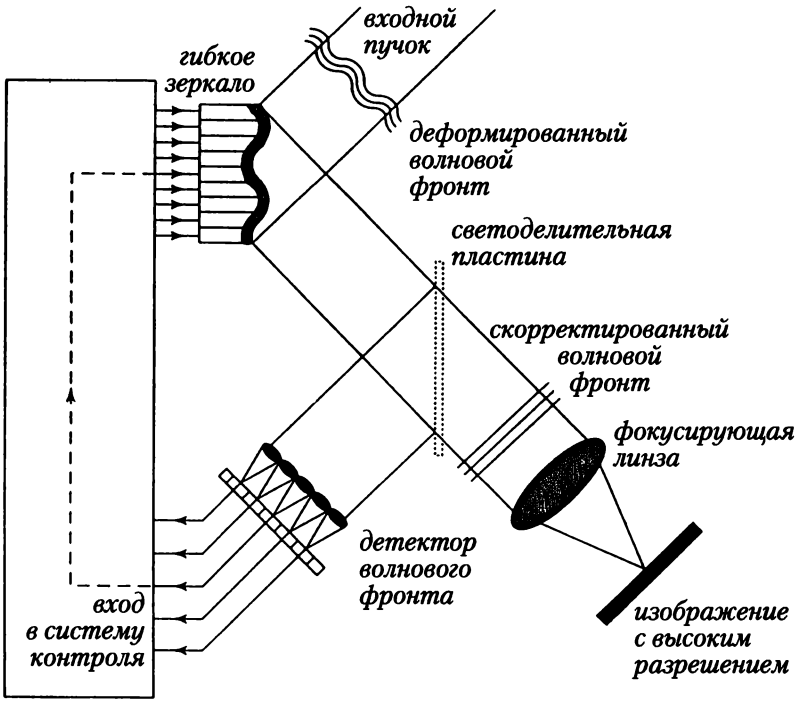

Рис. 3.9. Оптическая схема системы с применением адаптивной оптики (из [168]).

Пучок, входящий во входной зрачок телескопа, коллимируется линзами, так что структура пучка остается неизменной, а меняется только его размер. Далее он направляется на гибкое зеркало, форма которого может быстро изменяться при помощи пьезоэлектрических (см. § 11.1.2) или электрострикционных устройств, которые толкают или тянут части зеркала и тем самым деформируют его. Затем отраженный пучок попадает в устройство, расщепляющее его. Часть света посылается в направлении системы, фокусирующей его на приемнике телескопа. Другая часть направляется на детектор волнового фронта Hartman-Shack. В этом детекторе двумерная решетка формирует на ПЗС-приемнике (см. § 5.2.2) последовательность изображений, положение которых изменяется, если соответствующая часть волнового фронта наклоняется. Измерение этих смещений позволяет определить градиент фазы волнового фронта, из которого, применяя алгоритм восстановления фазы, можно получить форму волнового фронта по всему пучку. Эти измерения применяются для управления устройствами, изменяющими форму зеркала таким образом, чтобы деформации компенсировали возмущения волнового фронта.

Основной проблемой данного метода является его ориентация на источники света, достаточно яркие для проведения исследований волнового фронта. Если это не так, то изучаемый объект должен быть достаточно близок к другому, яркому объекту, чтобы они были внутри апланатного поля. Это условие очень трудно выполнить на небе, так как существует немного ярких звезд на небе, и в основном не там, где бы хотелось. Выходом из этого положения может быть создание лазерной точки (лазерной звезды) в верхних слоях атмосферы и использование ее в дальнейшем в качестве искусственного опорного источника. Этот метод проверялся (см. [69]) и используется в настоящее время, но он сложен в применении. Даже без такого дополнительного оборудования адаптивная оптика очень сложна и дорога в эксплуатации, поэтому только очень большие телескопы оснащены ею.

На практике адаптивная оптика не обеспечивает идеальных изображений, и существует много причин, которые ухудшают точность коррекции волнового фронта. Точность датчика волнового фронта сильно зависит от яркости анализируемого источника, от количества точек силового воздействия на зеркало. Кроме этого, преобразование аналог–цифра не идеально; невозможно также отследить и

исправить малые возмущения волнового фронта. Если, в дополнение к этому, исследуемый объект находится не в центре поля зрения, то накладывается очень жесткое условие апланатизма, которое задается выражением (3.44): в видимом свете ухудшение качества изображения начинается уже при $2''$. Заметим, что в инфракрасном свете ситуация лучше, так как эффект пропорционален $\lambda^{5/6}$. Если используется искусственная звезда, условия апланатизма еще более строгие из-за того, что волновой фронт лазерного изображения сферический, а не плоский. Однако даже при этих ограничениях адаптивная оптика обеспечивает значительное улучшение структуры изображения звезд.

Применение этой техники в астрометрии рассмотрено при изложении метода оптической интерферометрии (см. разделы 9.1 и 10.1), с помощью которого можно наблюдать только относительно яркие звезды. Поэтому интерферометрия может быть также использована для анализа волновых фронтов. Хотя адаптивная оптика еще не используется в полной мере, она несомненно сыграет основную роль в развитии наземной оптической интерферометрии.

Глава 4.

Редукция наблюдений

В предыдущих двух главах был описан путь луча через атмосферу и внутри инструмента. На основе этого можно вывести формулы, связывающие направление входа света в атмосферу и координаты, в которых он пересекает фокальную поверхность инструмента, формируя изображение. Методы, позволяющие вывести эти формулы, рассматриваются в разделах 4.4 и 4.5. Много примеров приводится также в последующих главах.

Однако астрометрической информацией, которую мы ищем, является обычно не направление, откуда приходит свет, а величины, связанные с геометрическим положением небесного тела в пространстве в определенной опорной системе координат. Для нахождения этих величин необходимо к видимому положению, в котором, как нам кажется, находится небесное тело, добавить определенное число поправок. Процедура их вычисления вместе с поправками, которые мы уже кратко рассмотрели в предыдущих главах, составляет *редукцию наблюдений*. Теорию вычисления этих поправок можно найти в книгах по фундаментальной астрономии, таких как [90] и [200] или в более старых, но до сих пор очень полезных книгах [46, 185] или [302]. Однако вычисление релятивистских поправок можно найти только в первых двух книгах; очень полное описание общей теории относительности дано в книге [257].

Целью трех последующих разделов является не повторение того, что разобрано в деталях в указанных книгах, а только попытка сделать обзор всех возможных эффектов, так как параметры, харак-

теризующие некоторые из них, часто считаются неизвестными при редукции наблюдений на инструментах, описанных ниже. Никаких ссылок мы не делаем, если представленный материал имеется хотя бы в одной из цитированных выше книг.

4.1. Теоретические и опорные системы отсчета

Понятие «положение тела» — понятие относительное. Положение тела можно определить только по отношению к чему-то. В астрономии — это система отсчета («reference system»), представляющая теоретическое понятие, или опорная система отсчета («reference frame»). Последняя является практической реализацией первой и задается посредством координат, которые приписаны объекту.[1] Давайте дадим определения этих систем, так как они являются фундаментальными во всех разделах астрометрии, особенно в астрометрии больших полей или глобальной астрометрии.

Теоретическая система отсчета — это система координатных осей, построенная таким образом, что можно назначить числа, которые однозначно определяют положение и движение материальных тел. Две такие системы особенно важны в астрометрии, хотя применяются и другие. Это — небесная система отсчета для определения положений, движения и динамики небесных тел и земная система отсчета, используемая для определения положения точек на Земле и в околоземном пространстве.

Однако и в той, и в другой системе никаких физических осей или больших кругов, которые материализовали бы координатную систему, не существуют. Необходимо использовать существующие материальные точки (или небесные тела), к которым и относились бы положения других тел. Поэтому нужно определить процедуру, с помощью которой эти материальные точки могут быть использованы для определения координат наблюдаемого объекта. Совокупность реперных точек и алгоритмов, используемых в этой процедуре, со-

[1] В отечественной литературе нет официально признанного перевода терминов «reference system» и «reference frame». Далее мы употребляем словосочетания «теоретическая система отсчета» и «опорная система отсчета», соответственно. Кроме этого, используя термин «система отсчета», а не «система координат», мы подразумеваем, что в рамках теории относительности определение системы отсчета означает определение метрического тензора, то есть выражения для вычисления собственного времени события, произошедшего в некоторой точке пространства в момент координатного времени. (*Прим. ред.*)

ставляют *опорную систему отсчета* (в оригинале «reference frame»). Чтобы проиллюстрировать, почему эти процедуры являются частью опорной системы отсчета, давайте кратко рассмотрим, как строилась небесная опорная система отсчета, начиная с самого начала (см. также [156]).

4.1.1. Идеальная система отсчета

В самом начале построения небесной опорной системы отсчета необходимо определить концепцию, лежащую в ее основе. С помощью такого определения строится *теоретическая система отсчета.* Интуитивно ясно, что следует определить систему таким образом, чтобы она не вращалась с течением времени. Эта идея может быть реализована двумя различными способами.

(i) *Динамическое определение*

По отношению к идеальной динамической небесной системе отсчета небесные тела движутся таким образом, что уравнения движения не содержат кинематического ускорения (из-за вызванного вращением кориолисова ускорения или неравномерного линейного движения). Это ньютоновское определение, справедливое только в локальной системе, если используется общая теория относительности.

(ii) *Кинематическое определение*

При определении идеальной кинематической опорной небесной системы отсчета предполагают, что во Вселенной существует класс объектов, которые не имеют глобального систематического движения и, следовательно, система в среднем не вращается. Можно сказать, что физически это утверждение сомнительно: не вращается по отношению к чему? На самом деле это утверждение означает, что на небе нет больших областей, где собственные движения объектов имеют систематический характер.

4.1.2. Теоретические системы отсчета

Однако можно, и это действительно делается, двигаться в обоих направлениях и обозначить физическую структуру, обладающую требуемыми свойствами. На этом этапе можно говорить о *системах отсчета* в собственном смысле слова.

(i) *Динамическое определение*

Общепринятый выбор — это Солнечная система в целом, причем центр координатных осей помещается в барицентр Солнечной си-

стемы. Иногда используются другие системы. Например, для изучения движения системы Земля–Луна или искусственных спутников используется геоцентрическая динамическая система.

(ii) *Кинематическое определение*

Квазары и другие внегалактические объекты настолько далеки, что при обнаружении у них трансверсального движения можно будет сказать, что оно имеет величину порядка космологической скорости расширения (что невероятно). Но, даже если это и так, то это движение можно будет наблюдать на пределе точности только новыми и будущими астрометрическими приборами. Ограничивающим фактором в данном случае является только нестабильность радиоисточников: структура источников часто сложная, и положение максимума излучения изменяется непредсказуемым образом [63].

Поэтому на практике выбор некоторого числа наиболее стабильных объектов в качестве реперных точек вполне достаточен при уровне точности в несколько сотых секунды дуги. На уровне точности в несколько десятков микросекунд дуги (μas) основной проблемой станет изменение положения максимума излучения. Система, определяемая таким образом, называется *внегалактической небесной системой отсчета.*

4.1.3. Условная система отсчета

Когда выбор сделан, нужно с теоретической концепцией связать количественную модель. Эта модель основана на численных значениях ряда параметров, которые, конечно же, не известны точно, так как они являются результатом наблюдений. Поэтому нужно присвоить им некоторые значения, и, следовательно, модель является лишь аппроксимацией идеальной системы отсчета. По этой причине она называется *условной системой отсчета.* Используя обозначения, приведенные выше, получаем:

(i) *Динамическое определение*

Условная система отсчета, которая была принята в прошлом, была определена выбором значений фундаментальных параметров, к которым относятся массы планет и спутников, начальные условия их движения и некоторые постоянные (прецессии и нутации, аберрации и др.). Они были частью системы астрономических постоянных, которые периодически пересматривались Международным астрономическим союзом (МАС). Последняя полная система была установлена в 1976 г. [131]. Этот подход к определению опорных

небесных систем отсчета сейчас устарел, и динамическое определение отменено в пользу кинематического определения. Однако астрономические постоянные все еще важны при определении связи земной и небесной опорных систем отсчета. Процедуры их использования приводятся в трудах Международной службы вращения Земли [136]. Новая система астрономических постоянных обсуждалась МАС, и некоторые постоянные были приняты МАС в 2000 г. [137].

(ii) *Кинематическое определение*

Никакого моделирования не нужно делать для внегалактической системы отсчета, которая стала *официальной* условной системой отсчета МАС с 1 января 1998 г. и была названа *Международной небесной системой отсчета* (по-английски – International Celestial Reference System, ICRS) [133]. Основное решение, которое было принято, связано с выбором начала и направления координатных осей, которые априори произвольны. Принципы выбора были определены в 1991 г. резолюциями МАС [132], в которых говорится, что :«*Основная плоскость новой условной небесной системы отсчета должна быть как можно ближе с среднему экватору на эпоху J2000.0, а начало отсчета в этой плоскости должно быть как можно ближе к динамическому равноденствию эпохи J2000.0.*»

Предпосылкой этого решения было то, что пока небесная система отсчета определялась динамическим образом, координаты относилась к динамическому равноденствию, и было важно для сохранения преемственности, чтобы неизбежные разрывы, возникающие при построении новой системы, были бы как можно меньше, желательно меньше ошибок наблюдений. Это было получено с необходимой точностью [2].

4.1.4. Условные опорные системы отсчета

Последним шагом для материализации теоретической условной системы отсчета является приписывание координат определенному числу реперных точек (звезд или внегалактических объектов) в этой системе. Результатом этого действия является определение опорной системы или, точнее, *условной опорной системы отсчета*, представленной в форме каталога положений и собственных движений. В случае динамического определения необходимо создать, используя общепринятую модель, численную теорию движения планет, а положения опорных звезд определяются относительно наблюдаемых положений планет. Опорная система отсчета в этом случае реализу-

ется *фундаментальным каталогом звезд*. Последним таким каталогом был FK5 (Fundamental Katalog 5). Каталог включал 1535 звезд, координаты которых измерены достаточно хорошо: с ошибкой примерно 0″,08; ошибки собственных движений равны примерно 0″,001 (одна миллисекунда дуги, 1 mas) в год [71]. Дополнительный каталог включает 3117 звезд (FK5-sup. [72]). Оцениваемые ошибки равны 0″,12 и 2 мс дуги в год, соответственно.

Новая кинематическая внегалактическая система отсчета реализуется *Международной опорной небесной системой отсчета* (International Celestial Reference Frame, ICRF; см. § 12.1.1), которая представляется каталогом положений 212 квазаров и других внегалактических радиоисточников. Каталог составлен по наблюдениям на радиоинтерферометрах со сверхдлинными базами (РСДБ, см. § 10.2.3) [177]. Затем каталог был распространен в сторону оптических длин волн, когда с ним был связан каталог Hipparcos (см. § 8.6.7) [155], и назван *опорной небесной системой отсчета Гиппаркос* (Hipparcos Celestial Reference Frame, HCRS).

В системе отсчета необходимо также определить ее начало. Началом отсчета ICRS является центр масс (барицентр) Солнечной системы. Барицентр — это единственная точка Солнечной системы, движение которой в Галактике не возмущается планетами, спутниками и самим Солнцем, и система является почти инерциальной.

Но на практике наблюдения выполняются с Земли или с искусственных спутников. Поэтому возникает потребность отнести наблюдения изучаемых объектов к другой системе с другим началом, в частности, в центр Земли. Для очень точной интерпретации астрометрических наблюдений сейчас обязательно работать в рамках общей теории относительности. Это подразумевает, что описание пространства-времени дается метрикой. По соглашению, принятому МАС в 2000 г., интервал записывается в виде [258]:

$$ds^2 = -c^2 d\tau^2 = \left(-1 + \frac{2U}{c^2} - \frac{2U^2}{c^4}\right) c^2 dt^2 + \\ + \left(1 + \frac{2U}{c^2}\right)\left(dx^2 + dy^2 + dz^2\right) - \frac{4}{c^3} U_L \left(dx + dy + dz\right) dt,$$

где t и τ — координатное и собственное время, соответственно, U — потенциал в точке с координатами x, y, z, U_L — векторный потенциал гравитации из-за магнито-гравитационных эффектов вращающе-

гося тела [257]. Интерпретация потенциалов в этой формуле существенно различна в барицентрической небесной системе отсчета и в геоцентрической небесной системе отсчета. Мы не будем использовать этот подход в нашей книге, а будем учитывать релятивистские эффекты в виде поправок к ньютоновским эффектам в плоском пространстве[2].

4.1.5. Изменение опорных координат

Наблюдения, в общем случае, выполняются в координатной системе, связанной с инструментом. Ориентация осей этой системы известна, и нужно лишь выполнить поворот осей, чтобы выразить наблюденные координаты в опорной системе отсчета, связанной с Землей. Дополнительные повороты потребуется выполнить, если нужно получить координаты в небесной опорной системе отсчета. В книге мы будем использовать следующее обозначение: единичный вектор $\mathbf{u}$, заданный в системе (S), преобразуется в единичный вектор $\mathbf{u}'$ в системе (S') по формуле

$$\mathbf{u}' = \mathcal{R}\mathbf{u},$$

где $\mathcal{R}$ – матрица вращения. Мы считаем, что векторы представляются в виде вектор-столбцов размером 1×3. Вектор $\mathbf{V}$, который определяется матрицей вращения $\mathcal{R}$, может быть разложен на три вектора $\mathbf{V}_\alpha$, $\mathbf{V}_\beta$, $\mathbf{V}_\gamma$ вдоль трех осей Ox, Oy, Oz системы (S). Соответствующие матрицы вращения есть

$$\mathcal{R}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\alpha & \sin\alpha \\ 0 & -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \text{ для оси } Ox,$$

$$\mathcal{R}_2 = \begin{pmatrix} \cos\beta & 0 & -\sin\beta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin\beta & 0 & \cos\beta \end{pmatrix} \text{ для оси } Oy,$$

$$\mathcal{R}_3 = \begin{pmatrix} \cos\gamma & \sin\gamma & 0 \\ -\sin\gamma & \cos\gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \text{ для оси } Oz,$$

[2] Релятивистский подход приводится в книге [3*]. (*Прим. авт.*)

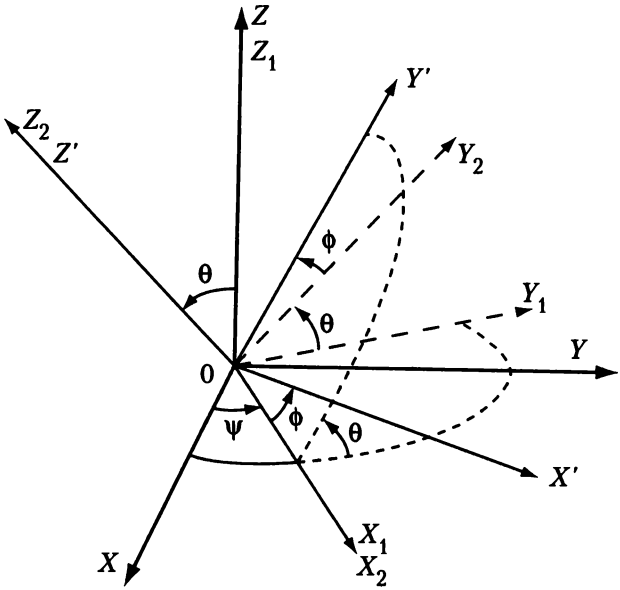

Рис. 4.1. Вращения при преобразовании Эйлера.

Мы далее будем использовать соглашение о том, что индексы 1,2,3 означают вращения вокруг осей Ox, Oy и Oz, соответственно. Например, классическое преобразование Эйлера, определяемое углами Эйлера ψ, θ, ϕ (рис. 4.1), выражается произведением:

$$\mathcal{R} = \mathcal{R}_3(\phi) \cdot \mathcal{R}_1(\theta) \cdot \mathcal{R}_3(\psi). \tag{4.1}$$

Порядок вращений следующий: сначала на угол ψ вокруг оси Oz системы (S), затем на угол θ вокруг новой оси OX_1 и, наконец, на угол ϕ вокруг новой оси OZ_2, которая совпадает с осью OZ системы (S'). Конечно, это не единственное возможное решение, при необходимости используются другие вращения.

4.1.6. Применение локальных координат

Ориентация наземного инструмента обычно связана с локальной горизонтальной координатной системой. Давайте определим эту систему, потому что существуют различные соглашения. Мы определим азимут A как угол, отсчитываемый вдоль горизонтального круга от точки юга (ось OX) к западу. Ось OY прямоугольной системы направлена в востоку. Осью OZ является отвесная линия, и положи-

тельным направлением является направление в зенит. Направление в полуплоскости, определяемой углом A, задается зенитным расстоянием z. Иногда используется высота над горизонтом $h = 90° - z$ (рис. 4.2).

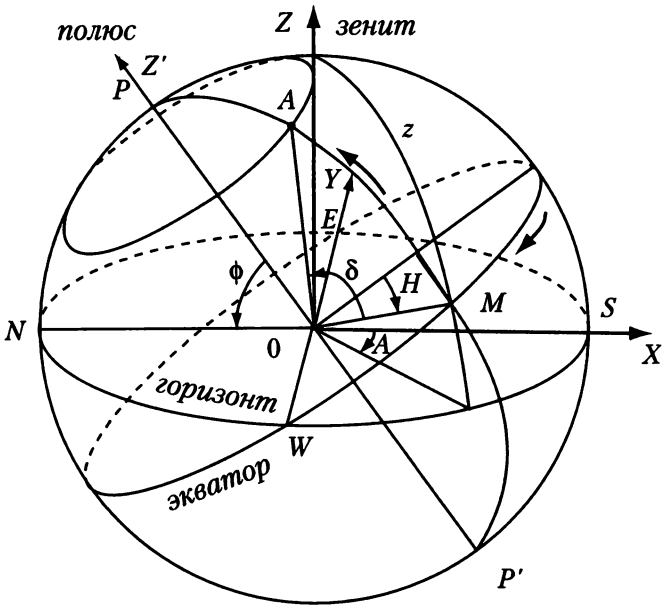

Рис. 4.2. Определение локальной горизонтальной системы координат.

Определим теперь Международную земную систему отсчета (International Terrestrial Reference System, ITRS). Начало ее совпадает с центром масс Земли. Система определяется направлением на полюс OZ' и Международным меридианом (очень близким к прежнему Гринвичскому меридиану). Материализацией ITRS является Международная опорная земная система отсчета (International Terrestrial Reference Frame, ITRF) — список определенного числа точек на поверхности Земли с их координатами и скоростями, вызванными тектоническим движением.

Координатами обсерватории являются широта ϕ и долгота L, положительная к востоку. Преобразование единичного вектора $\mathbf{u}$, за-

данного в локальной горизонтальной системе, к эквивалентному ему вектору $\mathbf{u}'$ в земной системе имеет, следовательно, вид:

$$\mathcal{R}\mathbf{u} = \mathcal{R}_3(-L) \cdot \mathcal{R}_2\left(\phi - \frac{\pi}{2}\right)\mathbf{u}. \tag{4.2}$$

Компоненты единичного вектора равны

$$\mathbf{u} = \begin{pmatrix} \sin z \cos A \\ -\sin z \sin A \\ \cos z \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad \mathbf{u}' = \begin{pmatrix} \cos\delta \cos H \\ -\cos\delta \sin H \\ \sin\delta \end{pmatrix}$$

где δ – склонение и H – часовой угол объекта, измеряемый относительно Международного меридиана.

Чтобы получить небесные экваториальные координаты, используем формулу, связывающую прямое восхождение α с часовым углом H:

$$\alpha = T + H, \tag{4.3}$$

где T – Гринвичское звездное время (см. § 4.1.7).

Если требуется вычислить местные экваториальные координаты, то местный часовой угол H_l определяется как угол, отсчитываемый вдоль экватора от меридиана к западу, в выражении (4.2) достаточно положить $L = 0$.

4.1.7. Связь с небесной системой отсчета

В предыдущем параграфе мы получили положение небесного тела в земной системе отсчета. Чтобы найти его положение в небесной системе отсчета, необходимо знать формулу преобразования между земной (S) и небесной (S') системами отсчета.

Матрица вращения $\mathcal{W}(t)$, которая описывает это преобразование, называется *матрицей вращения Земли*. Вращение Земли — сложное явление, вызываемое рядом физических причин и зависящее от времени. Его удобно разделить на две части: *прецессию* и *нутацию*, которые описывают движение оси вращения Земли в небесной системе отсчета, и собственно вращение Земли вместе с *движением полюса*. Эти две части учитываются раздельно, при этом вводится промежуточная система отсчета (Σ), таким образом, что[3]

$$\mathcal{W}(t) = \mathcal{T}(t) \cdot \mathcal{R}(t), \tag{4.4}$$

[3]Матрица $\mathcal{W}(t)$ (4.4) согласно [136] описывает преобразование координат вектора из ITRF в геоцентрическую небесную систему отсчета на эпоху J2000.0. (*Прим. ред.*)

$\mathcal{T}$ является матрицей преобразования от (Σ) к (S'), а $\mathcal{R}$ от (S) к (Σ). Определение системы (Σ) – это результат соглашения. Определение может меняться (см. § 4.1.8).

До 1 января 2003 г. ось Oz выбиралась таким образом, чтобы она не имела суточного движения ни по отношению к системе (S), ни по отношению к (S'). Направление оси Oz называется в этом случае *эфемеридным полюсом*. Давайте разделим его движение на две компоненты.

(i) Движение (Σ) относительно (S') можно разделить на *прецессию*, описываемую матрицей $\mathcal{P}$, элементы которой зависят от времени вековым образом, и *нутацию*, определяющую матрицу $\mathcal{N}$. Элементы матрицы $\mathcal{N}$ зависят от периодических членов. Имеем

$$\mathcal{T}(t) = \mathcal{P}(t) \cdot \mathcal{N}(t). \tag{4.5}$$

Матрица $\mathcal{N}$ трансформирует истинную экваториальную систему эпохи t в среднюю экваториальную систему на ту же эпоху. Матрица $\mathcal{P}$ преобразует среднюю экваториальную систему, заданную на эпоху t, в среднюю экваториальную систему на стандартную эпоху t_0 (J2000.0).

Полные формулы этих преобразований были рекомендованы МАС на основе вычислений Вара [293] для нутации и Лиеске и др. [171] для прецессии. Практическое применение этих формул для реальных астрономических ситуаций подробно описывается в «Explanatory Supplement to the Astronomical Almanac» [241].

Для очень точной астрометрии, например РСДБ наблюдений, эти модели недостаточно точны, и поправки к ним приводятся в ежегодных отчетах Международной службы вращения Земли (МСВЗ) (IERS, Ann. Reports, http://www.iers.org/iers/publications/reports/).

(ii) Движение (S) относительно (Σ) можно представить в виде трех вращений. Положение оси OZ системы (Σ) в земной системе отсчета определяется координатами полюса относительно фиксированного полюса земной системы. Две компоненты x_p и y_p отсчитываются вдоль Международного меридиана и меридиана с долготой 90° E, соответственно. Третье вращение связано с часовым углом Международного меридиана относительно плоскости OXZ промежуточной системы. Это – *Гринвичское истинное звездное время* (T). Матрица $\mathcal{R}$ вычисляется как произведение трех матриц:

$$\mathcal{R} = \mathcal{R}_3(-\mathrm{T}) \cdot \mathcal{R}_1(y_p) \cdot \mathcal{R}_2(x_p). \tag{4.6}$$

Из этой формулы следует, что широта ϕ и долгота L обсерватории относительно промежуточной системы (Σ) определяются выражениями:

$$\phi = \phi_0 + x_p \cos L_0 - y_p \sin L_0,$$

$$L = L_0 + (x_p \sin L_0 - y_p \cos L_0)\ \mathrm{tg}\,\phi_0,$$

где ϕ_0 и L_0 – координаты обсерватории в земной опорной системе отсчета. Гринвичское истинное звездное время — это угол, вычисляемый из всемирного времени UT1, которое относится к средней оси вращения Земли (среднему полюсу), к которому добавлено уравнение равноденствий. Если t – время, отсчитываемое в юлианских столетиях по 36525 суток от эпохи J2000.0 (юлианская дата 2 451 545.0), то Гринвичское среднее звездное время, выраженное в секундах для любого момента, когда UT1 = 0, равно

$$\mathrm{T}_0 = 24\,110,54841 + 8\,640\,184,81266t + 0,093104t^2 - 6,2 \cdot 10^{-6}\,t^3. \quad (4.7)$$

Для вычисления звездного времени на произвольный момент к (4.7) следует добавить дополнительную часть суток, выраженную в звездном времени:

$$1 \text{ звездные сутки} = 1 \text{ сутки UT1} - 236,5554\,\text{с}.$$

Точное значение UT1 заранее неизвестно. Передаваемое по радио и используемое время — это всемирное координированное время UTC (Universal Time Coordinated), отличающееся от Международного атомного времени TAI (International Atomic Time) на постоянную величину (см. § 11.1.6). Разность Δt = UT1 - UTC является результатом неравномерности вращения Земли[4].

Величины Δt, x_p и y_p, а также поправки к принятым моделям прецессии–нутации определяются различными астрометрическими методами, которые описываются в различных параграфах в главах

[4] Алгоритм вычисления Гринвичского истинного звездного времени T следующий (см. [136]):

$\mathrm{T}_{UT1} = \mathrm{T}_0 + r[(\mathrm{UT1} - \mathrm{UTC}) + \mathrm{UTC}]$,

где T_{UT1} – Гринвичское среднее звездное время на момент UT1,

$r = 1,00273909350795 + 5,9006 \cdot 10^{-11}t - 5,9 \cdot 10^{-15}t^2$, $\mathrm{T} = \mathrm{T}_{UT1} + eq.eq$.

Уравнение равноденствий $eq.eq$ имеет вид:

$eq.eq = \Delta\psi \cos\varepsilon_0 + 0''\!,00264 \sin\Omega + 0''\!,000063 \sin 2\Omega$,

где $\Delta\psi$ – нутация в долготе, ε_0 – наклон эклиптики к экватору на эпоху J2000.0, Ω – средняя долгота восходящего узла Луны. (*Прим. ред.*)

10 и 11. Данные собираются и анализируются МСВЗ, в результате вычисляются наилучшие суточные и пятисуточные значения. Результаты публикуются в Циркулярах МСВЗ, а окончательные значения приводятся в ежегодных отчетах МСВЗ (см. § 12.1.3).

4.1.8. Новая промежуточная система

Существующее определение промежуточной системы Σ не согласуется с новыми теориями нутации, которые включают суточные и внутрисуточные нутационные гармоники в небесной системе отсчета, а также в движении полюса. Вместе с принятием системы ICRS, оси которой не привязаны к точке весеннего равноденствия, потребовалось новое определение промежуточной системы отсчета. Начиная с 1 января 2003 г., новая система определяется *небесным промежуточным полюсом* (Celestial Intermediate Pole, CIP). Это полюс, движение которого в геоцентрической небесной системе отсчета (GCRS) задается движением средней тиссерановой оси Земли (соответствующей географической оси средней поверхности Земли, см. [240] с периодами большими, чем двое суток [31]).

Аналогичная проблема возникает при определении начала в основной плоскости системы отсчета. Точка весеннего равноденствия, определенная ранее, не лежит более на основной $Ox - Oy$ плоскости ICRS. Новое начало — *небесное эфемеридное начало* (Celestial Ephemeris Origin, CEO) определяется на экваторе CIP таким образом, чтобы оно было нечувствительно к изменениям моделей прецессии и нутации на микросекундном уровне точности. Соответствующая точка в Международной земной системе отсчета (International Terrestrial Reference System, ITRS) — это *земное эфемеридное начало* (Terrestrial Ephemeris origin, TEO). Точное определение этих точек дается в работе [31], а теория в статье [92]. Что касается небесного промежуточного полюса, то он официально используется, начиная с 1 января 2003 г.

4.1.9. Спутниковая астрометрия

Если астрометрический инструмент установлен на спутнике, то необходимо прежде всего определить опорную систему координат (S) для спутника, подобно тому, как это делалось в предыдущих параграфах для Земли. Наилучшим является определение, основанное на использовании оптических осей инструмента, используемого для наблюдений.

Ориентация спутника в пространстве, как и в случае Земли, задается матрицей вращения $\mathcal{W}(t)$, которая представляет преобразование между системами (S) и (S'). Но, в отличие от наземных наблюдений, в которых можно использовать результаты независимых определений параметров вращения Земли, ориентация спутника должна определяться из наблюдений, выполненных на борту спутника. Примеры приводятся в § 5.4.5 (космический телескоп имени Хаббла) и в § 8.2.4 (Гиппаркос).

4.2. Геометрические эффекты

На преобразование координат между инструментальной и небесной системами влияют некоторые геометрические эффекты. В первом случае — это чисто геометрическое преобразование, в двух других они связаны с кинематическими свойствами системы Земля–небесное тело.

4.2.1. Преобразование поле–фокус

Конечной целью астрометрического наблюдения является определение положения объекта на небе в некоторой небесной системе отсчета. Во многих случаях поле зрения инструмента ограничено и, поэтому, нужно вычислить положение наблюдаемого объекта относительно соседних тел, которые являются частью небесной опорной системы отсчета или связаны с ней. Для этого удобно использовать локальную систему небесных координат с центром в выбранной точке A, прямое восхождение которой равно α_0, а склонение δ_0. Тогда экваториальные координаты некоторой точки в окрестности A равны $\alpha_0 + \Delta\alpha$ и $\delta_0 + \Delta\delta$.

Изображение области небесной сферы на идеальной фокальной поверхности является двумерным. Поэтому, независимо от всех уже изученных преобразований к ним нужно добавить преобразование дифференциальных координат $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ в линейные координаты. Это делается с помощью конического проецирования из центра единичной небесной сферы в точку A. В картинной плоскости оси Ax и Ay являются касательными к параллели и небесному меридиану, соответственно. Первая из них направлена в сторону увеличения прямых восхождений, а ось Ay к северу (рис. 4.3). Эта локальная система называется системой *стандартных координат*. Преобразование дифференциальных координат к стандартным координатам называ-

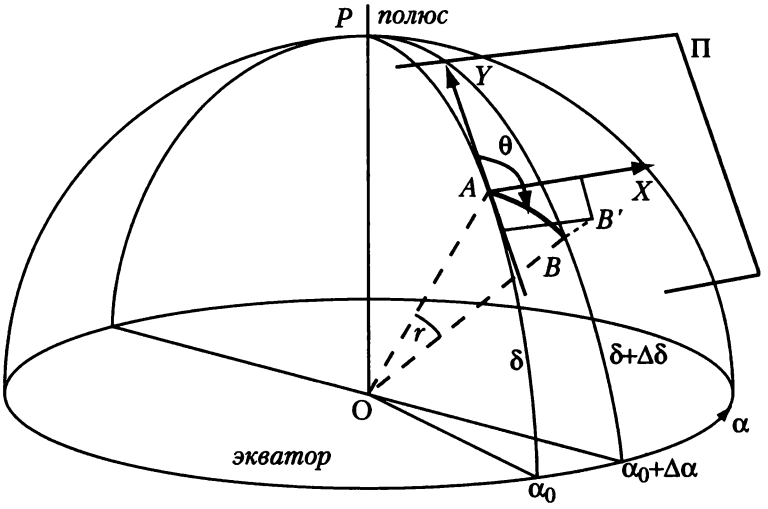

Рис. 4.3. Дифференциальные и стандартные координаты и принцип гномонического проецирования.

ется *гномоническим* или *центральным проецированием*[5]. Пусть B – точка на сфере, а B' – ее проекция на картинную плоскость. Пусть угол AOB равен r, а угол между плоскостью AOB и кругом склонения, отсчитываемый в направлении по часовой стрелке, если смотреть с картинной плоскости, равен θ; r и θ – это стандартные полярные координаты, используемые, в частности, при изучении двойных звезд. Из сферического треугольника PAB имеем:

$$\cos r = \sin\delta \sin(\delta + \Delta\delta) + \cos\delta \cos(\delta + \Delta\delta) \cos\Delta\alpha, \tag{4.8}$$

$$\sin r \sin\theta = \cos(\delta + \Delta\delta) \sin\Delta\alpha, \tag{4.9}$$

и, так как

$$\sin\delta \cos\Delta\alpha = \cos\delta \operatorname{tg}\,(\delta + \Delta\delta) - \sin\Delta\alpha \operatorname{ctg}\theta,$$

получим:

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{\sin\Delta\alpha}{\cos\delta \operatorname{tg}\,(\delta + \Delta\delta) - \sin\delta \cos\Delta\alpha}. \tag{4.10}$$

[5]В отечественной литературе отображение участка неба на плоскость чаще называется центральной проекцией. Это определение и будет использоваться далее. (*Прим. ред.*)

Стандартные координаты точки B' равны

$$x = \operatorname{tg} r \sin\theta,$$

$$y = \operatorname{tg} r \cos\theta = x \operatorname{ctg}\theta.$$

Используя формулы (4.8), (4.9) и (4.10), можно вычислить x и y. Окончательный результат — это следующие выражения:

$$x = \frac{\sin\Delta\alpha}{\cos\delta(\operatorname{tg}\delta\operatorname{tg}(\delta+\Delta\delta)+\cos\Delta\alpha)}, \tag{4.11}$$

$$y = \frac{\operatorname{tg}(\delta+\Delta\delta) - \operatorname{tg}\delta\cos\Delta\alpha}{\operatorname{tg}\delta\operatorname{tg}(\delta+\Delta\delta)+\cos\Delta\alpha}. \tag{4.12}$$

Можно использовать эти формулы либо в указанном виде, либо в виде разложения x и y по степеням $\Delta\delta$ и $\Delta\alpha$ за исключением областей вблизи полюсов. До пятого порядка включительно разложения имеют вид:

$$\operatorname{tg} u = u + \frac{u^3}{3} - \frac{2u^5}{15} + \ldots,$$

$$\sin u = u - \frac{u^3}{6} + \frac{u^5}{120} + \ldots,$$

$$\cos u = 1 - \frac{u^2}{2} + \frac{u^4}{24} + \ldots.$$

Подставляя эти выражения в формулы (4.11) и (4.12), получим разложения до третьего порядка:

$$\begin{gathered} x = \Delta\alpha\cos\delta - \Delta\alpha\Delta\delta\sin\delta + \frac{\Delta\alpha^3}{6}\left(3\cos^3\delta - \cos\delta\right) + \cdots, \\ y = \Delta\delta + \frac{\Delta\alpha^2}{2}\sin\delta\cos\delta + \frac{\Delta\delta^3}{3} + \\ + \frac{\Delta\alpha^2\Delta\delta}{2}\left(\cos^2\delta - \sin^2\delta\right) + \cdots. \end{gathered} \tag{4.13}$$

Для точек, близких к полюсам, необходимо использовать формулы (4.11) и (4.12).

В таблице 4.1 приводится ошибка этих разложений для склонений $|\delta| < 75°$.

Таблица 4.1. Максимальная ошибка при использовании формул (4.13) как функция r для склонений $|\delta| < 75°$.

Порядок разложения	2	3	4
Порядок отбрасываемых членов	3	4	5
Самый большой отбрасываемый член	$r^3/3$	$r^4/24$	$2r^5/15$
$r = 0,°5$	0,″07	0,″00008	0,″000003
$r = 1,°0$	0,″5	0,″0014	0,″00008
$r = 2,°0$	4,″0	0,″02	0,″0025
$r = 3,°0$	12,″0	0,″1	0,″025
$r = 4,°0$	30,″0	0,″3	0,″08

4.2.2. Годичный параллакс

Годичный параллакс — это видимое смещение звезды на небесной сфере из-за орбитального движения Земли. Исправляя положение звезды за параллакс, мы получаем направление на звезду для наблюдателя, находящегося в барицентре B Солнечной системы.

Пусть E — центр Земли, а S — звезда (рис. 4.4). Пусть $\mathbf{s}$ и $\mathbf{s}'$ — единичные векторы в направлении на звезду, если смотреть из центра Земли и барицентра, соответственно, а r — расстояние до звезды (можно пренебречь разностью между SB и SE).

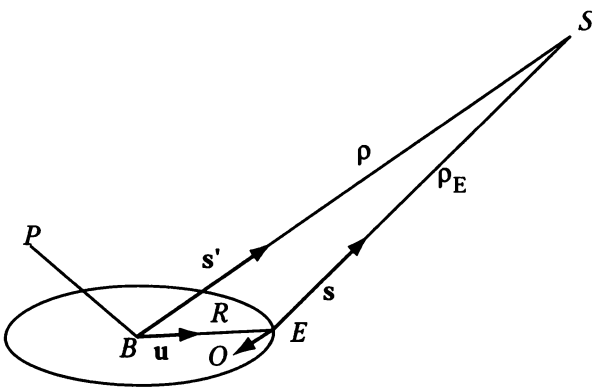

Рис. 4.4. Параллактическая поправка к координатам звезды.

Давайте определим вектор

$$\mathbf{BE} = R\mathbf{u},$$

где $\mathbf{u}$ – единичный вектор, равный $\mathbf{BE}/|\mathbf{BE}|$. Имеем

$$R\mathbf{u} = a\mathbf{u}\left(1 + f(t)\right), \tag{4.14}$$

где a – среднее значения расстояния BE, равное одной астрономической единице. Это выражение задается эфемеридами Земли.

По определению звездный или годичный параллакс или просто *параллакс* – это величина, равная

$$\pi = a/r. \tag{4.15}$$

Или, если r выражается в астрономических единицах (а.е.),

$$\pi = 1/r.$$

Обычно параллакс выражается в секундах дуги, а расстояние измеряется в парсеках (1пк=206 264, 81 а.е.=3, 261 5637 световых лет). Заметим здесь, что при вычислении расстояния r по формуле (4.15) предполагается, что ошибка π мала. Если это не так, то нужно преобразовать нормальное распределение ошибок π в распределение ошибок r, которое уже не будет нормальным. Результатом такой операции будет то, что наиболее вероятное значение r будет больше, чем $1/\pi$ [151]. Параллактическое смещение звезды на небесной сфере – это вектор, перпендикулярный вектору $\mathbf{s}$:

$$\Delta\mathbf{s} = \mathbf{s}' - \mathbf{s}.$$

Его можно записать в виде двойного векторного произведения:

$$\Delta\mathbf{s} = \mathbf{s} \times \left(\mathbf{s} \times \frac{R\mathbf{u}}{r}\right),$$

или, принимая во внимание (4.14) и (4.15),

$$\Delta\mathbf{s} = \pi\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{u})\left(1 + f(t)\right).$$

В эклиптических дифференциальных координатах получим, считая, что L – долгота Солнца:

$$\begin{aligned} \cos\beta\Delta\lambda &= \pi(1 + f(t))\sin(L - \lambda), \\ \Delta\beta &= -\pi(1 + f(t))\sin\beta\cos(L - \lambda). \end{aligned} \tag{4.16}$$

В экваториальных координатах имеем:

$$\cos\delta\Delta\alpha = \pi(1+f(t))(\cos\varepsilon\cos\alpha\sin L - \sin\alpha\cos L),$$

$$\Delta\delta = \pi(1+f(t))(\sin\varepsilon\cos\delta\sin L - \sin\delta\cos\alpha\cos L - \\ - \cos\varepsilon\sin\delta\sin\alpha\sin L). \tag{4.17}$$

где ε — наклон эклиптики к экватору.

4.2.3. Другие параллактические поправки

При вычислении звездных параллаксов можно считать, что наблюдения выполняются из центра Земли. Это не справедливо, если наблюдаются тела, принадлежащие Солнечной системе. Когда наблюдается планета P, то вектор **OP** от наблюдателя к планете может быть представлен в виде суммы трех векторов в барицентрической системе отсчета (рис. 4.4):

(i) **OE**: вектор, направленный от наблюдателя к центру Земли, на момент t наблюдения. Этот вектор поворачивается вокруг оси вращения Земли; результатом является суточное видимое движение планеты, которое называется *суточным* или *геоцентрическим параллаксом*. Если наблюдения проводятся с искусственного спутника, то используется только второе название.

(ii) **EB**: вектор, направленный из центра Земли в барицентр Солнечной системы, на момент t. Этот вектор вычисляется по эфемеридам.

(iii) **BP**: вектор, направленный из барицентра Солнечной системы в центр планеты. Вектор должен быть вычислен на момент t', в который свет, испущенный планетой P в момент t, достигает наблюдателя. В действительности в этой процедуре учитывается не только параллакс, но и планетная аберрация (см. § 4.3.1) — явление, которое вызвано конечностью скорости света.

В результате направление, в котором планета находится в момент t, задается выражением:

$$\mathbf{OP} = \mathbf{OE}(t) + \mathbf{EB}(t) + \mathbf{BP}(t'). \tag{4.18}$$

В случае наблюдений в окрестности Земли, включая систему Земля–Луна, интерпретация наблюдений выполняется в геоцентрической системе отсчета, а барицентр Солнечной системы не используется. В этом случае формула (4.18) принимает вид:

$$\mathbf{OP} = \mathbf{OE}(t) + \mathbf{EP}(t').$$

4.2.4. Собственные движения

Собственным движением называется проекция на небесную сферу движения звезды относительно барицентра Солнечной системы. Собственные движения являются результатом сложения реального движения звезд и Солнца в Галактике. Собственное движение μ измеряется как годичное изменение координат α и δ. Если α_0 и δ_0 – координаты звезды на момент времени t_0, то ее координаты на момент t равны

$$\alpha = \alpha_0 + (t - t_0)\,\mu_\alpha, \qquad \delta = \delta_0 + (t - t_0)\,\mu_\delta. \tag{4.19}$$

Если V – скорость звезды относительно Солнца, r – расстояние в парсеках ($r = 1/\pi$, а параллакс π выражен в секундах дуги), θ – угол между вектором скорости $\mathbf{V}$ и направлением на звезду, то тангенциальная скорость V_T равна

$$V_T = V\cos\theta = r\frac{d\theta}{dt} = r\mu$$

или

$$\mu = \frac{d\theta}{dt} = \frac{V\cos\theta}{r}.$$

Радиальная скорость V_R звезды равна

$$V_R = V\sin\theta = \frac{dr}{dt}.$$

Допустим, что скорость V постоянна, но μ меняется со временем. В этом случае имеем:

$$\frac{d\mu}{dt} = -\frac{V}{r^2}\cos\theta\frac{dr}{dt} - \frac{V\sin\theta}{r}\,\frac{d\theta}{dt}.$$

Выражая все члены через V_R, μ и r, получим:

$$\frac{d\mu}{dt} = -\frac{2\mu}{r}V_R.$$

Если V_R измеряется в километрах в секунду, а μ в сек дуги в год, то последнее уравнение запишется в виде:

$$\frac{d\mu}{dt} = -0,000\,002\,05\mu\pi V_R. \tag{4.20}$$

Этот классический эффект называется перспективным ускорением.

4.3. Оптические эффекты

Эти эффекты определяются различными свойствами света: конечной скоростью, нелинейностью распространения в гравитационных полях, волновой природой.

4.3.1. Аберрация

Аберрацию вызывает относительное движение источника P и наблюдателя. Видимое направление, откуда свет приходит к наблюдателю в момент t, – это направление на точку, в которой источник света был в момент $t - \Delta t$, где Δt – время, требуемое свету для прохождения расстояния от P до наблюдателя. В ньютоновском пространстве, если $\mathbf{r}$ ($|\mathbf{r}| = r$) – радиус-вектор в направлении истинного положения источника, видимое направление задается вектором $\mathbf{r}'$ таким, что

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r} + r\frac{\mathbf{V}}{c}, \tag{4.21}$$

где $\mathbf{V}$ – скорость наблюдателя относительно звезды, c – скорость света. Вектор $\mathbf{V}$ можно разделить на три компоненты:

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_O + \mathbf{V}_E - \mathbf{V}_S.$$

(i) $\mathbf{V}_S$ – вектор скорости звезды относительно барицентра Солнечной системы. Для звезд величина $\mathbf{V}_S$, как правило, неизвестна. Поэтому этой компонентой обычно пренебрегают: соответствующее смещение обычно считается собственным движением звезды (§ 4.2.4). Для планет вектор $\mathbf{V}_S$ известен из эфемерид.

(ii) $\mathbf{V}_E$ – вектор скорости центра масс Земли относительно барицентра Солнечной системы. Этот вектор приводит к *годичной аберрации*, определяемой формулой (4.21), в которой $\mathbf{V}$ заменяется на $\mathbf{V}_E$.

Для планет полная аберрация определяется вектором $\mathbf{V}_E - \mathbf{V}_S$ и называется *планетной аберрацией*.

(iii) $\mathbf{V}_O$ – вектор скорости наблюдателя относительно центра масс Земли. На ее поверхности вектор определяется на основе параметров вращения Земли (§ 4.1.4) и называется *суточной аберрацией*. Для искусственных спутников – это орбитальная аберрация, вычисляемая на основе движения спутника, которое необходимо контролировать.

Получим общую формулу для полной аберрации, учитывая обе компоненты скорости: $\mathbf{V} = \mathbf{V}_O + \mathbf{V}_E$. Полагая, что

$$\mathbf{b} = \frac{\mathbf{V}}{c},$$

используем (4.21) и получим

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r} + r\mathbf{b}. \tag{4.22}$$

Существенно, что и векторы скорости и направления должны вычисляться в одной системе отсчета. Следовательно, некоторые из вращений, описанных в разделе 4.2, должны быть применены. Однако из-за того, что эфемериды приводятся в барицентрической системе отсчета, желательно выражать все векторы в этой системе.

Рассмотрим первое приближение, в котором учитывается только члены первого порядка по $\mathbf{b}$. Если θ – угол между вектором скорости Земли и радиус-вектором звезды, то формулу (4.22) можно записать в виде:

$$\sin\Delta\theta = \frac{V}{c}\sin\theta - \frac{1}{2}\left(\frac{V}{c}\right)^2 \sin 2\theta + \ldots$$

Эта формула недостаточно точна для современной астрометрии. Чтобы получить формулу с учетом членов второго порядка, необходимо выполнить вычисления в рамках общей теории относительности [257]. Имеем:

$$\sin\Delta\theta = \frac{V}{c}\sin\theta - \frac{1}{4}\left(\frac{V}{c}\right)^2 \sin 2\theta + \ldots \tag{4.23}$$

Величина $\mathbf{b}$ равна примерно 10^{-4}. Поэтому, для классической наземной астрометрии при точности наблюдений порядка $0''\!,1$ можно использовать уравнение (4.22). Для космической астрономии или интерферометрии необходимо использовать уравнение (4.23).

В астрометрии малого поля (см. главу 5) нужно вычислять лишь относительную аберрацию двух звезд, разделенных несколькими градусами. В этом случае формулу (4.22) можно упростить, предполагая, что Земля движется по кеплеровской орбите и вращается вокруг оси с постоянной скоростью, так что период равен одним звездным суткам. Тогда в эклиптических координатах поправки из-за годичной аберрации к координатам λ, β звезды даются формулами:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda\cos\beta &= -\kappa\left[\cos(L-\lambda) + e\cos(\omega-\lambda)\right], \\ \Delta\beta &= -\kappa\sin\beta\left[\sin(L-\lambda) + e\sin(\omega-\lambda)\right], \end{aligned} \tag{4.24}$$

где κ – постоянная годичной аберрации, равная $20''.4955$, e – эксцентриситет орбиты Земли ($e = 0,01672$); L – долгота Солнца и ω – долгота перигея Солнца. С достаточной точностью

$$L = 279.^\circ697 + 36\,000.^\circ770\,T$$

$$\omega = 281.^\circ221 + 1.^\circ719\,T,$$

где T измеряется в юлианских столетиях с момента 1900, январь 0, на 12^h эфемеридного времени.

Поправка за суточную аберрацию, выраженная в экваториальных координатах α, δ, равна (при тех же условиях)

$$\cos\delta\Delta\alpha = \kappa' \cos\phi \cos H,$$

$$\Delta\delta = \kappa' \cos\phi \sin H \sin\delta,$$

где $\kappa' = 0''.3200$. Здесь ϕ – это географическая широта наблюдателя и H – часовой угол небесного тела, $H = T_S - \alpha$, T_S – местное звездное время.

4.3.2. Релятивистское отклонение света

Наличие массивного тела вызывает кривизну пространства, и свет, следуя по геодезической в пространстве, отклоняется к этому телу. Эффект максимален в непосредственной близости от Солнца и равен $1''.7$. Отклонение равно примерно 4 мс дуги в перпендикулярном направлении.

Пусть θ – угол между $\mathbf{r}$, единичным вектором в направлении Солнца, и $\mathbf{S}$, единичным вектором в направлении звезды. Видимый угол равен $\theta + \gamma$, где

$$\gamma = \frac{2GM}{c^2 a} \operatorname{ctg}\theta/2, \tag{4.25}$$

GM — гелиоцентрическая гравитационная постоянная, c — скорость света, a — расстояние от наблюдателя до Солнца. Для реальных случаев ($\theta > 30^\circ$), считая, что Земля движется по круговой орбите, получим в первом приближении

$$\gamma = 0''.00407 \operatorname{ctg}\theta/2.$$

Заметим здесь, что формула (4.25) может быть использована для вычисления релятивистского отклонения света, производимого планетами. Нужно лишь заменить GM на соответствующую гравитацион-

ную постоянную планеты, а a на расстояние от наблюдателя до планеты. Поправка существенна лишь при прохождении света в непосредственной близости от планеты.

4.3.3. Релятивистская временная задержка света

Измерения расстояния с помощью радаров или лазерной локации — важный астрометрический метод, который описывается в главе 11. В основе метода лежит измерение промежутка времени t между излучением электромагнитного сигнала и приемом отраженного эха. Пусть $\mathbf{R}$ и $\mathbf{R}'$ — радиус-векторы излучателя и отражателя. Положим, что

$$\mathbf{R}' - \mathbf{R} = \rho\mathbf{s},$$

где $\mathbf{s}$ — единичный вектор. В евклидовом пространстве ρ — расстояние между двумя точками, и время распространения света равно

$$t_0 = 2\rho/c,$$

в котором, в первом приближении, мы пренебрегаем рефракцией в расстоянии (§ 3.3.1) и движением отражателя.

При тех же упрощающих предположениях, но принимая во внимание, что распространение света происходит в центральном геоцентрическом или гелиоцентрическом гравитационном поле, описываемом константой GM, имеется эффект, описываемый общей теорией относительности, которая утверждает, что реальное время запаздывания сигнала t отличается от t_0 на величину

$$t - t_0 = \frac{4GM}{c^3}\left(\mathrm{Arsh}\frac{\mathbf{R}'\cdot\mathbf{s}}{q} - \mathrm{Arsh}\frac{\mathbf{R}\cdot\mathbf{s}}{q}\right), \tag{4.26}$$

где q — минимальное расстояние от луча света до центра притяжения. Гелиоцентрическая поправка GM/c^3 равна 4,93 мкс, геоцентрическая поправка равна 0,0148 нс. Эти эффекты важны и ими нельзя пренебрегать, особенно когда свет проходит вблизи Солнца. При использовании хронометрирования миллисекундных пульсаров (§ 11.6.3) этот эффект также учитывается, хотя сигнал распространяется только от пульсара до наблюдателя.

В случае лазерной локации Луны поправка к величине временной задержки дается в следующем виде [136]:

$$(t - t_0) = \frac{4GM}{c^3}\ln\left(\frac{R_1 + R_2 + \rho}{R_1 + R_2 - \rho}\right),$$

где R_1 и R_2 – расстояния от центра Земли до точек начала и конца траектории светового пучка, соответственно.

4.3.4. Доплеровское смещение частоты

Классическое объяснение этого эффекта заключается в увеличении времени, которое необходимо для приема определенного числа волн, излученных на частоте f_0, когда относительная скорость излучателя и приемника не равна нулю. Пусть v – относительная лучевая скорость, которую считаем положительной при удалении излучателя со временем. Измеряемая принимаемая частота равна

$$f = f_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right). \tag{4.27}$$

Выражая в длинах волн, получим формулу:

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right),$$

или

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{v}{c}.$$

Приведем более сложную формулу, в которой учитываются члены, пропорциональные квадрату величины v/c:

$$\lambda = \lambda_0 \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}}.$$

Однако, если учитываются члены второго порядка по v/c, то нельзя пренебрегать смещением частоты, которое описано Эйнштейном в рамках общей теории относительности и которое пропорционально разности гравитационных потенциалов. Этот эффект важен, если свет излучается в сильном гравитационном поле. Но из-за очень высокой точности доплеровской астрометрии, при использовании радиоволн этот эффект должен учитываться и в Солнечной системе. Вполне достаточно представить пространство-время в Солнечной системе с помощью метрики Шварцшильда (см., например, [257]). Тогда доплеровский эффект с точностью до второго порядка равен

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{v}{c} + \frac{GM}{c^2}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) + \frac{1}{2}\frac{v_1^2 + v_2^2}{c^2}, \tag{4.28}$$

где GM — гелиоцентрическая гравитационная постоянная, r_i и v_i — гелиоцентрическое расстояние и скорость в шварцшильдовской системе отсчета излучателя (если индекс=1) и приемника (индекс=2).

То же самое уравнение справедливо в непосредственной близости от Земли; в этом случае GM — геоцентрическая гравитационная постоянная.

4.4. Редукция наблюдений

В предыдущих разделах, а также в главах 2 и 3, мы рассказали о физических явлениях, которые принимаются во внимание при выводе формул преобразования координат небесного тела в некоторой заданной системе отсчета в наблюдаемые координаты при предположении, что приемник находится на фокальной поверхности астрономического инструмента.

В действительности, координаты тела — не всегда те параметры, которые мы хотим знать. Типичная задача — это использование наблюдений, выполненных в разное время, для определения параметров, которые представляют интерес для астрономов, например, параллакса звезды, ее собственного движения, элементов орбиты двойной звезды и т.д. Полная процедура, которая приводит к получению астрономических параметров из измеренных величин, называется *редукцией наблюдений.*

4.4.1. Проблема определения координат тела

Схематично эту процедуру можно описать двумя преобразованиями.

(i) *Преобразование* **I**, *зависящее от инструмента*, которое связывает измеренные величины, описываемые вектором $\mathbf{M}(m_1...m_k)$, с необработанными астрономическими данными[6] — $\mathbf{D}(d_1..d_l)$. Это функциональное преобразование зависит от n параметров p_i, которое мы назовем *инструментальными параметрами*; в векторной форме запишем их как $\mathbf{P}(p_1..p_n)$. Инструментальными параметрами могут быть коэффициенты инструментальных аберраций, поправки к атмосферной рефракции и т.д. Преобразование может зависеть от одного или многих параметров, поэтому, для сохранения общности запишем его в векторной форме

[6]Применяется также термин «идеальные координаты». (*Прим. ред.*)

$$\mathbf{I}(\mathbf{M}, \mathbf{P}, \mathbf{D}) = 0. \tag{4.29}$$

(ii) *Астрономическое преобразование* $\mathbf{A}$, которое связывает необработанные астрономические данные $\mathbf{D}$ с h истинными параметрами r_i, которые мы будем называть *астрономическими параметрами* и запишем в векторной форме $\mathbf{R}(r_1..r_h)$. К астрономическим параметрам относятся, например, параллаксы звезд, компоненты собственного движения и т.д., вычисление которых и являются конечным астрономическим результатом. Это преобразование может также включать несколько (j) дополнительных параметров q_i; обозначим их как $\mathbf{Q}(q_1..q_j)$. Параметры q_i в действительности не являются неизвестными, они включаются в преобразование с целью переопределения их значений. Примером может служить уточнение постоянной прецессии при определении движения планет. Соотношение будет, в общем, включать K наблюдений $\mathbf{D}_k (k = 1..K)$, выполненных в разное время. Следовательно, имеется K векторных уравнений

$$\mathbf{A}_k (\mathbf{D}_k, \mathbf{Q}, \mathbf{R}) = 0\,; \quad k = 1..K. \tag{4.30}$$

Функциональные соотношения, связывающие оригинальные, промежуточные и конечные параметры, иногда не могут быть разделены так, как только что было описано. В книге далее приводятся несколько примеров. Но во всех случаях какие-то соотношения, связывающие входные и выходные величины через некоторые параметры, должны существовать, и они могут быть записаны и решены. Определение этих соотношений называется *моделированием наблюдений.*

4.4.2. Моделирование

Вывод функционального соотношения — это прямая задача, так как оно математически выражает преобразование между входными (наблюденными или частично преобразованными) и выходными (преобразованными или окончательными) данными. Проблема заключается в том, что строгая система уравнений является сложной и нелинейной, и поэтому решить ее практически невозможно. По этой причине, моделируя наблюдения, стараются так сформулировать задачу, чтобы получить быстро сходящиеся алгоритмы для решения уравнений и оценки ошибок результата. Однако нужно избегать излишних упрощений: во всех случаях новая модель должна оставать-

ся в рамках физических законов, правильно описывать ситуацию и удовлетворять точности наблюдений.

Наилучшим решением является упрощение теоретической модели таким образом, чтобы она была линейной по всем n неизвестным параметрам p_i ($1 \leqslant i \leqslant n$). Чтобы достичь этого результата, необходимо знать *априорные* значения p_i^0 этих параметров, причем разности $\delta p_i = p_i - p_i^0$ должны быть достаточно малы. Тогда величинами δp_i^2 можно пренебречь (p_i^0 могут равняться нулю, если известно, что сами значения p_i очень малы). Тогда любая функция этих параметров может быть записана в виде:

$$f(\mathbf{p}) = f(p_1^0, p_2^0 \ldots p_n^0) + \sum_{i=1}^{n} \frac{\partial f(p_1^0, p_2^0 \ldots p_n^0)}{\partial p_i} \delta p_i. \qquad (4.31)$$

В некоторых случаях можно выполнить итерацию для решения системы уравнений и заменить p_i^0 на $p_i^0 + \delta p_i^1$, где δp_i^1 – оценка δp_i. Если необходимо, то можно продолжить эту процедуру.

Примеры такого моделирования будут продемонстрированы в книге. В некоторых случаях линеаризация уравнений невозможна, и нужно найти такие значения параметров с помощью нелинейного алгоритма, которые должны быть достаточно близкими к решению (4.31). Пример необходимости использования такого нелинейного алгоритма при обработке наблюдений двойных звезд телескопом Гиппаркос может быть найден в работе [189].

Вообще говоря, перед тем, как применить модель к реальным данным, желательно сначала протестировать ее на модельных данных. Моделирование астрометрических наблюдений является дополнительной проблемой, которая не очень радует исследователей, но решение которой, в конце концов, очень полезно. Моделирование состоит в математическом описании пути фотонов между источником на небе и наблюдателем. Выбирая априорные значения величин $\mathbf{R}$ на небе и предполагая определенные условия эксперимента (то есть задавая значения всех параметров p_i, которые описывают и состояние атмосферы) и статистические свойства прихода фотонов, можно смоделировать наблюдения и на их основе оценить $\mathbf{R}$. Сравнение вычисленных и априорных значений параметров p_i позволяет проверить используемые алгоритмы и состоятельность модели. Этого может быть недостаточно для преодоления всех проблем, которые

возникнут при работе с реальными данными, но все же моделирование позволяет заранее решить многие проблемы.

4.4.3. Калибровка

Калибровка означает упрощение выражения (4.31) путем независимого определения некоторых параметров p_i. В этом случае ими или можно пренебречь или, по крайней мере, при условии достаточно точного знания их значения, получить очень малые величины δp_i.

Для калибровки используются два различных типа методов.

(i) *Внешняя калибровка*

Заключается в прямом измерении некоторых параметров p_i. Для калибровки может использоваться также метод, значительно отличающийся от принципа наблюдений. Примером является определение некоторых инструментальных постоянных меридианного круга методом автоколлимации, используя ртутное зеркало (см. § 6.3.5), или калибровка пиксельного выхода ПЗС-матрицы с помощью кадра с плоским полем (§ 5.2.3).

(ii) *Внутренняя калибровка*

Инструментальные параметры определяются путем наблюдения звезд с известными координатами при тех же условиях и часто одновременно с реальными наблюдениями. Тогда в формуле (4.29) или (4.30) неизвестными параметрами остаются $\mathbf{P}$ и $\mathbf{Q}$. Мы детально опишем метод, используемый для обработки фотографической пластинки (§ 5.1.6), но этот метод калибровки применяется во многих случаях, как будет показано в следующих параграфах. Иногда, как, например, в проекте Гиппаркос (глава 8), инструментальные и астрометрические неизвестные величины определяются одновременно из одних и тех же наблюдений.

4.5. Оценка параметров

Результатом одного наблюдения или серии наблюдений будет одно или несколько чисел, выражающих положение и/или некоторые другие параметры. Эти числа не являются точными значениями параметров, а лишь их оценками, отличающимися от реальных значений более или менее сильно. Поэтому, нужно не только найти результат редукции наблюдений, но и оценить его ошибку. Целью этого раздела является формулирование некоторых правил вычисления и представления оценок неизвестных параметров вместе с их

ошибками. Более подробно можно ознакомиться с ними в книгах по статистическому анализу измерений, таких как [139, 144] или [250]. Заметим здесь, что во всех случаях, когда бы ни применялся метод оценивания параметров, результат обязательно зависит от принятой математической модели. Поэтому снова нужно подчеркнуть особую важность моделирования (§ 4.4.2).

4.5.1. Понятие погрешности

Во многих статьях, в которых приводятся астрономические (также и другие) результаты, некоторые термины типа «точность» (в оригинале «accuracy and precision») или «ошибка и погрешность» («error and uncertainty») используются без понимания различий между ними. Тем не менее они имеют вполне определенное значение, которое следует знать и использовать, чтобы избежать ненужной путаницы. Давайте сначала рассмотрим термин *погрешность* (в оригинале *uncertainty*). Этот термин определяется в метрологии [138] следующим образом.

Погрешность — это параметр, связанный с результатом измерения (или процедурой обработки), который характеризует разброс значений, которые может принимать определяемая величина. Погрешность должна быть оценена на основании самих данных и метода, использованного для вычисления самой величины.

Под погрешностью обычно понимают ошибку оцениваемого параметра при обработке наблюдений. Однако не все ошибки можно оценить, так как возможно существуют неизвестные эффекты или эффекты, которыми пренебрегли без особых на то оснований. Они могут изменить («сместить») результат наблюдения. Этот факт приводит к разделению ошибок на два типа. Давайте заметим в этом месте, что термин *ошибка*, который широко и обычно некорректно используется, предполагает, что точное значение параметра известно[7]. В большинстве случаев следует использовать термин *погрешность*.

(i) *Внутренние ошибки*, связанные с погрешностью, которая определена выше, вычисляются только на основе метода, используемого для оценки параметра. Если они определяются на основе метода наименьших квадратов, то называются также *формальными ошибка-*

[7] Строго говоря, при обработке наблюдений ищутся оценки параметров. Значение оценки может отличаться от значения параметра с некоторой степенью неопределенности. Величина этой неопределенности выражается с помощью выборочной дисперсии. См., например, [2*]. (*Прим. ред.*)

ми. Иногда используются другие алгоритмы для оценки погрешности, и в этом случае они должны быть указаны, но в обоих случаях внутренние ошибки отражают *внутреннюю точность* (в оригинале — *precision*) вычисления.

(ii) *Систематические ошибки или смещения* не могут быть определены в рамках процедуры редукции. Они могут быть оценены путем сравнения с результатами, полученными совершенно другим методом. Любая систематическая разность результатов указывает на существование смещения. Комбинация внутренних ошибок и смещений определяет *внешнюю точность* (в оригинале — *the exactness or the accuracy*) измерений[8].

В общем случае указанные погрешности описывают точность (precision) результатов. Использование термина «accuracy» законно, только если выполнен дополнительный тщательный анализ причин всех возможных систематических ошибок, оценен порядок их величины и известна точность вычислений. Следовательно, вопреки приведенному определению погрешности, которое согласуется с понятием «точность–precision» вычислений, термин «точность–accuracy» определяет интервал значений, внутри которого *реальное значение* величины может быть найдено.

Другими словами, внутренняя точность отражает погрешность измерения, исправленного за все эффекты, которые приняты во внимание в процедуре редукции, тогда как термин «внешняя точность» выражает погрешность, которая включает дополнительно те эффекты, которые не учтены в редукции, но порядок величин которых может быть оценен.

4.5.2. Оценка погрешности

Предположим, что у нас есть N измерений q_k величины q, причем значения q_k различаются из-за случайных причин, и пусть $\widehat{q}$ будет оценкой значения q.

Наилучшей несмещенной оценкой параметра q является его среднее значение

$$\widehat{q} = \frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N} q_k.$$

[8] В отечественной литературе используются также термины «ошибки по внутренней или внешней сходимости». (*Прим. ред.*)

Назовем *дисперсией наблюдений* величину

$$s^2(q_k) = \frac{1}{N-1}\sum_{k=1}^{N}(q_k - \widehat{q})^2. \tag{4.32}$$

Это — оценка реальной дисперсии σ^2 распределения плотности вероятности q.

Наилучшая оценка $\sigma^2(\widehat{q})$ – *оценка дисперсии* $\widehat{q}$ – определяется выражением

$$s^2(\widehat{q}) = \frac{s^2(q_k)}{N}. \tag{4.33}$$

Экспериментальное *стандартное отклонение* (или среднеквадратичная ошибка, root mean square error – rms) оценки $\widehat{q}$ равно квадратному корню из оценки дисперсии. Следовательно,

$$s(\widehat{q}) = s = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)}\sum_{k=1}^{N}(q_k - \widehat{q})^2}.$$

Заметим, что если $\widehat{q}$ не является несмещенной оценкой q, то формула (4.32) выражает не дисперсию, а среднеквадратичную ошибку.

Пусть величина q измеряется не напрямую, а находится в результате процедуры редукции в виде функции n параметров x_i, которые должны быть оценены, то есть

$$q = f\left(x_1 \ldots x_n\right).$$

Тогда, если $\widehat{x}_1, \widehat{x}_2 \ldots \widehat{x}_n$ – оценки параметров, то оценка $\overline{q}$ величины q может равняться или

$$\widehat{q} = f\left(\widehat{x}_1, \widehat{x}_2 \ldots \widehat{x}_n\right),$$

или, если каждое наблюдение дает значение q_k, причем для каждого из них мы имеем набор x_{ik} параметров x_i, то

$$\widehat{q} = \frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N} q_k = \frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N} f\left(x_{1k}, x_{2k} \ldots x_{nk}\right).$$

Обе процедуры корректны. Они идентичны, если функция f является линейной функцией x_i. Однако, если f не линейна, то второй метод оценки предпочтительнее.

При обработке астрометрических наблюдений уравнения обычно линеаризуют. Это делается путем замены параметра x_i априорной оценкой x_i^0, к которой добавляется малая неизвестная поправка δx_i, и заменой f на F, так что

$$f\left(x_1^0+\delta x_1, x_2^0+\delta x_2 \ldots x_n^0+\delta x_n\right)=F\left(\delta x_1, \delta x_2 \ldots \delta x_n\right).$$

Дисперсия оценки $\widehat{q}$ вычисляется по следующей формуле:

$$\sigma^2(\widehat{q})=\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 \sigma^2(\widehat{x}_i),$$

причем предполагается, что параметры x_i не коррелированы.

Случай, когда величины коррелируют друг с другом, не будет рассматриваться здесь в полном объеме. Просто укажем, что корреляционные связи описываются ковариациями, или, если они нормированы, коэффициентами корреляции. Они являются мерой взаимной зависимости. Например, если две величины q и r определяются из одной и той же серии наблюдений, то дисперсии оценок $\widehat{q}$ и $\widehat{r}$, определяемые формулой (4.33), равны

$$s_q^2=s^2(\widehat{q}) \quad \text{и} \quad s_r^2=s^2(\widehat{r}).$$

Ковариация q и r равна

$$s_{qr}=s_{rq}=\frac{1}{(N-1)}\sum_{k=1}^{N}(q_k-\widehat{q})(r_k-\widehat{r}).$$

Коэффициент корреляции ρ_{qr} равен

$$\rho_{qr}=s_{qr}/\sqrt{s_q s_r}.$$

В частности, если q и r — независимые случайные величины, то $\rho_{qr}=0$.

4.5.3. Метод наименьших квадратов

Как уже говорилось, в астрометрии уравнения, связывающие неизвестные величины или параметры, стараются сделать линейными. Давайте определим

$$\mathbf{X}=(x_1, x_2 \ldots x_i \ldots x_n) \text{ — вектор неизвестных,}$$

$$\mathbf{C} = (c_1, c_2 \ldots c_k \ldots c_N) \text{ — вектор измерений,}$$

или, в более общем виде, правые части уравнений. Пусть $n < N$.

Пусть $\mathcal{A}$ – матрица известных коэффициентов a_{ik} размером $N \times n$, называемая *матрицей плана*. Далее пусть

$$\mathbf{E} = (\epsilon_1, \epsilon_2 \ldots \epsilon_k \ldots \epsilon_N) -$$

неизвестный вектор, представляющий отклонения от истинных значений $\mathbf{C}$, называемый также вектором ошибок (или вектором невязок). Основное уравнение есть

$$\sum_{i=1}^{n} a_{ki} x_i + \epsilon_k = c_k,$$

или в векторном виде

$$\mathcal{A}\mathbf{X} + \mathbf{E} = \mathbf{C}.$$

Ожидаемое значение $\mathbf{E}$ равно нулю, если оценка $\mathbf{X}$ не смещена. Принципом метода наименьших квадратов является минимизация суммы квадратов компонент вектора $\mathbf{E}$:

$$\sum_{k=1}^{N} \epsilon_k^2 = \mathbf{E}^T \cdot \mathbf{E} = (\mathbf{C} - \mathcal{A}\mathbf{X})^T \cdot (\mathbf{C} - \mathcal{A}\mathbf{X}), \tag{4.34}$$

причем символ T обозначает операцию транспонирования матрицы или вектора.

Задачей является определение такого вектора $\mathbf{X}$, который минимизировал бы это выражение. Он вычисляется из условия равенства нулю производной функционала (4.34). Раскрывая скобки в (4.34), имеем:

$$\mathbf{C}^T \cdot \mathbf{C} - (\mathcal{A}\mathbf{X})^T \cdot \mathbf{C} - \mathbf{C}^T \cdot \mathcal{A}\mathbf{X} + (\mathcal{A}\mathbf{X})^T \mathcal{A}\mathbf{X}.$$

Вычисляя производную по $\mathbf{X}$ от этого выражения и приравнивая ее нулю, получим:

$$-\mathcal{A}^T\mathbf{C} + \mathcal{A}^T\mathcal{A}\mathbf{X} + (\mathcal{A}\mathbf{X})^T\mathcal{A} - \mathbf{C}^T\mathcal{A} = 0.$$

Или, деля на 2,

$$\mathcal{A}^T\mathcal{A}\mathbf{X} = \mathcal{A}^T\mathbf{C}. \tag{4.35}$$

Если, как предполагалось, $N > n$, произведение матриц $\mathcal{A}^T\mathcal{A}$ имеет тот же ранг, как матрица $\mathcal{A}$. Если ранг равен n, то можно вычислить ожидаемое значение $\mathbf{X}$:

$$\widehat{\mathbf{X}} = \left(\mathcal{A}^T\mathcal{A}\right)^{-1}\mathcal{A}^T\mathbf{C}. \tag{4.36}$$

В теореме, доказанной Гауссом и обобщенной Марковым (см., например, [250]), указывается, что, если компоненты вектора $\mathbf{E}$ имеют одинаковую дисперсию и некоррелированы, то оценка, полученная по методу наименьших квадратов, не смещена и является наилучшей среди других несмещенных линейных оценок.

Эти условия, в общем случае, выполняются с хорошим приближением.

(i) Чтобы гарантировать отсутствие корреляции между ошибками, достаточно, чтобы наблюдения, которые выражаются уравнениями, были независимыми. Это означает, что по крайней мере некоторые из условий, при которых выполняются наблюдения, не должны быть идентичными.

(ii) Давайте предположим, что дисперсии наблюдений σ_k^2, и, следовательно, невязки ϵ_k оценены, и они не равны друг другу. Как показано в [250], если поделить все члены уравнения на соответствующую дисперсию, то невязки ϵ_k станут одинаковыми. Эта процедура называется назначением веса каждому уравнению. Чем меньше дисперсия, связанная с уравнением, тем больший вес приписывается этому уравнению.

Взвешивание часто является сложной проблемой, так как дисперсию наблюдения не всегда легко получить. Оценку дисперсии иногда можно получить на основе интуиции или опыта, например, на основе значения качества изображения или предположив существование некоторой зависимости ошибки измерения от звездной величины. В некоторых других случаях дисперсия получается на основе связи между статистикой счета фотонов и точностью измерений. Однако какова бы ни была некорректность в назначении весов, этот метод создает идеальные условия для выполнения теоремы Гаусса–Маркова, лучшие, чем при использовании невзвешенной матрицы плана. Часто индивидуальный опыт исследователя предлагает наилучший выбор.

Назовем $\mathbf{W}$ вектором весов $(w_1, w_2, ...w_k, ... w_N)$. Он задает веса каждого уравнения. С помощью соотношения

$$\mathcal{W} = \mathbf{W}\mathcal{I}$$

определим матрицу весов, где $\mathcal{I}$ единичная $N \times N$ матрица. Тогда уравнение (4.36) преобразуется в

$$\widehat{\mathbf{X}} = (\mathcal{A}^T\mathcal{W}\mathcal{A})^{-1}\mathcal{A}^T\mathcal{W}\mathbf{C}. \tag{4.37}$$

В общем случае матрица $\mathcal{W}$ может быть не диагональной, а любой положительно определенной матрицей. В этом случае принимаются во внимание корреляции между неизвестными.

4.5.4. Дисперсия и ковариации в методе наименьших квадратов

В случае оценки параметров по методу наименьших квадратов легко получить ковариационную матрицу $\mathcal{V}(v_{ij})$, используя формулу:

$$\mathcal{V} = \left(\mathcal{A}^T\mathcal{W}\mathcal{A}\right)^{-1}, \tag{4.38}$$

так что (4.37) принимает вид:

$$\widehat{\mathbf{X}} = \mathcal{V}\mathcal{A}^T\mathcal{W}\mathbf{C}.$$

Назовем вектор $\mathbf{R}$ вектором уклонений, который получается при замене $\mathbf{X}$ на его оценку $\widehat{\mathbf{X}}$ в каждом уравнении:

$$\mathbf{R} = \mathbf{C} - \mathcal{A}\widehat{\mathbf{X}}.$$

Определим дисперсию единицы веса как взвешенную дисперсию уклонений:

$$s_0^2 = \frac{\mathbf{R}^T\mathcal{W}\mathbf{R}}{N-n}. \tag{4.39}$$

Эта формула обобщает результат, полученный в § 4.5.2 для взвешенного решения с $N - n$ степенями свободы. Если имеется $n - 1$ степеней свободы и $\mathcal{W} = \mathcal{I}$, единичной матрице, тогда получим (4.32).

Формальные дисперсии неизвестных задаются диагональными элементами v_{ii} матрицы $\mathcal{V}$. Однако, элементы v_{ii} часто переоценивают реальные дисперсии, так как они вычислены при предположении, что модель, описываемая матрицей $\mathcal{A}$, является точной. Это не так в общем случае, и недостатки модели, проявляющиеся в уклонениях, смешиваются с действительными ошибками наблюдений. По

этой причине истинные дисперсии переменных x_i вычисляются как

$$s_i^2 = s_0^2 v_{ii}.$$

Тогда стандартное уклонение или среднеквадратичная ошибка (rms) равна

$$\sigma(\widehat{x}_i) = s_0\sqrt{v_{ii}}. \quad (4.40)$$

Аналогично формальная ковариация параметров x_i и x_j задается формулой

$$\sigma_{ij}^2 = \frac{s_0^2 v_{ij}}{N},$$

и коэффициент корреляции равен

$$\rho_{ij}^2 = \frac{\sigma_{ij}}{\sigma(\widehat{x}_i)\sigma(\widehat{x}_j)} = \frac{v_{ij}}{\sqrt{v_{ii}}\sqrt{v_{jj}}}. \quad (4.41)$$

Глава 5.

Астрометрия в малом поле

Задачей астрометрии в данном случае является анализ изображения звездного поля для определения относительных координат звезд. Изображение формируется на фокальной поверхности телескопа и соответствует нескольким квадратным градусам на небе. Первым инструментом астрометрии малого поля был астрограф, но кроме приборов, использующих фотографический принцип регистрации, в данной главе приводится описание ПЗС-приемников и некоторых других, часто используемых приборов.

5.1. Фотографическая астрометрия

Хотя использование фотографии для определения положений звезд началось в 1870–1875 гг., и золотой век фотографической астрометрии совпал с замечательным международным кооперативным проектом *Карта Неба, Carte du Ciel* (1890–1910)[1], этот метод до недавнего времени оставался одним из наиболее важных астрометрических методов. В последней четверти XX века были построены новые большие и точные телескопы, предназначенные для фотографирования, причем астрометрические задачи считаются основными (астрометрические рефлекторы, камеры Шмидта). Параллельно со строительством телескопов серьезный прогресс был достигнут при создании измерительных машин и разработке специального

[1] Проект был начат в 1887 году, наблюдения продолжались с 1891 по 1950 годы, измерения пластинок и публикация наблюдений – до 1960 года. (*Прим. ред.*)

программного обеспечения для них. Фотографическая астрометрия считалась тогда – и все еще остается в некотором смысле – единственным методом, который позволяет нам работать с очень большим числом объектов, в том числе слабых, в поле зрения от 2° до 5°. Это требуется для выполнения многих программ по изучению Солнечной системы и галактик.

Сейчас фотографические пластинки заменяются ПЗС-матрицами (см. раздел 5.2) во все увеличивающемся числе приложений. Однако измеренная пластинка и электронное изображение с ПЗС-матрицы имеют похожее представление в компьютере. Поэтому процедура обработки в целом одна и та же и представлена в книге для случая фотографических пластинок.

Фотография звездного поля (как и электронное изображение с ПЗС-матрицы) может рассматриваться как результат взаимнооднозначного преобразования участка небесной сферы (S) в участок плоскости (P) на фотографической пластинке. Следовательно, это есть преобразование между дифференциальными сферическими координатами звезд и их прямоугольными координатами на пластинке. Оно является суперпозицией пяти факторов:

- центрального проецирования — преобразования от сферических координат к стандартным координатам (см. § 4.2.1);
- атмосферной рефракции (см. разделы 3.1 и 3.2);
- дефокусировки инструмента и аберраций (см. раздел 2.4);
- естественного или инструментального расплывания изображения (см. разделы 3.4 и 2.2);
- свойств фотографической эмульсии и измерительного устройства или пикселов ПЗС-матрицы.

Первые два эффекта не зависят от телескопа, тогда как последние три связаны с типом используемого инструмента. По этой причине давайте сначала рассмотрим, какие телескопы применяются в астрометрии.

5.1.1. Телескопы для астрометрии в малом поле

При выборе инструмента наиболее важны два параметра: *масштаб*, связывающий расстояние в микронах на фотопластинке с одной секундой дуги на небе, и *поле зрения*, которое показывает, какая часть неба отображается на фотопластинке. Чем больше масштаб, тем больше точность измерения углового расстояния между точками. Это справедливо до некоторого предела, после которого увели-

чение масштаба уже не приводит к повышению точности измерения из-за увеличения размеров и размывания изображений. Кроме этого, увеличение масштаба уменьшает поле зрения и, следовательно, число объектов. Так как размер фотопластинки ограничен, желательно использовать телескопы различных типов в зависимости от целей исследования. Выбор телескопа делается в зависимости от того, какой из параметров более важен. В таблице 5.1 показаны характеристики трех типов используемых в астрометрии телескопов; ниже приводится их описание.

Таблица 5.1. Три типа фотографических телескопов.

Тип	Фокусное расстояние	Апертура	Видимый масштаб одной сек дуги	Диаметр диска Эйри или спекла
Классические астрографы	4,1 м	40 см	20 мкм	0″,3 или 6 мкм
Телескопы Шмидта	3,3 м	100 см	16 мкм	0″,12 или 2 мкм
Длиннофокусные инструменты (астрометрические телескопы)	15,5 м	150 см	70 мкм	0″,08 или 4 мкм

(i) *Классические астрографы*

Выбор этого типа телескопов соответствует сбалансированному решению. Типичным инструментом является астрограф-рефрактор *Carte du Ciel*, который был принят для выполнения большой международной программы под этим названием, начатой в 1887 г. Инструмент — это телескоп-рефрактор с апертурой 34 см и фокусным расстоянием 3,44 м; пластинка размером 13 × 13 см соответствует квадратному полю со стороной 2°10′. Двухлинзовый объектив спроектирован так, чтобы уменьшить хроматическую аберрацию для звезд солнечного типа. Масштаб равен 60″ в миллиметре. Восемнадцать одинаковых астрографов были построены в конце девятнадцатого столетия, и некоторые из них еще используются. С тех

пор было построено несколько более современных астрографов, однако они имеют похожие характеристики. Масштаб в среднем равен $40'' \div 70''$ в миллиметре, предельная звездная величина редко превышает $m = 14$. Сейчас астрографы используются в основном в астрометрии малых планет и комет и для изучения локальных собственных движений в звездных скоплениях или ассоциациях. Астрографы заменяются длиннофокусными инструментами или телескопами Шмидта с большим полем зрения.

(ii) *Телескопы Шмидта*

Увеличение поля зрения в классических астрографах ограничено как большой сферической аберрацией, так и хроматической аберрацией, которые быстро увеличиваются с увеличением расстояния от оптической оси телескопа. Чтобы решить проблему хроматической аберрации, достаточно использовать телескоп-рефлектор, но невозможно уменьшить сферическую аберрацию без добавления специального корректирующего оптического элемента в центр кривизны основного зеркала (рис. 5.1). Это сделано в телескопе Шмидта, названного так по имени изобретателя Бернхарда Шмидта. Основное зеркало является сферическим, а сечение линзы-корректора

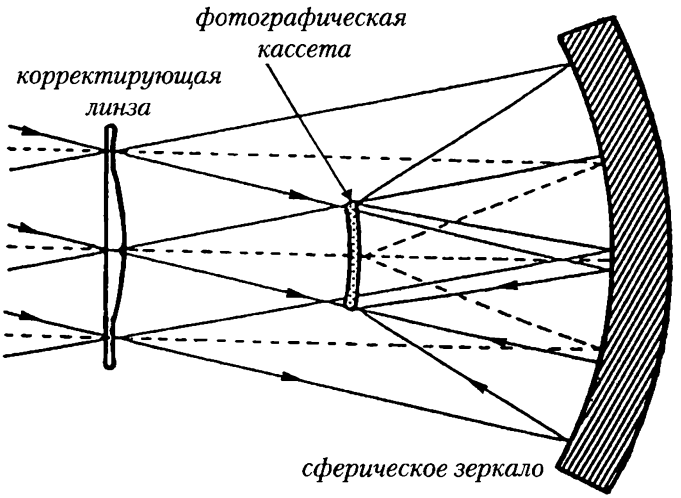

Рис. 5.1. Принцип устройства телескопа Шмидта. Изображение формируется на сферической фокальной поверхности. Показаны лучи, приходящие с направления, не совпадающего с оптической осью телескопа.

имеет вид кривой четвертого порядка. Толщина τ линзы пропорциональна величине

$$\tau = \tau_0 + A\left(\frac{h^4}{R^4} - \frac{3}{2}\frac{h^2}{R^2}\right),$$

где h – расстояние от оптической оси, R – радиус линзы, A – функция фокусного отношения[2] и коэффициента преломления линзы. Более полное описание телескопа приводится в книгах [26] и [237]. Сферическая аберрация удаляется полностью, но для больших апертур обнаруживается небольшая кома, которая ограничивает поле зрения величиной $6° \times 6°$ для телескопов с фокусным отношением, примерно равным 3. Кроме этого имеется небольшая хроматическая аберрация вдали от оптической оси и значительная кривизна поля. Для ее исправления пленка или пластинка должна быть изогнута до совпадения со сферической фокальной поверхностью. Например, в телескопе Шмидта обсерватории Кот–д–Азур (Observatoire de la Côte d'Azur, OCA) изгиб составляет 3 мм, он создается откачкой воздуха позади держателя пластинки. Ахроматизма в телескопе Шмидта можно достичь, как и в случае рефракторов, применением ахроматического корректора, сделанного из двух соединенных друг с другом стеклянных асферических линз с разными показателями преломления. Сечение линз проектируется таким образом, чтобы результирующий пучок света был таким же, как и в случае обычного корректора. Того же результата можно достичь, если заменить линзу на зеркало со специальным профилем, как это было сделано в телескопе Шмидта спутника Гиппаркос. Из-за трудностей изготовления корректоров телескопы Шмидта не такие большие, как классические телескопы. Самый большой телескоп Шмидта установлен в Таутенбурге (Германия) с корректором 1,4 м, за ним следует телескоп Шмидта обсерватории Маунт Паломар и английский телескоп Шмидта в Сайдинг Спринг (Австралия). На обоих телескопах установлены линзы-корректоры диаметром 1,2 м (48 дюймов), фокусное расстояние примерно равно 3 м, а диаметр зеркала 1,8 м.

Есть несколько других телескопов Шмидта с корректорами от 1 м до 0,9 м. Особенностью телескопа Шмидта в OCA является то, что 0,9-метровый корректор сделан из кварцевого стекла, что обеспечивает хорошие изображения в ультрафиолетовых лучах. Есть

[2]Фокусное отношение равно фокусному расстоянию, деленному на диаметр апертуры телескопа. (*Прим. ред.*)

также много меньших телескопов Шмидта, но астрометрические задачи входят в наблюдательные программы только самых больших из них, в дополнение к другим задачам, таким как обзоры неба или фотометрия. Размеры пластинок равны 30 × 30 см или 36 × 36 см и покрывают поле размером 5° – 6°. Поэтому масштаб в среднем равен 60″ в миллиметре. Таким образом, они имеют такой же масштаб, как и классические астрографы, но двойным преимуществом является гораздо большее поле зрения и возможность наблюдения объектов со звездными величинами до 21 или 22.

(iii) *Длиннофокусная астрометрия*

Чтобы получить больший масштаб, надо увеличить фокусное расстояние инструмента, но заплатить за это придется уменьшением поля зрения. Такие инструменты используются в основном для определения параллаксов звезд относительно нескольких соседних опорных звезд и для изучения двойных или кратных звездных систем с большим угловым расстоянием между компонентами.

В течение многих лет считалось, что работы по длиннофокусной астрометрии следует выполнять на рефракторах из-за лучшей стабильности их оптических систем. Самые большие рефракторы, такие как Йеркский (102 см), Ликский (91 см) или Медонский (83 см), использовались только для визуальных наблюдений двойных звезд. Некоторые меньшие по размерам инструменты были оборудованы камерами. Наиболее известный из них — это рефрактор обсерватории Спрул в Принстоне. Он использовался более пятидесяти лет Ван де Кампом для определения наиболее точных параллаксов [290]. При апертуре, равной 61 см, и фокусном расстоянии, равном 10,93 м (фокусное отношение = 15), масштаб инструмента равен 19″ в миллиметре. Объективом является ахромат из флинта и крона[3], что ограничивает ширину полосы до ~ 60 нм около длины волны λ = 560 нм. Для 16-сантиметровых пластинок поле зрения равно ~ 50′.

Вместе с улучшением механики телескопов и стабильности их монтировок стало ясно, что телескопы-рефлекторы также могут использоваться в астрометрии, как это уже продемонстрировали существующие телескопы Шмидта; также некоторые параллаксы были измерены на телескопе диаметром 2,52 м обсерватории Маунт Вилсон. Первым, и все еще эффективно использующимся, был длинно-

[3]Марки оптического стекла. (*Прим. ред.*)

Рис. 5.2. Астрометрический телескоп во Флагстаффе (*с разрешения* Военно-морской обсерватории США).

фокусный телескоп Военно-морской обсерватории США (U.S. Naval Observatory) во Флагстаффе, Аризона, построенный в 1964 г. (рис. 5.2). Он построен по схеме Кассегрена с параболическим первичным зеркалом диаметром 155 см (61 дюйм) и плоским вторичным зеркалом [266]. Фокусное расстояние равно 15,22 м и масштаб равен $13,5''$ в миллиметре. Используемое поле зрения имеет диаметр примерно $25'$, и можно получить хорошие измеримые изображения до 18-й звездной величины за десятиминутную экспозицию. Телескоп имеет заметную кому, размер которой равен приблизительно 4/3 от центрального изображения. Имеется корректор комы,

но для высокоточной астрометрической работы он не используется. Мы увидим (§ 5.1.4), что кома не обязательно мешает астрометрическим измерениям. Несколько других астрометрических рефлекторов были построены после 1964 г., в частности в Пино Торинезе (Италия) и в Фан Маунтайн (Вирджиния, США).

5.1.2. Свойства фотографических пластинок

Фотографическая пластинка фиксируется в держателе, расположенном на фокальной поверхности телескопа. Фотопластинка — это прямоугольное стекло, покрытое эмульсией из коллоидного раствора желатина, в котором распределены микрокристаллы бромида или других галогенидов серебра. Они составляют примерно 40% от массы эмульсии, причем в некотором избытке имеются ионы. Различные красители, в частности из семейства цианинов, добавляются в эмульсию, чтобы изменить ее спектральную чувствительность.

Когда в кристалл галогенида серебра ударяются фотоны, происходят сложные электронные переходы, в результате которых образуются ионы серебра. Формируются также и зерна металлического серебра, которые имеют свойство захватывать ионы серебра. Во время экспозиции в результате поглощения света кристаллами в эмульсии образуется отдельные ионизованные зерна серебра (см., например, [186]). Группы этих зерен образуют скрытое изображение.

Когда экспонирование закончено, нужно скрытое изображение сделать видимым. Этот процесс называется проявлением. Это достаточно сложный химический процесс, который может быть выполнен множеством методов. Наиболее известными проявителями являются гидрохинон и метол (параметиламинофенол) или фенидон (1-фенил-3-пирозолидон), обычно используемые вместе с добавлением некоторых других ингредиентов. Действие проявителя вызывает реакцию восстановления металлического серебра из ионов и рост зерен до тех пор, пока ионов не останется. Когда проявление считается законченным, процесс останавливают, удаляя остатки проявителя. Это можно сделать, промывая пластинку водой, но предпочтительнее использовать *кислотную ванну*, то есть слабый раствор, индекс pH которого ниже уровня, на котором электрохимические реакции проявления останавливаются. Хорошим останавливающим раствором является 2% раствор уксусной кислоты.

На этой стадии скрытое изображение становится видимым. Однако эмульсия все еще содержит галогениды серебра, которые мо-

гут образовать новые ионы серебра и затемнить изображение. Они удаляются в фиксирующем растворе, который представляет из себя сложную смесь нескольких солей натрия и калия. Пластинка промывается раствором тиосульфата натрия и затем водой. Результатом является негативное изображение, состоящее из зерен серебра. Второй такой же цикл — экспозиция, проявление и фиксация — необходим для получения позитивного изображения. В фотографической астрометрии эта работа никогда не проводится. Фундаментальным правилом является то, что нужно сохранить изображение в виде, как можно более близком к оригинальному распределению света. Любая дополнительная манипуляция с фотопластинкой обязательно приведет к потере части информации, содержащейся в первоначальном изображении.

Чем больше света попадает на кристаллы галогенида серебра, тем больше атомов или ионов серебра высвобождается, и, в конце концов, тем больше будет зерен серебра в проявленном изображении. Результатом будет бо̀льшее почернение пластинки. Мерой почернения является коэффициент пропускания или прозрачности T. Если точка на негативе освещается светом с интенсивностью I_0, а на другой стороне пластинки измеряется интенсивность I, то пропускание пластинки определяется отношением:

$$T = I/I_0.$$

Величина, обратная T, называется почернением. Обычно используется параметр, называемый оптической плотностью D и определяемый как

$$D = \log(1/T) = \log(I_0/I). \tag{5.1}$$

Оптическая плотность равна нулю для прозрачной среды ($I = I_0$) и равна 4, когда только 0,01% света проходит через среду.

Наиболее важным свойством эмульсии является чувствительность, которая описывается *характеристической кривой*. Эта кривая отражает зависимость плотности фотопластинки от экспозиции, которая равна произведению освещенности J, создаваемой источником света, на время освещения t (выдержку) [4]:

$$E = Jt.$$

[4] У автора в формуле ошибочно фигурировала *интенсивность* I, как в формуле (5.1).(*Прим. ред.*)

Характеристические кривые разных эмульсий показаны на рис. 5.3. Из рисунка следует, что эмульсия 1 чувствительнее, чем эмульсии 2 и 3. Все характеристические кривые имеют похожий вид.

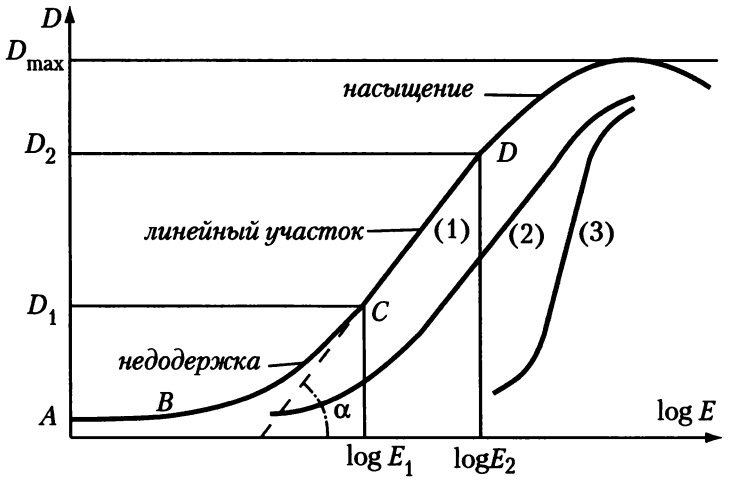

Рис. 5.3. Характеристические кривые различных эмульсий и типичное строение характеристической кривой.

• В точке A плотность не равна нулю из-за того, что эмульсия сама по себе прозрачна не полностью. Это свойство называется *вуалью*.

• На участке кривой AB скрытое изображение не формируется из-за того, что интенсивность света и время экспозиции слишком малы.

• Участок между точками B и C — область недодержек; изображение формируется, но контраст все еще очень низкий.

• Участок между точками C и D является прямой линией. Наклон прямой линии, равный $\operatorname{tg}\alpha$, определяет *коэффициент контрастности*. На рис. 5.3 эмульсия 3 более контрастна, чем эмульсия 2. На этом участке плотность пропорциональна логарифму экспозиции. Астрономические фотографии должны сниматься при этом условии.

• Выше точки D характеристическая кривая снова начинает отклоняться от прямой линии. Это — *насыщение*, область передержки. Пластинка переэкспонирована, и новую полезную информацию

уже не получить. В действительности, когда плотность изображения достигнет максимума, если экспозиция продолжается, то плотность даже начинает уменьшаться.[5]

Чтобы улучшить качество фотографической пластинки, необходимо модифицировать некоторые участки характеристической кривой. Упомянем здесь про два метода.

(i) Предварительное экспонирование, заключающееся в освещении эмульсии светом малой интенсивности с помощью вспышки. В этом случае состояние эмульсии описывается точками нижней части (носка) кривой, и поэтому полезное изображение начинает формироваться сразу после открытия затвора. В то же время вуаль остается заметной.

(ii) Гиперсенсибилизация, целью которой является увеличение чувствительности эмульсии, достигается помещением пластинки в особые температурные и химические условия. Имеется много методов, которые используются либо по отдельности, либо совместно. Для увеличения чувствительности выполняются следующие действия:

- из эмульсии удаляют кислород и водяной пар, которые оказывают десенсибилизирующий эффект;
- увеличивают химическую чувствительность;
- увеличивают стабильность зерен изображения;
- увеличивают число ионов серебра.

Результат достигается охлаждением эмульсии, отжигом ее в различных газах, насыщением водородом или азотом, купанием пластинок в водных или аммиачных ваннах и т.д. (см., например, [251] или [295]).

Вообще говоря, астрометрические объекты не являются слабыми. Чувствительность, поэтому, не является основным фактором для их поиска, в то время как резкость звездных изображений важна. Это означает, что элементы изображения, состоящие из зерен серебра, должны быть как можно меньше, и их должно быть как можно больше. Значит кристаллы галогенидов серебра должны быть очень маленькими (в среднем их размер 2–3 микрона), но это приводит к меньшей чувствительности эмульсии. По этой причине гиперсенсибилизация важна в фотографической астрометрии.

---

[5]Это явление называется *соляризацией* и используется только в художественной фотографии, а не в научной. (*Прим. ред.*)

5.1.3. Изображение звезды

Форма изображений звезд, которые строит телескоп, обсуждалась в разделах 2.4 и 3.4. Фотографирование на пластинку вносит дополнительные изменения в эту форму из-за свойств эмульсии и расплывания изображений в процессе экспонирования.

Размеры кристаллов в эмульсии равны примерно 2–3 мкм в малочувствительных пластинках, которые обычно применяются для точной астрометрии. Они меньше или сравнимы по размеру с отдельными спеклами, как показано в табл. 5.1.

Чтобы удалить нерегулярности в распределении спеклов, которые возникают из-за их быстрого движения и неопределенности положения, нужно сложить большое число спеклов. Изображение получается интегрированием многих отдельных искаженных кадров. Обычно необходимо сложить несколько сотен таких кадров, чтобы получить регулярное распределение света. Поэтому минимальное время экспозиции составляет несколько секунд.

Время экспозиции зависит от нескольких параметров. Наиболее важными являются звездная величина, апертура телескопа, чувствительность эмульсии или ПЗС-матрицы. Все звезды, положение которых определяется, должны иметь резкие изображения, а общая освещенность должна быть такой, чтобы соответствовать прямолинейному участку характеристической кривой эмульсии. Эти условия определяют время экспонирования. Обычно в поле зрения находятся звезды с разными звездными величинами. Если плотность изображения самой слабой звезды (величины m_0) равна D_0, то изображение звезды величины m, которая экспонировалась то же самое время, будет иметь плотность

$$D = D_0 + \left(\frac{m_0 - m}{2,5}\right) \operatorname{tg}\alpha, \tag{5.2}$$

при условии, что время экспонирования соответствует прямолинейному участку характеристической кривой. Эта формула показывает, что для того, чтобы интервал звездных величин измеряемых звезд был велик, коэффициент контрастности должен быть малым.

У яркой звезды первое дифракционное кольцо, имеющее относительную интенсивность 0,0174 (см. § 2.2.3), может уже стать заметным. Однако основная причина расплывания изображений – это рассеяние света в желатине. Оно приводит к тому, что размеры изображений переэкспонированных объектов быстро растут с увеличе-

нием времени экспонирования. Но наиболее опасные эффекты связаны с тем, что дифракционные изображения не являются кольцами, и часто наблюдаются дифракционные кресты. Причиной их появления является дифракция света на краях держателя пластинок в телескопах Шмидта или держателе зеркала в схеме Кассегрена. Существуют также малые деформации изображения, приводящие к тому, что фотоцентр изображения более не соответствует тому положению, которое он занимал бы при гораздо меньшем времени экспозиции (см. рис. 5.4).[6]

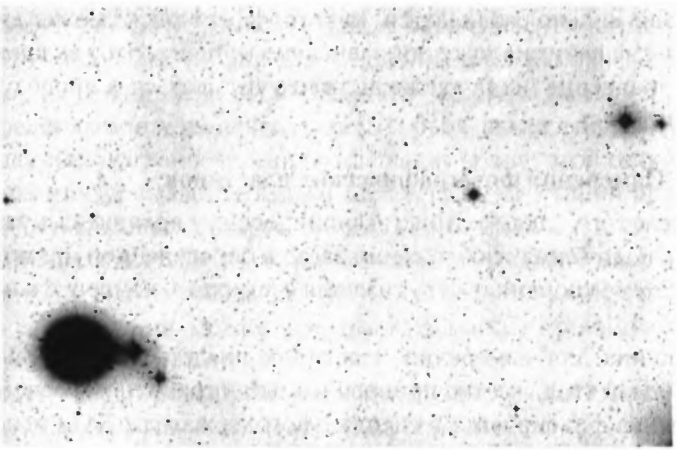

Рис. 5.4. Часть пластинки телескопа Шмидта (ОСА). Дифракция приводит к симметричной картинке в правом углу; дифракционный рисунок асимметричен в левом нижнем углу. Это иллюстрирует зависимость дифракции от расположения изображения в поле зрения. Кроме этого наблюдается дисторсия для двух объектов слева вблизи сферической галактики, что демонстрирует деформации, зависящие от звездной величины. Заметим также увеличение размеров ярких объектов. Предельная величина объектов равна 21,5 (*фотография* Ф. Прюньеля).

Изменение положения фотоцентра в зависимости от звездной величины называется уравнением блеска, и оно должно приниматься во внимание при обработке (см. § 5.1.6). Все эти факторы заставляют нас ограничиться диапазоном звездных величин, заключен-

[6]Быстрый рост размеров изображений связан также с аберрациями оптической системы телескопа. (*Прим. ред.*)

ным в пределах от 5 до 7. Если это не так, то нужно снимать две фотографии с разными временами экспозиции. На первой пластинке звезды с промежуточной величиной измеряются вместе с самыми яркими звездами. На второй пластинке положение слабых звезд определяется относительно промежуточных звезд.

В дополнение ко всему дифракционная картинка зависит от цвета, и, поэтому, смещение положения, о котором говорилось выше, также может зависеть от цвета. Это важно, если инструмент обладает заметной комой, как, например, некоторые телескопы Шмидта. Так как хроматическая чувствительность фотографических эмульсий очень сильно различается, то этот эффект также может вносить вклад в смещение положения, зависящее от цвета. Этот вклад эмульсии в уравнение цвета также должен учитываться в процедуре редукции.

5.1.4. Измерения фотографических пластинок

После того, как пластинка экспонирована и проявлена, нужно измерить положения изображений звезд в определенной прямоугольной системе координат. Это делается с помощью измерительной машины.

Машина для измерения пластинок представляет собой горизонтальный стол, жестко прикрепленный к гранитному основанию. Пластинка фиксируется в специальном держателе. Если используется пленка, то она укладывается между двумя стеклянными пластинками. Держатель пластинки может перемещаться в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Положение отсчетной марки на держателе измеряется относительно калиброванных линейных шкал, установленных на столе. В прошлом это делалось с помощью червячных винтов; сейчас положение марки измеряется с помощью дифференциальных датчиков или лазеров. Положение измеряемой точки фиксируется относительно линейных шкал. В визуальных измерительных машинах такой точкой было пересечение визирных нитей. Сейчас маркером является центр пятна чувствительности микрофотометра или какая-то другая характерная точка измерительного сенсора. Как только изображение правильно установлено относительно сенсора, измеряются координаты x и y маркера, и, по соглашению, они являются координатами измеряемой точки.

Для анализа изображения используется несколько различных методов. Обычный метод — это микроденситометрия. Лампочка из-

лучает фотометрически калиброванный пучок света, который фокусируется объективом на измеряемую область. Пусть I_0 — интенсивность пучка света. Размер пучка совпадает с размером пиксела в цифровом представлении пластинки. Часть света, прошедшего через пластинку, фокусируется другим объективом на катоде фотоэлектронного умножителя, с помощью которого определяется интенсивность прошедшего через изображение света I. Используя формулу (5.1), получим оптическую плотность пиксела. При сканировании пластинки получается оцифрованная карта оптической плотности фотопластинки.

Измерительные установки с одним микроденситометром, такие как PDS[7] или Galaxy, слишком медленны для сканирования всей пластинки. Приближенные координаты изображений звезд, которые предполагается измерить, должны быть вычислены заранее, и машина сканирует определенную площадку вокруг этой точки. В результате оцифровывается только малая часть пластинки около точек, представляющих интерес. Если для измерения используется измерительная машина PDS, то размер пиксела равен 10 мкм, и четыре площадки вокруг звезды сканируются в течение минуты. Чтобы ускорить измерения, можно использовать массив приемников вместо одного фотоумножителя.

В качестве примера приведем краткое описание автоматической измерительной машины MAMA (Machine Automatique à Mesurer pour l'Astronomie) Парижской обсерватории. Положение держателя пластинки измеряется с помощью дифференциальных преобразователей с разрешением 0,1 мкм, а воспроизводимость измерения равна $0,1 \div 0,2$ мкм. Пластинка сканируется линейкой из 1024 фотодиодов Reticon. Источник света равномерно освещает полоску на пластинке непосредственно перед линейкой. Ширина измеряемой полоски 10,24 или 26,214 мм, в зависимости от используемой оптики, при этом размер пиксела равен 10 или 25,6 мкм. Измерение начинается, когда преобразователи сообщают свои координаты компьютеру, и длится 4 мс. Плотность изображения оценивается по 4096-уровневой шкале. Пластинка телескопа Шмидта размером 35×35 см сканируется три с половиной часа, но, как и в случае других микроденситометров, можно проводить измерения только в заранее определенных областях. Оцифрованная карта плотности передается в

[7] Автоматическая измерительная машина производства фирмы Photometric Data Systems. (*Прим. ред.*)

компьютер, который проводит необходимый анализ для определения положения объекта.

Другой метод, реализованный в автоматических сканерах пластинок или APM[8] машинах, заключается в сканировании пластинок лазерным лучом. Детектор представляет из себя систему сбора данных, подобную PDS. Связь между измеренной плотностью и положением лазерного пятна определяется компьютером, который получает информацию от микропроцессора, следящего за движением лазера при сканировании. Большим технологическим достижением является использование в качестве приемника ПЗС (см. раздел 5.2). Это сделано в измерительной машине Super-COSMOS, которая в настоящее время работает в Эдинбурге. Она укомплектована ПЗС-линейкой Loral-Fairchild CCD181, работающей в режиме 2048 пикселов, каждый размером 10×10 мкм[9].

5.1.5. Определение положения изображения

И измерительные машины, и ПЗС-приемники производят оцифрованную карту плотности около объекта с координатами x и y в системе, определенной в § 5.1.4. Используя эти данные, необходимо с помощью некоторого алгоритма определить координаты точки на небе, соответствующие координатам объекта на пластинке. При выводе такого алгоритма необходимо сделать некоторые априорные предположения о форме изображения и распределении плотности. Сначала нужно удалить плотность фона, которая зависит от яркости ночного неба, изначальной непрозрачности эмульсии и темнового тока фотоэлектрического приемника. Площадка, окружающая объект, покрывается сеткой размером $N \times N$ пикселов, причем N зависит от размеров объекта. Затем рисуется гистограмма плотности, и случайные значения, сильно отклоняющиеся от среднего значения, отбрасываются, так как это указание на то, что в исследуемой области имеются объекты. В результате вычисляется средняя плотность фона, которая вычитается из карты плотности.

---

[8] Automated Plate Measuring Machine Института астрономии в Кэмбридже. (*Прим. ред.*)

[9] Результирующая точность измерений шмидтовских пластинок при использовании в качестве опорного каталога Tycho-2 – лучше $\pm 0\farcs2$ для звезд 19–18 величин, но ухудшается до $\pm 0\farcs3$ для звезд 22–21 величины. Адрес в Интернете: http://www-wfau.roe.ac.uk/sss/intro.html. (*Прим. ред.*)

Пусть $D(x_i, y_i)$ — плотность, скорректированная по этому методу, для пиксела (i, j) с координатами x_i, y_j. Пикселы определяют значения распределения плотности $D(x, y)$. Простейший алгоритм определения координат объекта основан на предположении, что изображение имеет центр симметрии и что положение этого центра и есть положение объекта. Поэтому, координаты объекта — это координаты центра тяжести распределения плотности, вычисляемые по формулам:

$$x_0 = \frac{\iint xD(x,y)dxdy}{\iint D(x,y)dxdy}; \quad y_0 = \frac{\iint yD(x,y)dxdy}{\iint D(x,y)dxdy}. \tag{5.3}$$

Интегралы находятся численными методами по измеренным значениям плотности. Этот алгоритм не дает информации о распределении света внутри изображения объекта. При наличии быстрых компьютеров может использоваться более совершенная модель. Плотность представляется двухмерным распределением двух независимых нормально распределенных случайных величин:

$$D = D_0 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{(x-x_0)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y-y_0)^2}{\sigma_x^2}\right)\right]. \tag{5.4}$$

Эта модель вполне удовлетворительна, если изучаются одиночные звезды. Однако, в случае галактик или двойных звезд, искажения изображения, которые были описаны в § 5.1.3, не учитываются этой моделью, и нужно добавить неизвестный коэффициент корреляции ρ в функцию распределения плотности:

$$D = D_0 \exp\left[-\frac{\dfrac{(x-x_0)^2}{\sigma_x^2} - \dfrac{2\rho(x-x_0)(y-y_0)}{\sigma_x\sigma_y} + \dfrac{(y-y_0)^2}{\sigma_y^2}}{2(1-\rho^2)}\right]. \tag{5.5}$$

В дополнение к координатам центроида x_0, y_0 неизвестными являются моменты второго порядка σ_x, σ_y, коэффициент корреляции ρ и максимум сглаженной плотности D_0. Полный поток оценивается из суммы плотностей для пикселов, соответствующих изображению. Знание σ_x и σ_y особенно важно при обсуждении качества наблюдения и оценке искажений при формировании изображения.

5.1.6. Математическая обработка измерений на пластинке

Формулы преобразования от участка неба на небесной сфере (S) к его плоскому изображению (P) выводятся из соглашения о том, что результаты измерений на пластинке могут быть связаны с координатами на небе однозначным векторным преобразованием

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} \Delta\alpha \\ \\ \Delta\delta \end{pmatrix} \Leftrightarrow \begin{pmatrix} x \\ \\ y \end{pmatrix} = \mathbf{X}.$$

Здесь $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ — дифференциальные координаты объекта относительно центральной точки поля, координаты которой α_0, δ_0. Используя результаты, полученные в главах 2, 3 и 4, а также при обсуждении вопроса об определении координат изображения объекта, приведенном выше, выполним анализ этого преобразования.

(i) Начальная точка (α_0, δ_0) не соответствует произвольному началу отсчета на пластинке, координаты которого обозначим как x_0, y_0. Таким образом в преобразовании должно быть учтено смещение Δx_0 и Δy_0.

• Координатные оси на пластинке не являются точными проекциями меридиана и параллели, проходящих через точку α_0, δ_0.

• Масштабный коэффициент заранее не известен, так как он зависит от фокусного расстояния и от способа, с помощью которого исправляется сферическая аберрация. Если бы это были единственные эффекты, то преобразование имело бы в векторном обозначении вид:

$$\mathbf{X} - \mathbf{X}_0 = \Delta\mathbf{X}_0 + f\mathcal{R}(\theta)\,\mathbf{X}, \tag{5.6}$$

где $\mathcal{R}$ — матрица вращения на определенный угол θ. Или, если $s = \sin\theta$, имеем

$$x = x_0 + \Delta x_0 + f\Delta\alpha\cos\delta + fs\Delta\delta,$$
$$y = y_0 + \Delta y_0 - fs\Delta\alpha\cos\delta + f\Delta\delta.$$

(ii) Используя формулы центрального проецирования (см. раздел 4.2), вычислим дифференциальное смещение с учетом членов порядка 2, 3 и выше по $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$; эквивалентно смещение можно выразить в виде полиномов по x и y.

Некоторые другие эффекты могут быть описаны подобным образом.

• Кома и кривизна поля искажают изображение в радиальном направлении. Это приводит к появлению членов, которые могут быть представлены полиномами третьего порядка по x и y.

• Дисторсия и астигматизм также приводят к появлению членов третьего порядка.

Суммируя сказанное, получим, что центральное проецирование и оптические эффекты описываются добавлением к (5.6) членов второго и третьего порядка по x и y. Запишем поправку к искомому преобразованию в следующем виде, включив в нее члены первого порядка:

$$\Delta \mathbf{X}_1 = \mathbf{F}_3\,(x, y)\,, \tag{5.7}$$

где $\mathbf{F}_3$ — вектор, проекции которого представляются полиномами третьего порядка. Однако так как центральное проектирование может быть вычислено точно, то его следует учесть независимо при редукции данных, как это предлагалось сделать в § 4.4.3.

(iii) Величина дифференциальной атмосферной рефракции (§ 3.1.6) для зенитного расстояния z определяется полиномом второй степени от параметра $\Delta z = z - z_0$ для z, меньших 45°, и третьей степени для бо̀льших z. Можно найти поправку за рефракцию при вычислении видимых положений, но учет рефракции будет неточным, и ошибки моделирования не будут полностью учтены. В результате некоторые члены первого и даже второго порядка могут остаться неучтенными в x и y. Если нельзя использовать априорную формулу рефракции, то для учета этого эффекта должен использоваться полный полином второго или даже третьего порядка. Аналогично, если аберрация, нутация и прецессия вычисляются только для центральной точки поля, то поправки по полю зрения следует вычислять в виде полиномов по x и y. Поправки за эти эффекты смешиваются с поправками, описанными в (ii), и включаются в (5.7).

(iv) Хроматическая аберрация инструмента может быть описана (см. § 2.4.7) полиномом первого порядка по показателю цвета I_c и полиномом второго порядка по x и y. Аналогичное представление аппроксимирует хроматическую рефракцию. В действительности на практике члены второго порядка по I_c не используются, за исключением наблюдений на рефракторах с очень большими хроматическими аберрациями и при наблюдениях на больших зенитных расстояниях. Уравнение цвета, описанное в § 5.1.3, вносит меньший вклад,

чем оптические хроматические аберрации и может быть учтено по формуле:

$$\Delta \mathbf{X}_2 = I_c \mathbf{F}_2 (x, y), \tag{5.8}$$

где $\mathbf{F}_2$ — вектор, проекции которого представляются полиномами второго порядка по x и y.

(v) Смещение центроида яркой звезды, описанное в § 5.1.3, также должно быть смоделировано. Разумно предположить, что оно пропорционально плотности изображения звезды и, следовательно, ее величине m. Модель смещения должна иметь вид полинома первого порядка по x и y, и в общем виде можно записать

$$\Delta \mathbf{X}_3 = m \mathbf{F}_1 (x, y). \tag{5.9}$$

Если мы сложим все поправки, представленные формулами (5.6)–(5.9), то получим следующее соотношение между вектором $\mathbf{E}(\Delta\alpha \cos\delta, \Delta\delta)$ и измеренными координатами x, y на фотографической пластинке:

$$\mathbf{E} = \mathbf{X}_0 + f\mathcal{R}(\theta)\mathbf{X} + \mathbf{F}_3(\mathbf{X}) + I_c \mathbf{F}_2(\mathbf{X}) + m\mathbf{F}_1(\mathbf{X}), \tag{5.10}$$

или, в полной форме:

$$\begin{gathered}
\Delta\alpha \cos\delta = A_0 + A_1 x + A_2 y + B_1 x^2 + B_2 xy + B_3 y^2 + \\
+ C_1 x^3 + C_2 x^2 y + C_3 x y^2 + C_4 y^3 + \\
+ I_c \left(\alpha_0 + \alpha_1 x + \alpha_2 y + \beta_1 x^2 + \beta_2 xy + \beta_3 y^2\right) + \\
+ m \left(\gamma_0 + \gamma_1 x + \gamma_2 y\right), \\
\Delta\delta = A_0' + A_1' x + A_2' y + B_1' x^2 + B_2' xy + B_3' y^2 + \\
+ C_1' x^3 + C_2' x^2 y + C_3' x y^2 + C_4' y^3 + \\
+ I_c \left(\alpha_0' + \alpha_1' x + \alpha_2' y + \beta_1' x^2 + \beta_2' xy + \beta_3' y^2\right) + \\
+ m \left(\gamma_0' + \gamma_1' x + \gamma_2' y\right).
\end{gathered} \tag{5.11}$$

Обращая формулу, получим

$$\mathbf{X} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{G}_3(\mathbf{E}) + \mathbf{I_c G_2}(\mathbf{E}) + \mathbf{m G_1}(\mathbf{E}). \tag{5.12}$$

Обработка пластинки состоит, во-первых, в определении коэффициентов в формулах (5.11) или (5.12). Нет общего рецепта как это сделать, поэтому нужно считать все параметры неизвестными. Для

данного инструмента предварительная калибровка по хорошо известному звездному полю может показать, какие члены должны сохраняться в вычислениях и до какого порядка. Любой известный количественно значимый эффект следует вычислить и вычесть, чтобы уменьшить число коэффициентов и порядок полиномов.

Чтобы определить коэффициенты, определяющие преобразование, нужно измерить координаты N звезд на пластинке, которые называются опорными. Координаты этих звезд считаются известными. Как правило, нужно иметь в три раза больше опорных звезд, чем число определяемых параметров в уравнениях (5.11).

Процедура определения параметров следующая.

Средние координаты α_i^0, δ_i^0 опорных звезд берутся из каталога (см. § 5.1.7). Затем координаты преобразуются на дату наблюдения по формулам, приведенным в главе 4, для учета прецессии, нутации, аберрации, собственных движений и параллаксов. Затем из среднего зенитного расстояния, вычисленного на середину времени экспозиции, вычитается или основная часть рефракции, или дифференциальная рефракция по отношению к центру поля. Закон центрального проецирования используется, чтобы получить видимые стандартные координаты. Определение членов с I_c и m подразумевает, что показатель цвета и звездная величина известны (точности звездных величин, получаемых по измеряемым пластинкам для этого вполне достаточно).

Затем записываем формулы (5.11), заменяя $\Delta\alpha\cos\delta$ и $\Delta\delta$ исправленными стандартными координатами, вычисленными по только что описанному методу. Полученные $2N$ уравнений решаются по методу наименьших квадратов (см. § 4.5.3).

На практике полные уравнения (5.11) необходимо использовать только при обработке пластинок Шмидта. Для пластинок размером $2° \times 2°$, полученных на астрографах, достаточно представление поля с учетом членов второго порядка, причем членами, зависящими от цвета, обычно пренебрегают. Добавление членов, зависящих от звездной величины, желательно, особенно если наблюдаемые звезды имеют большой диапазон величин. В длиннофокусной астрометрии, где размеры полей меньше $1° \times 1°$, формула первого порядка (5.6) вполне достаточна[289].

Другие объекты, чьи координаты неизвестны, измеряются одновременно с опорными звездами. Используя вычисленные параметры уравнения (5.11), получим видимые стандартные координа-

ты этих объектов. Используя уже полученные поправки за рефракцию, центральное проектирование, аберрацию, нутацию и прецессию (именно в таком порядке), получим средние координаты измеряемых объектов на эпоху опорного каталога.

Процедура в полном виде не всегда применима. Часто можно использовать средние координаты на дату вместо видимых мест. Включаются дифференциальные эффекты нутации и аберрации в редукцию или нет зависит от размеров поля зрения и требуемой точности. Но во всех случаях центральное проектирование и дифференциальная рефракция должны вычисляться для каждой звезды.

Точность фотографической астрометрии зависит от многих факторов. Принципиальным параметром является масштаб, типичные величины которого приводятся в табл. 5.1. Для умеренно хорошего качества изображения (1″,5) измерения положения центроида могут быть выполнены с точностью, совпадающей с точностью воспроизведения отдельного измерения. Для новых измерительных машин она равна 0,3 мкм, 1 мкм для старых машин или составляет 1% – 2% от размера изображения звезды, если эта величина больше, чем точность воспроизведения измерения. На настоящий момент точность можно оценить величиной 0″,02 для длиннофокусных измерений. Для астрометрических телескопов Шмидта точность равна 0″,1 ÷ 0″,15, тогда как измерения пластинок Шмидта, выполненные для *каталога гидировочных звезд (Guide Star Catalog, GSC)*, имели точность между 0″,2 и 0″,25. Для классических астрографов точность измерения лежит в пределах от 0″,2 до 0″,4 в зависимости от используемой измерительной машины. Но измеренная точность не является окончательной. Реальные точности положения объектов зависят, кроме этого, от качества опорного каталога звезд.

5.1.7. Каталоги звезд

Целью фотографической астрометрии является получение небесных координат звезд или других объектов. Однако систематические ошибки, которыми могут быть искажены координаты опорных звезд в каталоге, используемом для определения положений, приводят к ошибкам в координатах определяемых объектов. Если координаты звезд в каталоге имеют среднеквадратическую ошибку (СКО) σ_c, а СКО наблюдаемых координат, определяемых на основе редукции, равна σ_p, то реальная точность равна

$$\sigma = \sqrt{\sigma_c^2 + \sigma_p^2}.$$

Удивительный пример такого уменьшения точности из-за ошибок опорного каталога — это *каталог гидировочных звезд* (GSC), подготовленный для системы наведения космического телескопа имени Хаббла (см. раздел 5.4). Наблюдения, выполненные на Паломарском и английском телескопах Шмидта, были обработаны и имели относительную точность 0″,25. Но, так как опорным был каталог Смитсоновской астрофизической обсерватории (*Smithsonian Astrophysical Observatory Catalog, SAO*), ошибки которого оцениваются величиной порядка 1″, а иногда превышают и 2″, внутренняя точность вычисления координат лежит в пределах от 0″,4 до 1″,5 [232], а внешняя точность вероятно еще хуже. Недавно выполненная повторная редукция с использованием предварявшего Hipparcos каталога PPM и Астрографического каталога (Astrographic Catalog) для вычисления собственных движений уменьшила эти значения до примерно 0″,35 [196]. В таблице 5.2 приводится список основных каталогов звезд.

Для обработки пластинки телескопа Шмидта нужно по крайней мере две звезды на квадратный градус, три или четыре для стандартных астрометрических пластинок и гораздо больше для длиннофокусной астрометрии. Предполагается, что при обработке используются соответственно формулы редукции третьего, второго и первого порядка. Следовательно, требуется точный каталог, обеспечивающий такую плотность звезд.

Ситуация изменилась кардинальным образом с завершением работы над *каталогом Hipparcos* [57], в котором приводятся координаты почти 118 000 звезд и их годичные собственные движения в ICRS с точностью 0″,001. В той же публикации приводится *каталог Tycho*, содержащий координаты более чем 1 000 000 звезд с точностью от 0″,015 до 0″,060 в системе отсчета Гиппаркос. Более подробное описание этих каталогов дается в гл. 8.

Каталог Hipparcos является первичным опорным каталогом — оптической реализацией ICRS, а каталог Tycho — первым его расширением на более слабые звезды, не содержащим собственных движений звезд. Собственные движения могут быть получены с использованием координат звезд из более ранних каталогов, как и сделано в опорном каталоге Tycho (Tycho Reference Catalogue, TRC) [120],

Таблица 5.2. Основные астрометрические каталоги

Название каталога	Приблизительное число звезд	Точность координат на 1990 г.	Точность годичных собственных движений на 1990 г.
FK5 (1)	1 500	0″,05	0″,002
FK5 Sup (2)	3 000	0″,08	0″,003
IRS (3)	40 000	0″,20	0″,005
PPM (4)	325 000	0″,30	0″,006
ACRS (5)	320 000	0″,30	0″,006
SAO (6)	260 000	1″,50	-
GSC (7)	20 000 000	1″,50	-
HIP (8)	118 000	0″,001	0″,001
HCRF (9)	113 500	0″,001	0″,001
TYC (10)	1 060 000	0″,040	0″,040
ACT (11)	990 000	0″,040	0″,0025
TRC (12)	990 000	0″,040	0″,0025
AC-2000 (13)	4 620 000	0″,30	-
USNO-A2 (14)	526 000 000	0″,040	0″,040
TYC2 (15)	2 539 000	0″,50	-

(1) Fundamental Katalog 5 [71]
(2) Fundamental Katalog 5 extension [72]
(3) International Reference Stars [252, 253]
(4) Positions and Proper Motions North [227]
(4) PPM South [15]
(5) Astrographic Catalog Reference Stars [42]
(6) Smithsonian Astrophysical Observatory Star Catalog [234]
(7) Guide Star Catalog [142]
(8) Hipparcos Catalogue [57] и раздел 8.7
(9) Hipparcos Celestial Reference Frame [242]
(10) Tycho Catalogue [57] и § 8.8.6
(11) Astrographic Catalog-Tycho Reference Catalog [287]
(12) Tycho Reference Catalogue [120]
(13) Astrometric Catalog - year 2000 [286]
(14) Astrographic Catalog 2 - US Naval Observatory [195]
(15) Tycho 2 Catalogue [122] и § 8.9.3

опорном каталоге ACT [287] и каталоге Tycho-2 [122]. Следующим расширением является каталог AC-2000, который был создан в Военно-морской обсерватории США [286] путем добавления примерно 3,6 миллионов звезд Астрографического каталога (Carte du Ciel). И наконец, самый большой каталог координат звезд — каталог USNO-A2 был составлен на основе результатов обработки пластинок телескопов Шмидта. Он содержит координаты более 525 миллионов объектов в системе Гиппаркос. В таблице 5.2 ясно видны изменения, которые произошли после появления данных Гиппаркос.

Когда требуются измерения относительных координат, как, например, в программах длиннофокусной астрометрии по определению параллаксов, ситуация меняется. Так как одно и то же звездное поле фотографируется много раз в течение многих лет, то на основе этих пластинок строится локальный опорный каталог, и относительная точность этих наблюдений высока и равняется 0″,02. По этой причине параллаксы определяются с точностью 0″,001 ÷ 0″,002. Однако это относительные параллаксы, и их систематические ошибки могут быть велики — до 0″,005 [236].

5.2. Фотоэлектрические приемники в астрометрии

5.2.1. Фотоумножители

Когда фотон с энергией $h\nu$, большей чем энергия связи E_0 электрона, ударяется в атом, он поглощается, а электрон высвобождается с энергией, равной

$$E = h\nu - E_0 - W.$$

Здесь W — энергия, необходимая для преодоления потенциального барьера, который стремится вернуть электрон внутрь материала. Если энергия $h\nu$ достаточна, чтобы электроны вышли из вещества, то их можно собрать, и в результате появится электрический ток. Это — хорошо известный внешний фотоэффект. Измерение величины тока является способом измерения интенсивности света, которым освещается материал.

Однако величина этого тока обычно очень мала, и прежде всего его нужно усилить. Это делается фотоумножителями (ФЭУ). Электроны, выбитые из фотокатода вследствие фотоэлектрического эффекта, ускоряются электрическим потенциалом и направляются к

диноду. Этот электрод при ударах в него первичных электронов, разогнанных в электрическом поле, испускает вторичные электроны. Вторичные электроны также ускоряются электрическим полем и направляются на второй динод, и т.д. Этот процесс повторяется несколько раз. После десяти таких циклов усиление может быть порядка 10^5–10^6. Если устройство на выходе может различить токи, производимые 1, 2, ..., n первичными электронами, то фотоумножитель становится приемником со счетом фотонов.

Фотоумножители широко используются в звездной фотометрии. Но они также важны и в астрометрии; несколько примеров их использования приводится в книге. Большим достоинством фотоумножителей является их способность зарегистрировать единственный фотоэлектрон, испущенный с фотокатода. К недостаткам можно отнести возникновение ложных фотоэлектронных импульсов. Среднее количество этих импульсов называется темновым током. Основными источниками этого шума являются:

(i) термоэмиссия электронов с фотокатода, которая уменьшается при охлаждении фотоумножителя,

(ii) электроны, выбитые из динодов положительными ионами остаточного газа, испаряющегося из электродов или сохранившегося в колбе фотоумножителя в процессе изготовления.

Темновой ток фотоумножителя достигает 10^3 – 10^4 импульсов в секунду и задает величину предельно слабого сигнала, обнаружимого фотоумножителем. Обычно счетчики фотонов в астрометрии считываются с частотой от нескольких сотен до тысячи герц. Это значит, что темновой ток, в среднем, составляет несколько импульсов на канал. Распределение импульсов подчиняется закону Пуассона, и их можно отделить от полезного сигнала.[10]

5.2.2. ПЗС-приемники

Новый тип приемников — это двухмерные *приборы с зарядовой связью, ПЗС* (charge-coupled device, CCD). ПЗС-приемники, изобре-

[10] Рассуждения автора о ФЭУ с темновым током в тысячи импульсов в секунду видимо относятся к каким-то специальным условиям работы, например, в инфракрасном диапазоне или при большом уровне фона космического излучения. Фотометристы стараются для работы в оптическом диапазоне отбирать ФЭУ с темновым током не больше нескольких десятков импульсов в секунду при комнатной температуре. Также следует заметить, что в режиме счета фотонов и темновой ток, и полезный сигнал – это два пуассоновских процесса с разными параметрами распределения, а предел обнаружения задает флуктуация шума, а не его величина. (*Прим. ред.*)

тенные в 1970 г., используются в астрономии с конца 1970-х годов и с тех пор стали основным средством регистрации сигналов в оптическом диапазоне [194]. Применение ПЗС-приемников в астрометрии началось позже, когда некоторые недостатки конструкции были исправлены, а размеры матриц стали достаточно большими. Сначала ПЗС использовались в астрометрии очень малого поля, позднее – для полей среднего размера, а сейчас они применяются повсеместно.

Принцип действия ПЗС также основан на фотоэффекте, который описан в § 5.2.1. Однако, в данном приборе используется внутренний фотоэффект, когда фотоэлектроны остаются в веществе. Таким образом создается электронное изображение — аналог скрытого изображения на фотопластинке. Это достигается выбором полупроводника, отдающего фотоэлектроны и созданием электрических потенциальных ям с помощью специальных электродов.

Основой ПЗС-приемника является полупроводниковая пластинка (обычно это *p*-легированная кремниевая подложка)[11], в которой и происходит фотоэлектрический эффект. На подложке создается тонкий изолирующий слой двуокиси кремния SiO_2, поверх которого наносят электрод. На электрод подается положительное напряжение 10 В и он притягивает фотоэлектроны, которые группируются на границе перехода Si – SiO_2. Дырки, наоборот, отталкиваются от этой границы. Число фотоэлектронов пропорционально количеству фотонов, падающих на приемник. Несколько таких приемников собираются в линейку, причем заряды оказываются разделены потенциальными барьерами, которые формируются на поверхности полупроводника *p*-типа. В результате можно получить эквивалент изображения, представленный электрическим зарядом. Заряд пропорционален числу фотонов, попавших на отдельный приемник.

Если на электрод подается меньшее напряжение (2 В), то разделения на электроны и дырки в подложке не происходит, и никакого изображения не образуется. На практике чаще всего используется трехфазный ПЗС: между двумя двухвольтовыми элементами располагаются десятивольтовые активные электроды. Последние и выполняют операцию накопления зарядов, тогда как подложка под двухвольтовыми электродами остается нейтральной (рис. 5.5). Эта триада электродов формирует элемент изображения – пиксел (picture element).

[11] То есть полупроводник с дырочным типом проводимости. (*Прим. ред.*)

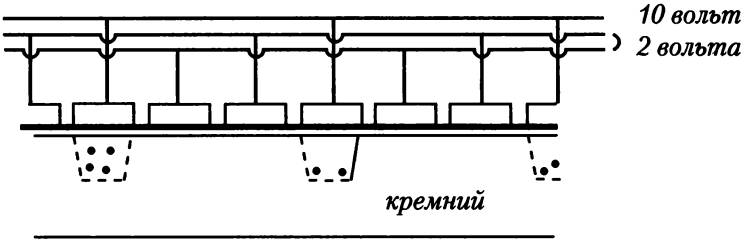

Рис. 5.5. Захват электронов элементами ПЗС.

ПЗС-матрица составлена из нескольких таких линеек, разделенных потенциальными барьерами и не имеющих электрической связи. Когда экспозиция закончена, можно разрядить ПЗС, записывая в память компьютера величины зарядов в отдельных ячейках. Этот процесс в общих чертах показан на рис. 5.6.

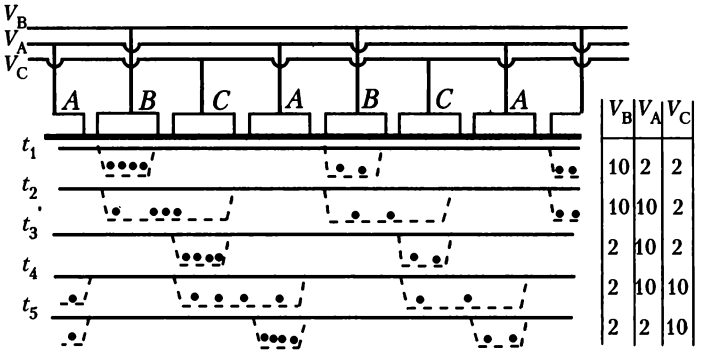

Рис. 5.6. Перенос заряда в трехфазном ПЗС.

Предположим, что в некоторый момент времени элемент B заряжен. Затем электроды B и C замыкают, и в результате заряды распределяются в подложке под этими двумя электродами. На следующем шаге на элемент B подается меньшее напряжение, так что заряд перемещается к C, причем перенос заряда происходит с эффективностью почти 100%. Эта операция производится одновременно для всей матрицы. По моменту времени, когда заряд достигает крайнего электрода, можно найти положение элемента в матрице. Затем заряд каждого элемента преобразуется в приращение напряжения, которое усиливается и оцифровывается. Это делается для всех ря-

дов элементов матрицы сразу, и в результате получается таблица чисел, характеризующих распределение интенсивности по всему полю[12]. Аналогично происходит процесс оцифровки пластинок с помощью измерительных машин (§ 5.1.5). Следовательно, изображение может обрабатываться по тому же методу. Например, ПЗС-матрицы, расположенные в фокусе 1,56-метрового астрометрического телескопа Военно-морской обсерватории США, формируют изображения, относительные положения которых определяются с точностью 0″,004[13], как и в случае использования фотопластинок [104].

Существуют также и четырехфазные ПЗС[14], в которых три электрода из четырех используются как приемники, а перенос заряда выполняется с помощью одного активного электрода.

Имеющиеся в настоящее время ПЗС-матрицы чувствительны к свету с длинами волн от 400 до 1100 нм с максимальным квантовым выходом 75–80% вблизи 750 нм. Сначала матрицы, использовавшиеся в астрономии, состояли из решетки 800 на 800 элементов. Сейчас имеются матрицы из 2048 × 2048 элементов. Их чувствительность значительно увеличилась, возросло также и качество [51]. Сообщается, что тесты ПЗС-матрицы из 4096 × 4096 элементов также были успешными [141]. Размер каждого элемента (размер пиксела) составляет 8–15 мкм. Об устройстве различных ПЗС-матриц более подробно написано в книгах [143] и [181].

5.2.3. Калибровка ПЗС

Основная трудность при наблюдениях с ПЗС-матрицами связана с тем, что элементы не идентичны и имеют разную квантовую эффективность. Некоторые из них могут быть перенасыщены электронами (так называемые горячие пикселы), другие могут быть испорчены и вообще не работать. Число и распределение таких дефектных пикселов характеризуют качество данной ПЗС-матрицы. Они

[12]Вообще говоря, автор описал только часть процесса считывания электронного изображения с ПЗС-матрицы – сдвиг столбцов. Крайний столбец, который при следующем такте сдвига должен исчезнуть, считывается в отдельный регистр, который затем быстро (в течение такта) считывается попиксельно. Таким образом, все изображение передается во внешние устройства по одному проводу. (*Прим. ред.*)

[13]В § 5.1.7 приведена характерная точность одного измерения 0″,02, а указанная точность достигается в результате многолетних наблюдений. (*Прим. ред.*)

[14]Отечественный технический термин – матрицы, считываемые при управлении трапецеидальными импульсами. Трехфазные ПЗС, соответственно, считываются при управлении двухступенчатыми импульсами. (*Прим. ред.*)

могут быть определены при помощи предварительной калибровки, заключающейся в исследовании плоских полей, полученных равномерной засветкой разной интенсивности и спектрального распределения (см. ниже).

Два других переменных во времени явления должны калиброваться в течение каждой наблюдательной сессии. Мы приведем здесь описание одной из принятых процедур. Могут быть использованы и другие приемы, но цель у них одна и та же, и приводят они к похожим результатам.

(i)*Калибровка темнового тока*

Термическое возбуждение приводит к появлению в подложке ПЗС свободных электронов, число которых меняется от одного пиксела к другому из-за отдельных дефектов при их изготовлении. Кроме этого имеется ненулевой электронный шум считывания. Чтобы учесть эти эффекты, выполняется серия экспозиций в полной темноте, но время каждой экспозиции и температура матрицы должны быть такими же, как и при реальных астрономических наблюдениях. Результат нескольких десятков экспозиций усредняется, чтобы исключить случайный шум. Результат запоминается и затем используется при обработке реальных изображений. Непременным условием применения этого метода является то, что наблюдения должны выполняться при той же самой температуре, что и во время калибровки. Если это не так, то несколько калибровочных экспозиций должны быть получены до начала и после окончания наблюдательной сессии для разных внешних условий.

(ii) *Метод плоского поля*

Второй проблемой является изменение квантовой эффективности от одного пиксела к другому. Карта чувствительности матрицы должна быть подготовлена заранее. Это делается с помощью нескольких экспозиций калиброванной однородной светящейся поверхности. Затем изображения усредняются. Существуют несколько методов для построения карты чувствительности, и ни один из них нельзя признать полностью удовлетворительным. Один из методов, некоторым преимуществом которого является учет аппаратной функции телескопа, заключается в съемке свечения сумеречного неба [284]. В другом методе используется освещение матрицы вспышкой. Если при наблюдениях используется несколько фильтров, карты чувствительности должны делаться в каждом из них. Операция выравнивания поля состоит в нормировании карты плос-

кого поля, то есть в делении чувствительности каждого элемента на среднее значение по матрице.

Также должны быть приняты меры для того, чтобы избежать насыщения изображений. В случае насыщения электрические заряды могут мигрировать к соседним пикселам неравномерным образом и, в дополнение к этому, разряд ячейки замедляется. Это приводит к тому, что отождествление пиксела происходит с ошибкой и изображение смещается. Другой недостаток — это сохранение остаточного изображения («призрака») насыщенного участка поля матрицы ПЗС в течение нескольких часов и искажение последующих наблюдений. Метод, который используется для исключения вредных последствий последнего эффекта, заключается в яркой и равномерной засветке матрицы вспышкой, которая делает эффект однородным по всей площади матрицы. Все калибровки должны быть повторены после этой операции.

Упомянутые выше меры предосторожности являются общими для всех наблюдений с ПЗС-матрицами, но они особенно важны для астрометрических наблюдений. Любая некорректная калибровка той или иной области ПЗС-матрицы приведет к искажению реального распределения света и, в результате, к смещению положения центроида изображения. Именно по этой причине астрометристы должны обращать внимание на качество и однородность ПЗС-матрицы, используемой для формирования изображения.

5.2.4. Астрометрические наблюдения с помощью ПЗС

Использование ПЗС-приемников в астрометрии связано с их характеристиками. Основными их достоинствами являются:

- высокая квантовая эффективность,
- большой динамический диапазон,
- линейность отклика,
- неограниченный срок службы,
- прямой ввод данных в компьютер.

Но существуют и два главных недостатка:

- неоднородность чувствительности,
- малые размеры.

Как бороться с первым недостатком, описано в § 5.2.3. Вторым недостатком является малый размер матрицы. Линейные размеры 2000×2000 ПЗС-матрицы равны всего 2,5 см. Из данных табл. 5.1 следует, что это соответствует полю зрения примерно 8′ для длин-

нофокусных инструментов и 20′ – 30′ для астрографов. Это очень малое поле зрения, которое позволяет использовать ПЗС-матрицы только для относительной астрометрии, в частности, для определения относительных параллаксов, наблюдения кратных звезд или близких спутников внешних планет. Для этих приложений ПЗС-матрицы имеют колоссальные преимущества перед другими приемниками излучения. Сейчас практически все наблюдения на 61-дюймовом телескопе Военно-морской обсерватории США ведутся с ПЗС-матрицами. Благодаря огромному динамическому диапазону очень слабые звезды (с величиной 18–20) могут использоваться как опорные при определении параллаксов. Их число достаточно даже при поле зрения, равном 8′ × 8′, особенно для матрицы 2000 × 2000 пикселов. Аналогично, положение слабых спутников планет может быть определено относительно более ярких близких спутников.

ПЗС-приемники могут с успехом применяться даже на обычных телескопах. Например, из наблюдений, выполненных на протяжении нескольких лет на 60-дюймовом (150 см) телескопе на Паломарской обсерватории [279], параллаксы были определены с точностью 4 мс дуги. Параллаксы большого числа звезд с точностью 1-3 мс дуги были получены на астрометрическом телескопе Военно-морской обсерватории США во Флагстаффе [103]. Процедура редукции наблюдений идентична описанной выше для фотографических пластинок (§ 5.1.5 и 5.1.6).

К сожалению, астрометрические работы, связанные с определением положения звезд в поле размером в несколько градусов, в настоящее время невозможны при использовании ПЗС-приемников. Даже для матрицы 4000×4000 пикселов выигрыш составляет всего 5 раз по сравнению с числами, представленными в предыдущих абзацах. Решением может быть размещение в фокальной плоскости нескольких ПЗС-матриц. Это сделано в широкоугольной планетной камере космического телескопа имени Хаббла (см. § 5.4.5)[15], есть и еще большие мозаики из четырех 2048×2048 ПЗС-матриц [85]. Однако будущее астрометрического использования ПЗС-приемников для исследования широкого поля зрения принадлежит не большим матрицам, имитирующим фотографические пластинки, а матрицам, в которых реализован метод сканирования.

[15]Термин «wide field and planetary camera» был переведен как «широкоугольная планетная камера», чтобы не вводить читателя в заблуждение, поскольку в действительности поле зрения составляет всего 2,′7× 2,′7 (§ 5.4.6). (*Прим. ред.*).

5.2.5. ПЗС в режиме сканирования

Этот метод, называемый также *дрейфовым сканированием (drift-scan mode)* или методом временной задержки с накоплением (Time Delay Integration, TDI, ВЗН) был предложен Герельсом и др. [86]. Впервые этот метод был использован при наблюдениях на 91-см телескопе и с тех пор активно применяется на других телескопах и меридианных кругах (см. § 6.4.4). Телескоп ставится неподвижно, а матрица ПЗС устанавливается так, чтобы строки были параллельны суточному движению звезд. Перенос заряда в ПЗС производится непрерывно с той скоростью, с какой изображение звезды движется в фокальной плоскости телескопа. Значит, пока звезда находится в поле зрения, она дает вклад в суммарное число фотоэлектронов, перемещающихся вместе с движущимся потенциалом. Собранный заряд эквивалентен заряду, который был бы накоплен за время экспозиции, равной времени пересечения звездой поля зрения. В результате можно получить изображение, размер которого по склонению определяется размером матрицы. Сканирование по прямому восхождению в течение одного или нескольких часов соответствует наблюдениям звездного поля в несколько десятков градусов.

Координата изображения звезды в направлении отсчета склонений в реконструированном поле устанавливается с помощью номера строки и масштаба. В направлении сканирования координата пропорциональна времени от начала накопления фотоэлектронов и скорости движения звезды, зависящей от скорости вращения небесной сферы:

$$\frac{dx}{dt} = fs\cos\delta,$$

где f — масштаб, δ — склонение и s — коэффициент пропорциональности между звездным и всемирным временем, выраженный в секундах. В дополнение к возможности наблюдения звезд в большом поле, но в одном направлении, имеется еще одно преимущество: фотоэлектроны накапливаются при движении звезды вдоль строки ПЗС, что приводит в усреднению и сглаживанию вариаций эффективности пикселов. В результате карта чувствительности каждой строки становится близкой к средней величине.

В режиме сканирования мгновенное преобразование от участка на небе к полю в фокусе телескопа имеют прежний вид. Однако теперь при обработке наблюдений необходимо учесть интегрирование эффектов вдоль оси x. Наиболее важный эффект — это нелиней-

ность траектории движения изображения, которая описывается законом центрального проецирования (§ 4.2.1). Пусть $\Delta\delta$ — это полуширина поля зрения, определяемая размером матрицы ПЗС. Тогда применение закона центрального проецирования (формулы 4.11 и 4.12) даст угловое смещение изображения по склонению, равное

$$\Delta\delta = \frac{\Delta\alpha^2}{2}\cos\delta\sin\delta,$$

здесь $\Delta\alpha$ – полуширина поля зрения по прямому восхождению. Например, возьмем матрицу ПЗС с 2000×2000 элементами, половина поля зрения которой равна $10'$. Тогда угловое смещение для звезды со склонением $\delta = 45°$ будет порядка одной секунды дуги, что гораздо больше, чем размер одного пиксела. Следствием будет то, что функция распределения света будет уширяться по y к северу для положительных склонений и к югу для отрицательных склонений, причем величина уширения зависит от δ. Этот факт должен учитываться при разработке алгоритма вычисления положения условного изображения по координате y. Эффект становится очень большим при больших склонениях, что не дает возможности использовать режим сканирования вблизи полюсов.

Аналогично в преобразовании от участка на небе к полю на пластинке по координате y следует учесть, что формулы, приведенные в § 5.1.6, необходимо проинтегрировать вдоль оси x. В окончательном виде наиболее общие формулы преобразования для режима сканирования, соответствующие (5.11), имеют вид:

$$\begin{gathered}\Delta\alpha\cos\delta = fs\Delta t\cos\delta \\ \Delta\delta = B_0 + B_1 y + B_2 y^2 + B_3 y^3 + \\ + I_c\left(\alpha_0 + \alpha_1 y + \alpha_2 y^2\right) + m\left(\gamma_0 + \gamma_1 y\right).\end{gathered} \tag{5.13}$$

Коэффициенты в этой формуле следует определять из наблюдений звезд с известными координатами.

Режим сканирования — это очень гибкий метод, который может быть легко адаптирован для различных приложений. В частности, можно расширить поле зрения по склонению, объединяя несколько ПЗС в мозаику. В данном случае можно использовать различные фильтры и в дополнение получить фотометрическую информацию в разных цветах.

Примером такого использования режима сканирования может служить *цифровой обзор неба Sloan*, являющийся астрометрическим

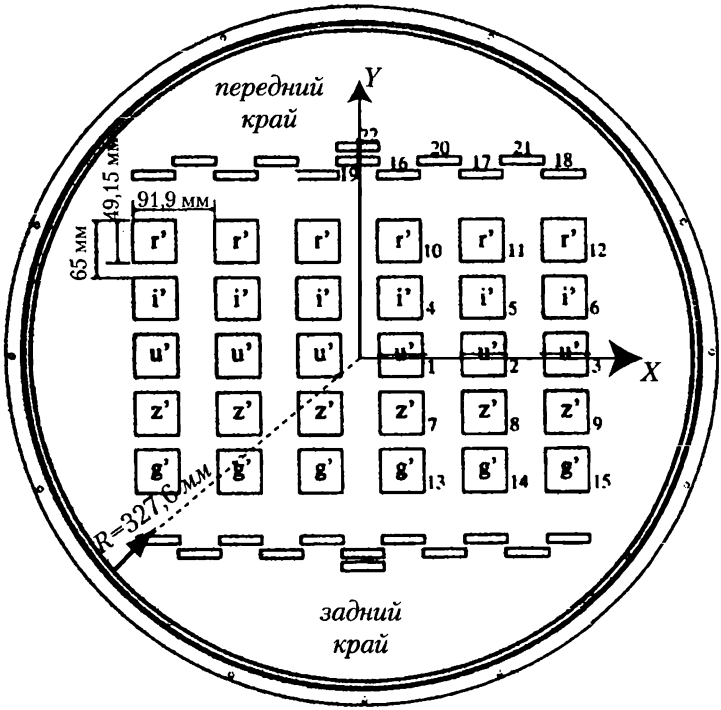

Рис. 5.7. Расположение ПЗС-матриц, работающих в режиме сканирования, в камере SSDS при обзоре Sloan [95]. Изображение звезды пересекает матрицу сверху вниз.

и четырехцветным фотометрическим обзором половины северной части неба до 23-й звездной величины. Для этого был использован 2,5-метровый телескоп с оптической схемой Ричи-Кретьена с относительным отверстием $f/5$; поле зрения, свободное от дисторсии, равнялось 3° × 3°. Телескоп формирует плоское поле с помощью двух гиперболоидов, имеющих одинаковую кривизну [27]. Приемная камера [95] показана на рис. 5.7. Она включает шесть столбцов, в каждом из которых пять матриц размером 2048 × 2048 пикселов. Каждая строка принимает излучение в широкой полосе частот, зависящей от фильтра, давая фотометрическую информацию. Еще 22 меньших матрицы размером 2048 × 400 пикселов используются для астрометрических целей; для автоматической фокусировки предназначены две дополнительные матрицы.

Все матрицы смонтированы так, чтобы их можно было слегка наклонять, для полного совпадения с фокальной плоскостью телескопа. Охлаждение матриц до температуры −80°C или −60°C обеспечивается помещением камеры в сосуд Дьюара. Температура астрометрических матриц должна оставаться постоянной в пределах 1°C. Это предотвращает также термическое гнутие основания.

5.3. Астрометрия с использованием модулирующей решетки

В предыдущих параграфах, за исключением последнего, в котором рассказывалось о работе ПЗС-матрицы в режиме сканирования, положение изображения звезды по двум координатам вычислялось с помощью алгоритмов, описанных в § 5.1.5. Целью этих действий является нахождение максимума или моды функции, зависящей от двух переменных. Но оказывается, что можно разделить координаты и выполнять поиск максимума независимо по x и y, используя одномерный анализ. Это делается сканированием изображения с помощью решетки, которая представляет собой сетку из определенного числа прозрачных и непрозрачных щелей. Щели располагаются перпендикулярно направлению сканирования. Этот метод был предложен в работе [112], и является очень мощным инструментальным средством в астрометрии. Особенно он важен при одномерных измерениях, например, при наблюдениях на пассажных инструментах, для чего метод и был разработан, а также при наблюдениях на спутнике Гиппаркос (гл. 8). Далее мы даем описание основ этого метода.

5.3.1. Теория модуляции сигнала с помощью решетки

Давайте рассмотрим решетку с периодом s, причем ширина прозрачной щели равна s'. Пусть x_0 будет абсциссой характеристической точки изображения звезды (ось абсцисс перпендикулярна щелям решетки). Пусть $f(x - x_0)$ будет интегральной интенсивностью света для произвольной абсциссы x. Тогда интенсивность света для щели шириной dx равна

$$\delta I = f\left(x - x_0\right) dx.$$

Если абсцисса центра прозрачной щели равна u, то полная интенсивность света после прохождения через решетку равна

$$I(u) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \int_{u+ks-s'/2}^{u+ks+s'/2} f(x - x_0)\, dx. \tag{5.14}$$

Можно видеть, что, если k заменить на $k+1$, I останется неизменным. Следовательно, это периодическая функция с периодом, равным s, которую можно разложить в ряд Фурье на гармоники того же периода. Давайте теперь предположим, что изображение движется вдоль оси абсцисс со скоростью $-v$. Это эквивалентно тому, что решетка движется относительно изображения со скоростью $+v$. В этом случае имеем

$$I(u) = I_0 + I_1 \cos\left(\frac{2\pi v}{s} t + \phi_1\right) + I_2 \cos 2\left(\frac{2\pi v}{s} t + \phi_2\right) + \ldots \tag{5.15}$$

где $\phi_1 \ldots$ — фазы и $I_1 \ldots$ — коэффициенты модуляции. Функция $I(u)$ изменяется в пространстве с частотой, равной $1/s$, а во времени с частотой s/v. Это разложение быстро сходится. Если характеристическая ширина функции $f(x - x_0)$ равна ω, то частота среза пространственных частот имеет величину порядка s/ω. Хорошим приближением величины ω является ширина дифракционного изображения, измеренная вдоль оси x на половине интенсивности. Заметим, что ω зависит от длины волны. На практике в большинстве случаев достаточно сохранить в разложении только два первых члена:

$$I(t) = I_0 + I_1 \cos(\omega t + \phi) + I_2 \cos 2(\omega t + \phi'),$$

где $\omega = 2\pi v/s$ — угловая частота. Если изображение симметричное, то $\phi = \phi'$. Так может быть не всегда, особенно для двойных звезд или в случае комы. Поэтому мы сохраним в выражении обе фазы.

5.3.2. Обработка модулированного сигнала

Интенсивность $I(t)$ непосредственно не измеряется. Свет собирается фотоумножителем, и фотоэлектроны подсчитываются в тече-

ние определенного времени Δt. Количество фотоэлектронов определяется выражением:

$$F(t) = \int\limits_{t-\Delta t/2}^{t+\Delta t/2} [I_0 + I_1 \cos(\omega t + \phi) + I_2 \cos 2(\omega t + \phi')]\, dt =$$

$$= I_0 \Delta t + \frac{I_1}{\omega} [\sin(\omega t + \phi + \omega \Delta t/2) - \sin(\omega t + \phi - \omega \Delta t/2)] +$$

$$+ \frac{I_2}{2\omega} [\sin 2(\omega t + \phi' + \omega \Delta t/2) - \sin 2(\omega t + \phi' - \omega \Delta t/2)] =$$

$$= I_0 \Delta t + \frac{2I_1}{\omega} \cos(\omega t + \phi) \sin(\omega \Delta t/2) + \frac{I_2}{\omega} \cos 2(\omega t + \phi') \sin(\omega \Delta t).$$

Промежуток времени Δt выбирается малым по сравнению с $1/\omega$. В этом случае мы можем разложить последнее выражение по параметру $\omega \Delta t$, заменяя $\sin x/x$ на $1\text{-}x^2/6$, то есть сохраняя члены второго порядка малости. Тогда функция $F(t)$ станет равной

$$\begin{aligned} F'(t) = \Big[& I_0 + I_1 \left(1 - \tfrac{\omega^2 \Delta t^2}{24}\right) \cos(\omega t + \phi) + \\ & + I_2 \left(1 - \tfrac{\omega^2 \Delta t^2}{6}\right) \cos 2(\omega t + \phi') \Big] \Delta t. \end{aligned} \tag{5.16}$$

Интегрирование освещенности по времени приводит к уменьшению коэффициентов модуляции. Обозначим их как I_1' и I_2'. Но фазы остаются неизменными. Давайте рассмотрим N отсчетов функции $F'(t_i)$ в моменты времени $t_i (1 \le i \le N)$ и предположим, что скорость звезды постоянна, так что ω постоянна между t_1 и t_N. Каждое наблюдение приводит к следующему уравнению, которое получается делением формулы (5.16) на Δt, так что отсчеты интенсивности измеряются в герцах:

$$\frac{F'(t_i)}{\Delta t} = J(t_i) = I_0 + I_1' \cos(\omega t_i + \phi) + I_2' \cos 2(\omega t_i + \phi'),$$

или, вводя новые параметры,

$$\begin{aligned} B_1 &= I_1' \cos \phi, & C_1 &= -I_1' \sin \phi, \\ B_2 &= I_2' \cos 2\phi', & C_2 &= -I_2' \sin 2\phi', \end{aligned} \tag{5.17}$$

$$J(t_i) = I_0' + B_1 \cos \omega t_i + C_1 \sin \omega t_i + B_2 \cos 2\omega t_i + C_2 \sin 2\omega t_i.$$

Эти уравнения линейны по пяти неизвестным параметрам, и N велико по сравнению с 5. Следовательно, можно решить эту систему

методом наименьших квадратов, найти эти параметры, а затем вычислить I_0, I_1', I_2', ϕ и ϕ'.

Обычно требуемым астрометрическим параметром является абсцисса звезды в момент $t = 0$. Все, что можно получить из фазы сигнала, — это расстояние от начальной точки щели, которая совпадает с центром прозрачного участка решетки, до максимума интенсивности, если $\phi = \phi' = 0$.

Предполагая, что $\phi = \phi'$, это смещение от центра щели для момента $t = 0$ равно

$$\frac{s\phi}{2\pi} = \frac{s\phi'}{2\pi} = \frac{s}{2\pi}\left(\frac{C\phi + C'\phi'}{C + C'}\right), \tag{5.18}$$

где C и C' — коэффициенты, которые могут быть пропорциональны весам при определении фаз ϕ и ϕ'. Если $\phi' \neq \phi$, то следует сделать выбор между алгоритмами, о которых сказано выше и которые уже не эквивалентны. Но этот анализ не дает возможности определить, какую именно щель изображение проходило в момент $t = 0$. Это означает, что необходимо использовать дополнительную информацию (приблизительные априорные координаты звезд). Примеры будут приведены далее. Если номер щели k, где находится звезда известен, то абсцисса изображения равна

$$x = ks + \frac{s\phi}{2\pi}.$$

5.3.3. Многоканальный астрометрический фотометр

Теория, приведенная выше, была использована при разработке многоканального астрометрического фотометра. Он был сконструирован Г. Гейтвудом и смонтирован в фокусе реставрированного старого 76-сантиметрового рефрактора обсерватории Аллегейни в Питсбурге. Фокусное расстояние инструмента равно 14 м. Принцип действия прибора приводится в работе [81], а описание первых результатов в статьях [80] и [82].

Сердцем прибора является движущаяся решетка размером 15×30 см, состоящая из 750 щелей. Период решетки равен $s = 0,4$ мм и $s' = 0,2$ мм. Телескоп следит за звездами, а решетка медленно движется со скоростью, равной 0,4 мм за 1,6 секунды. На металлической маске, специально спроектированной для каждого участка неба, закреплены двенадцать световодов, направляющих свет на фотоумно-

жители. Поэтому каждый фотоумножитель принимает свет от малой области на небе, в которой находится наблюдаемая звезда. В результате на выходе фотоумножителя получается модуляционная кривая (рис. 5.8). Эти наблюдения обрабатываются по методу, изложенному в предыдущем параграфе.

При конструировании маски нужно знать относительные положения звезд, поэтому число k щелей между изображениями двух звезд заранее известно. Следовательно, разность абсцисс двух звезд равна

$$(x_2 - x_1) = ks + s\frac{\phi_2 - \phi_1}{2\pi}.$$

Основной проблемой при использовании изложенного выше алгоритма является несовершенство механических узлов, а также ряд астрономических причин (гидирование, движение решетки, изменения рефракции и суточной аберрации в течение наблюдений), что приводит в непостоянству скорости v. Это означает, что перед редукцией следует определить скорость $v(t)$, используя модуляционные кривые двух самых ярких звезд. Преобразование времени $T = f(t)$ определяется таким образом, чтобы модуляционные кривые этих двух звезд, выраженные через аргумент T, имели постоянный период в течение всего времени наблюдений.

Так как изменения скорости одинаковы для всех звезд, то это преобразование применяется для всех 12 звезд, и отсчеты числа фотонов исправляются множителем dt/dT. После этого может быть использован стандартный алгоритм. Так как изображения звезд симметричны, то равенство $\phi' = \phi$ выполняется. Поэтому достаточно найти моменты максимумов кривых, и их разность даст нам разность фаз. После этого наблюдения повторяются, но решетка разворачивается на 180°. Вычисление среднего из двух результатов исключает некоторые ошибки поля.

В конце концов находятся абсциссы x_j двенадцати звезд в поле зрения. Аналогичная наблюдательная процедура выполняется при повороте решетки на 90°, затем на 270°, чтобы вычислить ординаты y_j. Окончательная редукция наблюдений для определения относительных координат звезд выполняется по принципам, изложенным для наблюдений с длинным фокусом (§ 5.1.6).

Полный сеанс наблюдений занимает 45 минут. Точность определения фазы равна примерно 0,°2. Это соответствует ошибке на

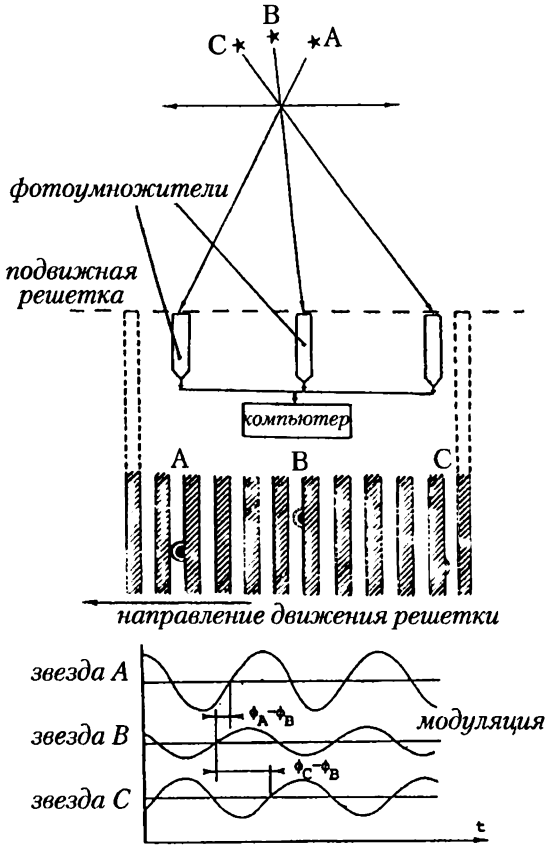

Рис. 5.8. Наблюдение трех звезд многоканальным астрометрическим фотометром.

небе в 4 мс дуги. Серия из 30 наблюдений, выполненных в течение двух лет, позволяет найти относительные положения, годичные собственные движения и параллаксы с точностью около 1 мс дуги. Сравнения с параллаксами, определенными в результате проекта Гиппаркос (гл. 8), показало, что никакой систематической разницы между ними нет [83].

Эти результаты по точности значительно лучше, чем те, которые получаются на основе фотографических методов на том же интервале времени наблюдений. Полученные результаты говорят о потенциале метода, основанном на анализе изображения при прохожде-

нии его по решетке. Однако прибор является очень чувствительным, и требуется также очень много времени на наблюдения очень малого числа звезд. Поэтому вряд ли он будет применяться широко.

5.4. Астрометрия на космическом телескопе имени Хаббла

Космический телескоп имени Хаббла (КТХ) был выведен на орбиту с помощью шаттла *Discovery* 24 апреля 1990 г. и начал работать на следующий день. Сначала были запущены различные проверки систем и программы калибровки. Несмотря на некоторые дефекты, обнаруженные в обслуживающих системах, никакой серьезной угрозы миссии не было, пока не выявились две главных проблемы. Тепловые деформации солнечных панелей, возникающие, когда космический аппарат выходил из тени и освещался Солнцем или входил в тень Земли, приводили к его значительному дрожанию. Также была обнаружена сферическая аберрация главного зеркала, которая не могла быть скорректирована. Позднее были открыты наклон и децентрировка вторичного зеркала. Дрожание, превышающее допустимую величину 7 мс дуги (среднеквадратическая ошибка), появлялось на интервале 3–8 минут после выхода аппарата на свет или входа в тень.

В декабре 1993 г. была успешно закончена миссия по реконструкции КТХ. Для этого на телескопе была смонтирована система COSTAR[16]. Она корректирует указанные дефекты только для камеры слабых объектов и двух спектрографов. Кроме этого, новая широкоугольная планетная камера заменила старую, при этом была проведена необходимая коррекция оптики. К сожалению, никаких дополнительных оптических элементов не было предусмотрено для системы точного наведения, используемой для астрометрии. По этой причине мы в § 5.4.2 расскажем о некоторых деталях оптической системы, поскольку ее свойства определяют качество инструмента.

[16]COSTAR (Corrective Optics Space Telescope Axial Replacement) — корректирующая оптическая система космического телескопа для детекторов осевого расположения. (*Прим. ред.*)

5.4.1. Описание космического телескопа имени Хаббла

Телескоп состоит из зеркала с апертурой 2,4 м и собран по схеме Ричи–Кретьена. Общее поле зрения представляется кружком с радиусом 14′. Центральная область размером 2,′7 × 2,′7 перебрасывается зеркалом на широкоугольную планетную камеру (Wide-Field and Planetary Camera, WF/PC; см. § 5.4.5).

Три сегмента кружка, каждый с углом 90° и имеющие внутренний и внешний радиусы 11′ и 14′ соответственно, резервируются для системы точного наведения (*Fine Guidance Subsystem, FGS*). Первоначально система использовалась для наведения телескопа, но в то же время она представляет оригинальный астрометрический инструмент, описание которого дается в § 5.4.3 и 5.4.4. В дополнение к этому между центральным полем и FGS имеются четыре квадранта шириной около 6′, используемые для четырех других инструментов осевого расположения: камеры слабых объектов (FOC), спектрографа слабых объектов (FOS), спектрографа высокого разрешения (HRS) и высокоскоростного фотометра (HSP). Полное описание всего инструментария в фокальной плоскости приводится в сборнике [101].

5.4.2. Качество изображения КТХ

Сферическую аберрацию главного зеркала нельзя было компенсировать с помощью средств, имевшихся на борту, из-за малых возможностей перефокусирования, и миссия по реконструкции КТХ не изменила ситуацию для широкоугольной камеры и для системы точного наведения. В результате вместо теоретических колец Эйри (см. § 2.2.3 и рис. 2.4), модифицированных вторичной оптикой и представляемых центральным пиком с шириной 0,″1 для волны $\lambda = 0,5$ мкм, в котором собирается более 70% света, функция рассеяния точки является гораздо более сложной со значительными особенностями внутри круга с диаметром 5″. В центральную область размером 0,″1 попадает только 15% света. На рис. 5.9 показано, как выглядит изображение звезды, расположенной на оптической оси телескопа. Можно различить до 9 дифракционных колец, а также структуру изображения, меняющуюся с радиусом. В дополнение к этому функция рассеяния точки значительно меняется в зависимости от положения изображения в поле зрения. Уже в двух минутах дуги от центра поля зрения в углах первой широкоугольной каме-

ры появляется большая асимметрия и децентрирование изображения. Гораздо бо̀льшие особенности проявляются за пределами этого поля, в частности в полях, предназначенных для FGS. Полное описание свойств изображения космического телескопа имени Хаббла приводится в статье [30].

В результате расширения пятна света происходит уменьшение предельной звездной величины для всех инструментов. Для FGS ухудшение чувствительности составляет примерно 1 звездную величину. Это приводит к тому, что прецизионное гидирование (или точный захват) не может быть осуществлен по звездам с величиной большей 13 вместо ожидаемой 14,5. Многие участки на небесной сфере не содержат таких ярких звезд, из-за чего возникают проблемы, если требуемая точность слежения должна быть лучше 25 мс дуги. При слежении свет от навигационных звезд разделяется на четыре пучка, причем интенсивность в каждом пучке остается постоянной [268]. В режиме прецизионного наведения используются все возможности FGS [269]. Аналогичные ограничения имеются и при астрометрическом использовании FGS (см. § 5.4.5).

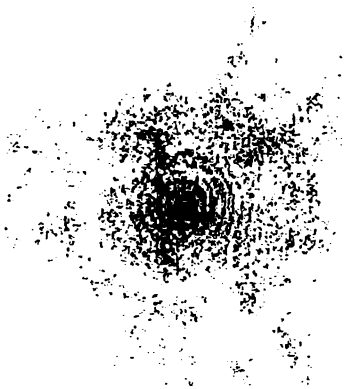

Рис. 5.9. Центральная часть функции рассеяния точки КТХ для камеры слабых объектов (из CT-ECF Newsletter).

Сильная зависимость функции рассеяния точки от положения в поле зрения является помехой для работы FGS и астрометрического позиционирования. Чтобы достичь точности 3 мс дуги, необходимо выполнить очень тщательную калибровку. Заметим, что предписан-

ная номинальная точность 2-3 мс дуги относилась к измерению относительных координат.

Другой дефект КТХ, связанный с вибрацией солнечных панелей, приводит к размазыванию изображений. Во время реставрации телескопа панели были заменены, и этот дефект исчез.

5.4.3. Описание датчиков точного наведения

Используются три идентичных системы точного гидирования. Две из них предназначены для наведения телескопа на звезды; третья — для астрометрических целей (рис. 5.10). Общее описание конструкции, работы системы и калибровки приводится в [55]. Система координат, в которой определяется положение точки в поле зрения, реализуется двумя селекторами звезд. Ими являются два отражателя фиксированной длины a и b, вращающиеся таким образом, что свет от объекта в любой точке поля зрения FGS направляется на апертуру детектора размером $3''$. Положение селектора звезды определяется относительно фиксированной оси ZX углами θ_A и θ_B так, что в фокальной плоскости инструмента координаты центра исследуемого поля S задаются формулами:

$$x = a\cos\theta_A + b\cos\theta_B,$$
$$y = a\sin\theta_A + b\sin\theta_B.$$

Относительное положение центра области S' в этом случае определяется углами $\Delta\theta_A$ и $\Delta\theta_B$. Изображение области S посылается через передающую оптическую систему на делитель и затем на две интерферометрические призмы Кестера, контролирующие движение изображения по осям Sx и Sy.

Призма Кестера состоит из двух одинаковых прямоугольных призм (рис. 5.11). Два других угла равны 60° и 30°. Между призмами помещена тонкая диэлектрическая пластинка, действующая как делитель света; половина света проходит через пластину и задерживается на $\lambda/4$, в то время как другая часть отражается и никакой задержки не вносится. Свет входит в призму Кестера через сторону PQ. Давайте сначала предположим, что волновой фронт параллелен PQ (рис. 5.11 слева).

Часть cb пучка света, входящая через сторону призмы PH, отражается гранью PR, затем половина света отражается пластинкой

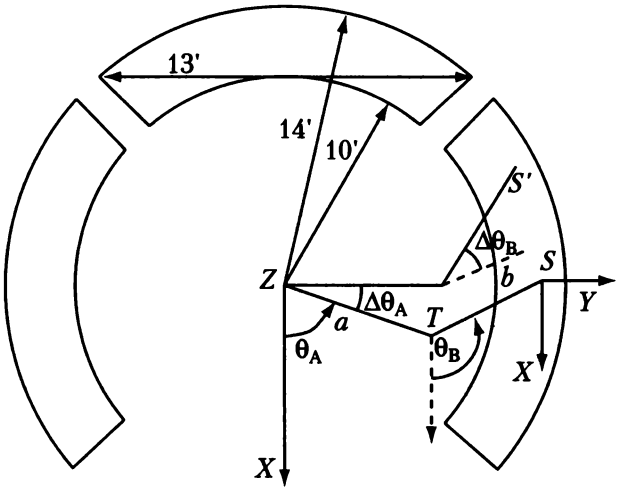

Рис. 5.10. Астрометрический фокус космического телескопа имени Хаббла и расположение селекторов звезд.

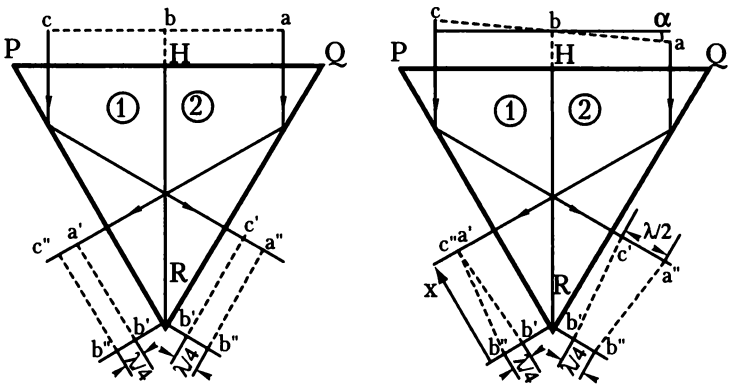

Рис. 5.11. Принцип работы интерферометрической призмы Кестера.

RH в направлении $c''b''$, а другая половина проходит в направлении $c'b'$. Разность в длине оптических путей пучков cc' и cc'' на выходе призмы равна $\lambda/4$. Пучок света ab, который входит через грань HQ, проходит по аналогичной траектории и выходит из призмы в

направлениях $a'b'$ и $a''b''$. Результирующая волна является суммой двух интерферирующих волн:

$$U = a\cos(\omega t - \phi) + a\cos\left(\omega t - \phi + \frac{\pi}{2}\right) = 2a\cos\frac{\pi}{4}\cos\left(\omega t - \phi + \frac{\pi}{4}\right).$$

Интенсивности пучков света измеряются фотоумножителями, выходные сигналы которых сравниваются. В данном случае интенсивности совпадают и пропорциональны $2a^2$.

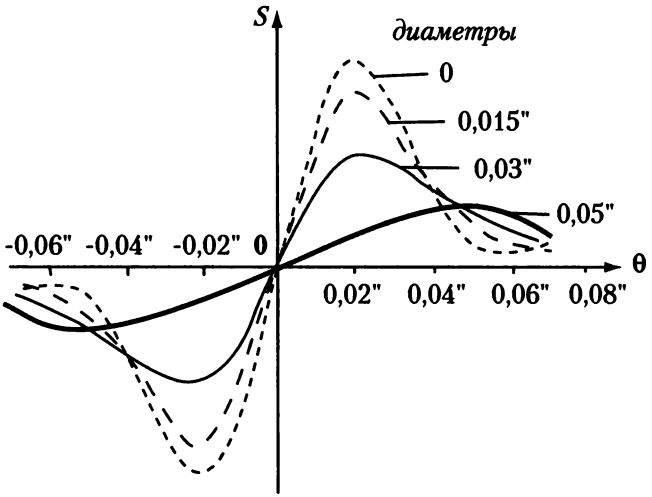

Рис. 5.12. Номинальная функция передачи сенсоров FGS в зависимости от диаметра источника света.

Теперь предположим, что волновой фронт наклонен к грани PQ под углом α (рис. 5.11, справа): точки b' и b'' не меняют своего положения, а в точках c' и c'' фронты задерживаются на величину $x\alpha$, где $x = bc$, тогда как точки a' и a'' смещаются на одинаковую величину. Результирующая волна описывается выражением:

$$U(x) = a\cos\left(\omega t - \phi - \frac{2\pi\varepsilon\alpha x}{\lambda}\right) + a\cos\left(\omega t - \phi + \frac{2\pi\varepsilon\alpha x}{\lambda} + \frac{\pi}{2}\right),$$

где $\varepsilon = -1$ для пучка ab и $+1$ для bc. Интенсивность на выходе равна

$$E = 2a^2\cos^2\left(\frac{2\pi\varepsilon\alpha x}{\lambda} + \frac{\pi}{4}\right).$$

Полная интенсивность света получается интегрированием E по x в пределах от 0 до $D = HQ$. Ясно, что сигналы на выходе двух фотоумножителей различны, если $\alpha \neq 0$. Интенсивности E_1 и E_2 сравниваются, в результате чего вырабатывается сигнал ошибки S, определяемый выражением:

$$S = \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2}.$$

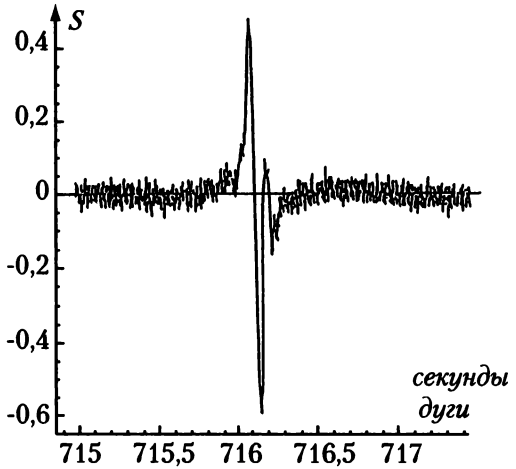

Рис. 5.13. Пример функции передачи, полученной для реальной FGS, для одиночной звезды.

Величина S называется функцией передачи. Она представляется на графике в зависимости от угла θ, измеряемого от центра изображения. Функция передачи показана на рис. 5.12 для идеального телескопа. Можно видеть, что чувствительность интерферометра быстро уменьшается при увеличении диаметра изображения. Эти вычисления указывают на основную проблему при работе с изображениями КТХ. Это не только большой диаметр изображения, но и сложное распределение интенсивности света внутри изображения, что иллюстрируется рис. 5.9. В дополнение к этому распределение интенсивности меняется в зависимости от положения звезды в поле зрения, потому что оно в значительной степени асимметрично. Так как система точного наведения не является инструментом для

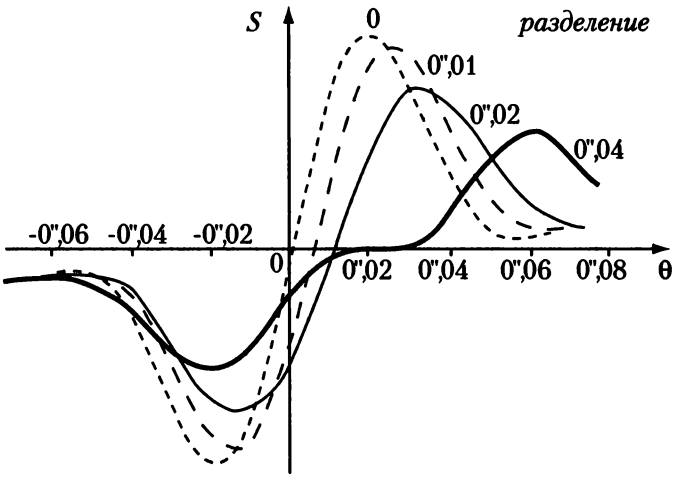

Рис. 5.14. Номинальная функция передачи для двойных звезд с компонентами одинаковой звездной величины.

получения изображений, то функцию рассеяния точки нельзя измерить. Единственной возможностью является калибровка передаточной функции при наблюдении одиночной звезды. Это делается с помощью наблюдений звезды девятой величины в девяти точках поля зрения FGS и выполнении нескольких сканов. На рис. 5.13 показан результат одной такой калибровки. Несмотря на разницу масштаба с рис. 5.12, видно что форма кривых различается довольно сильно. В частности, реальная функция передачи несимметрична относительно нулевой точки.

5.4.4. Обработка данных датчиков точного наведения в режиме функции передачи

Астрометрические наблюдения могут производиться КТХ в двух режимах. Первый из них, называемый режимом функции передачи, использует только информацию об указанной функции, получаемую из наблюдений. Другой режим наблюдений – истинно астрометрический.

Целью наблюдений в режиме функции передачи является получение информации о структуре объекта [270]. Согласно теории функция передачи сильно зависит от диаметра звезды. Вид функции меняется также в случае наблюдения двойной звезды, как видно из

Рис. 5.15. Модельное приближение (*сплошная линия*) к данным наблюдения двойной звезды ADS 11300. Ошибки равны 5 мс дуги в угловом разделении компонент и 0,15 в разности звездных величин [166].

графиков на рис. 5.14. Эти и другие отличия существуют и в реальной функции передачи. При условии, что выполнено полное исследование функции передачи системы точного наведения при наблюдении одиночной звезды, а свет от различных компонент двойной звезды некогерентен, можно рассчитать функцию передачи для любой двойной или кратной звездной системы, применяя принцип суперпозиции, как показано на рис. 5.15. Следовательно, возможности системы точного наведения по обнаружению и разрешению двойных или кратных звезд остаются неизменными.

Давайте предположим, что мы наблюдаем двойную звезду, величины компонент которой равны m и $m+\Delta m$. Разделение компонент по осям Ox и Oy равно Δx и Δy соответственно. Наблюдение этой звезды дает нам две функции передачи, которые обозначим как $T_0(x)$ и $T_0'(y)$. Обозначим через $S(x)$ и $S'(y)$ калиброванные функции передачи одиночной звезды. Применяя принцип суперпозиции, получим, что теоретическая функция передачи для этой двойной звезды равна

$$\begin{aligned} D(x) &= A\,(m,\Delta m)\,[S(x)+B(m,\Delta m)S(x+\Delta x)]\,, \\ D'(y) &= A'\,(m,\Delta m)\,[S'\,(y)+B\,(m,\Delta m)\,S'\,(y+\Delta y)]\,. \end{aligned} \tag{5.19}$$

В этих уравнениях A и A' – нормирующие коэффициенты, а B – отношение интенсивностей главной компоненты в системе к вторичной.

Обработка наблюдений выполняется по следующему методу [29]. Для каждой из моделей, описываемой уравнениями (5.19), вычисляется кросс-корреляция с функциями $T(x)$ или $T'(y)$. Эти функции – наблюдаемые функции передачи, сглаженные сплайнами. Значение параметра u, при котором интеграл

$$\int D\,(t-u)\,T\,(t)\,dt \tag{5.20}$$

становится максимальным, определяет Δx. Аналогично вычисляем Δy из T'. Наилучшая аппроксимирующая модель выбирается из условия, что сумма квадратов разностей между модельной и наблюдаемой функцией передачи должна быть минимальной:

$$\int \left[D\,(t-u_0)\,T\,(t)\right]^2 dt = min,$$

где u_0 — значение, найденное при вычислении максимума выражения (5.20). Это приводит к определению Δm (в обоих уравнениях).

Внутренняя точность результатов сильно зависит от Δm. Для двойных звезд с малой разностью Δm угловое расстояние между компонентами находится с ошибкой примерно 2 мс дуги, а разность звездных величин — с ошибкой 0,05. Аналогично угловые диаметры звезд до 5 мс дуги могут быть оценены с точностью 2 мс дуги. На рис. 5.15 показан пример подгонки калиброванной функции передачи для двойной звезды к реальным данным.

5.4.5. Обработка данных датчиков точного наведения в астрометрическом режиме

Практически астрометрия малого поля выполняется системой точного наведения FGS и основана на измерении углов θ_A и θ_B, которые определены в § 5.4.3. Эти углы вычисляются из отклика интерферометра Кестера. Измерения выполняются в локальной системе координат (L) с началом в центре изображения звезды и с осями (Sx, Sy), а редукция должна быть выполнена в системе небесных координат (Σ) с Z координатой, измеряемой вдоль оптической оси

телескопа. Пусть точка O будет точкой пересечения этой оси с фокальной поверхностью, а ось OX будет началом отсчета угла θ.

Пусть $\mathbf{V}$ — это единичный вектор направления на звезду. В локальной системе (L), в которой осями являются Sx, Sy (рис. 5.10), ошибка наведения телескопа выражается как смещение ε_x и ε_y вдоль этих осей. Вектор, представляющий ошибку наведения, равен

$$\mathbf{W} = \left(\varepsilon_x, \varepsilon_y, \sqrt{1 - \varepsilon_x^2 - \varepsilon_y^2}\right).$$

Обозначим через ρ_A и ρ_B дуги на небесной сфере, которые получаются по закону центрального проецирования (рис. 5.10) для отражателей a и b. Преобразование из системы (L) к системе (Σ) может быть представлено в виде произведения шести матриц вращения:

$$\begin{aligned}\mathbf{V} = \mathcal{R}_3(\theta_A) \cdot \mathcal{R}_2(-\rho_A) \cdot \mathcal{R}_3(-\theta_A) \times \\ \times \mathcal{R}_3(\theta_B) \cdot \mathcal{R}_2(-\rho_B) \cdot \mathcal{R}_3(-\theta_B)\,\mathbf{W}.\end{aligned} \tag{5.21}$$

Оно выполняется для всех звезд, которые попадают в поле зрения FGS, в то время как направление телескопа сохраняется с помощью двух других гидов. Стабильность наведения может поддерживаться с точностью в несколько миллисекунд дуги. Звезды наблюдаются последовательно два или три раза каждая. Наблюдения сводятся к одному моменту с помощью исправления каждого наблюдения за аберрацию, вызванную движением спутника.

Преобразование (5.21) является, в принципе, аналогом преобразования (5.12), полученным для фотографических пластинок: это соотношение между инструментальной и локальной небесной системами отсчета, включающее также инструментальные параметры. Но разница между ними в том, что требуемая точность модели составляет миллисекунду дуги. Кроме этого, система точного наведения работает, используя внешнюю часть поля зрения телескопа, что требует применения формулы, включающей члены высоких порядков. В статье [18] показана необходимость использовать для преобразования с требуемой точностью полином пятого порядка. Проблема в том, что число объектов, наблюдаемых во время сессии, не может быть больше 4 или 5 из-за ограниченного времени наблюдения и малого поля зрения.

Оценка коэффициентов преобразования была выполнена по измерениям звезд в хорошо известном рассеянном скоплении M35.

Девятнадцать витков КТХ были необходимы для получения положений 570 звезд, и результирующие уравнения были решены для вычисления коэффициентов преобразования и координат звезд. Дополнительно было обнаружено, что координатная система с осью Z довольно быстро смещается. Скорость дрейфа достигала 30 мс дуги за время наблюдения 36 минут. Дрейф должен определяться для каждого астрометрического сеанса. Для этого в программу должны быть включены многочисленные наблюдения одной или нескольких астрометрических звезд в течение всего сеанса.

Была также обнаружена малая хроматическая аберрация, смещение изображений вследствие которой достигает 1 мс дуги.

Реальная точность определения положений звезд примерно равна 3,5 мс дуги для серии наблюдений продолжительностью от 10 до 20 минут. Предельная звездная величина равна 17.

5.4.6. Астрометрическое использование широкоугольной планетной камеры

Для астрометрии может также использоваться широкоугольная планетная камера (WF/PC), которая на самом деле представляет собой две камеры в одном корпусе. Во время полета шаттла «Индевор» (Endeavour) старая широкоугольная планетная камера была заменена новой, в которой выполнена коррекция сферической аберрации главного зеркала. Центральное поле пучка света фокусируется на поверхность четырехгранной пирамиды, которая расщепляет поле зрения на четыре одинаковых квадранта (рис. 5.16). Пирамида может быть зафиксирована в двух положениях.

(i) Входящие пучки, соответствующие относительному отверстию $f/24$, направляются на четыре маленьких телескопа (рефлекторы Кассегрена) с относительным отверстием $f/30$, которые фокусируют их на матрицы ПЗС размером 800×800 пикселов (одна матрица на каждую грань пирамиды). Такая оптическая схема реализуется в *планетной камере* с полем зрения $1,'2 \times 1,'2$.

(ii) Аналогичным образом пучки направляются на четыре другие рефлектора Кассегрена с относительными отверстиями $f/12,8$, фокусирующих их на четыре другие ПЗС-матрицы размером 800×800 пикселов. Такая конфигурация реализуется в *широкоугольной камере* с полем зрения $2,'7\times2,'7$.

Вдоль ребер пирамиды располагаются малые по размеру пятнышки, которые не покрыты отражающим материалом. Свет мо-

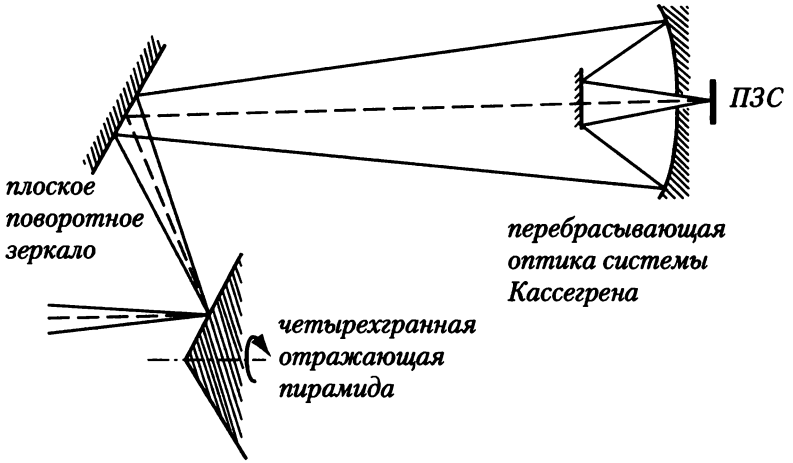

Рис. 5.16. Одна из восьми оптических конфигураций широкоугольной планетной камеры WF/PC.

жет пройти через одно из этих пятнышек и попасть на две смежные ПЗС-матрицы. Это дает возможность объединения четырех изображений в мозаику.

Хотя главной задачей этих камер является получение изображений, они могут быть использованы для проведения астрометрических наблюдений слабых объектов [239]. Процедура калибровки аналогична описанной в § 5.2.3 и включает предварительную засветку, определение темнового тока и коррекцию плоского поля и т.д. Как и для FGS, преобразование от участка на небесной сфере к участку на ПЗС должно быть определено заранее из наблюдений звезд хорошо известного скопления. Из-за оптической схемы камеры изображение участка неба значительно искажается. Поэтому, несмотря на очень малое поле зрения, для описания преобразования участка неба к плоскости нужно использовать полный полином третьего порядка.

Основной проблемой при использовании камеры WF/PC в астрометрии является то, что она дает изображения с избыточным угловым разрешением, поэтому функция рассеяния точки (ФРТ, см. § 2.2.3) становится достаточно сложной, и требуются усилия для определения центров точечных объектов. Метод состоит в комбинировании нескольких немного смещенных кадров с ПЗС матриц [134]. Было показано, что результат является вполне удовлетво-

рительным, и камера WF/PC была использована для астрометрии малого поля. Например, изображения, полученные по программе наблюдений Глубокого Хаббловского обзора (Hubble Deep Field), использовались для вычисления собственных движений относительно галактик. Ошибки в определении положения центров точечных объектов равны примерно 2 мс дуги для звезд 20–25 величины и увеличиваются до 10 мс дуги для звезд 28-й величины.

Можно также скомбинировать данные и FGS, и широкоугольной камеры для получения астрометрических результатов. Положения ПЗС-матриц относительно FGS калибруются следующим образом. Две звезды S_1 и S_2 сначала наблюдаются с помощью системы точного наведения, затем S_1 наблюдается на ПЗС-матрице, а S_2 снова перенаблюдается FGS. С помощью этой операции изображение в ПЗС переносится в систему отсчета FGS. После этого положение любого объекта, наблюдаемого на ПЗС-матрице, относится к звезде S_1 и соответственно к системе отсчета FGS.

5.5. Лучевые скорости

Лучевые скорости звезд или галактик определяются путем обработки спектров. Скорости являются одним из многих видов астрофизической информации, которую можно получить из анализа спектров. Поэтому можно считать спектроскопию астрофизическим методом исследования и, следовательно, ее описание выходит за границы данной книги. Однако:

(i) лучевые скорости — это кинематические характеристики объектов, и с точки зрения определений, данных выше, являются астрометрическими данными. Они дают третью составляющую пространственной скорости небесного тела. Первыми двумя являются компоненты в плоскости, перпендикулярной лучу зрения. Они представляют тангенциальную скорость, которая выводится из собственного движения и параллакса (или расстояния до объекта);

(ii) основные способы определения лучевых скоростей по спектрам достаточно специфичны и не применимы для решения других астрофизических задач. Это верно, в частности, для спектроскопии в широком поле зрения.

По этим причинам в данной главе мы кратко опишем основы применения спектроскопии для определения лучевых скоростей.

5.5.1. Спектроскопия

Звезды излучают в непрерывном спектре в большом диапазоне длин волн. На континуум накладываются линии нейтральных или ионизованных атомов, которые возбуждаются под действием высокой температуры в видимых частях поверхности звезды. Они обнаруживаются, главным образом, как линии поглощения, однако в горячих звездах могут быть яркими эмиссионными линиями. Длины волн этих линий хорошо известны по лабораторным измерениям и теории.

Для наблюдения спектра свет от звезды, собранный телескопом, направляется на узкую щель. После прохождения через щель свет через коллиматор попадает на призму, которая расщепляет его. Затем свет фокусируется с помощью некоторой оптической системы для образования спектра, который регистрируется фотографическим или фотоэлектрическим способом. Спектр представляет собой непрерывную последовательность изображений щели, растянутую вдоль оси, перпендикулярной щели. Абсцисса изображения щели является монотонной функцией от длины волны λ.

Другим методом получения спектра является использование дифракционной решетки. В § 9.1.1 излагаются принципы интерферометрии. Показано, что светлые и темные интерференционные полосы получаются, когда одиночный источник света наблюдается через две апертуры, находящиеся на некотором расстоянии s друг от друга. Положение этих полос зависит от длины волны света. Если имеются больше, чем две апертуры, и расстояние между ними одинаково и равно s, то интерференционные полосы остаются на том же месте, что и прежде, но становятся более узкими и более интенсивными. Если источник излучает свет сложного спектрального состава, то интерференционные полосы располагаются отдельными наборами в зависимости от длины волны. Для каждой длины волны получается свой набор интерференционных полос, поэтому излучение разлагается на несколько спектров, соответствующих разным порядкам интерференции. Чем больше щелей в решетке, тем тоньше каждое изображение отдельной линии и тем лучшее разрешение по λ имеет спектр. На практике используется большое число близко расположенных узких параллельных штрихов (от 100 до 1000 в одном миллиметре). Такое устройство называется *дифракционной решеткой*. С помощью решетки можно получить спектр с разрешени-

ем $\Delta\lambda/\lambda$ от 10^{-3} до 10^{-5} или с разрешающей силой $R = \lambda/\Delta\lambda$. Чем больше R, тем с большей точностью можно определить длину волны λ. Но на выходе из такой решетки свет распределяется по бо̀льшей площади приемника, что требует бо̀льшего времени экспонирования. Если экспозиция короткая, то приходится ограничиваться наблюдением ярких звезд. Поэтому приходится выбирать между спектральным разрешением и предельной звездной величиной в зависимости от ожидаемых научных результатов.

Длины волн отдельных линий определяются с помощью спектра, который получается при тех же условиях и с помощью той же аппаратуры от опорного источника света, которым является, например, электрическая дуга между железными электродами. Ее спектр содержит большое число хорошо известных линий во всем диапазоне видимого света. Длины волн в спектре звезды находятся с помощью интерполяции между линиями в спектре железа. Дополнительную информацию можно найти в книге [145].

5.5.2. Определение лучевых скоростей: CORAVEL

Если источник света имеет лучевую скорость v, то длина волны λ_0 смещается на величину $\Delta\lambda$ такую, что

$$v = \frac{c\Delta\lambda}{\lambda_0}, \tag{5.22}$$

где c — скорость света. Это формула первого порядка, но ее точность вполне достаточна для любой звезды и ближайших галактик.

В принципе, для определения лучевых скоростей может использоваться любой спектрограф. Обычно измеряются длины волн нескольких спектральных линий, затем по формуле (5.22) вычисляются лучевые скорости и их среднее значение. Однако это утомительная процедура и, когда требуются только статистика собственных движений, лучше использовать специализированный инструмент, предназначенный только для измерения спектрального смещения. Таким прибором является CORAVEL (COrrelation RAdial VELocities), описание которого дается в [12]. Принцип действия его следующий. Спектр звезды формируется дифракционным спектрографом, смонтированным в фокусе телескопа. На плоскости, на которую проецируется изображение спектра, располагается негативная маска спектра опорной звезды. Эта маска прозрачна только там, где имеются спектральные линии. Их размер и ширина точно такие

же, как у спектра, полученного на данном телескопе с установленным спектрографом и используемым проекционным устройством. С помощью специального калиброванного оптического устройства можно сдвигать спектр звезды по оси длин волн. Фотоумножитель регистрирует свет от линий спектра изучаемой звезды, которые проходят через маску.

Если $f(\lambda)$ — функция распределения интенсивности света в спектре, $g(\lambda)$ — функция пропускания маски и $\Delta\lambda$ смещение между линиями в спектре и маске, то интенсивность прошедшего света равна

$$F(\Delta\lambda) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} g(\lambda) f(\lambda - \Delta\lambda)\, d\lambda.$$

В этой формуле λ_1 и λ_2 представляют диапазон длин волн в спектре маски. Если $\Delta\lambda$ меняется, то $F(\Delta\lambda)$ представляет собой корреляционную функцию между спектрами звезды и маски. Если изучаемый спектр — это спектр опорной звезды с нулевой лучевой скоростью, то функция $F(\Delta\lambda)$ имеет минимум при $\Delta\lambda = 0$, так как темные линии точно совпадают с прозрачными линиями маски. Другие части непрерывного спектра звезды проецируются на непрозрачные участки маски. Если $\Delta\lambda \neq 0$, отдельные области непрерывного спектра освещают прозрачные линии маски, и в результате $F(\Delta\lambda) > F(0)$. Если наблюдаемая звезда не является опорной и имеет большое число линий поглощения, причем бо́льшая часть из них аналогична линиям опорной звезды, то минимум $F(\Delta\lambda)$ получается, когда эти линии совпадают. Если лучевая скорость звезды равна v, то минимум имеет место при смещении спектров на

$$\Delta\lambda_0 = \frac{v\lambda_0}{c},$$

где λ_0 — средняя длина волны на интервале $\lambda_1 - \lambda_2$. Этот интервал берется достаточно малым, чтобы выражение (5.22) имело смысл.

Если спектральные линии распределены по λ случайным образом, то можно показать, что $F(\Delta\lambda)$ хорошо аппроксимируется функцией Гаусса. Функция $F(\Delta\lambda)$ строится по точкам при смещении спектра исследуемой звезды на малые приращения по λ. Определяя затем параметры функции Гаусса, получим $\Delta\lambda_0$ и, следовательно,

v, а также и ширину корреляционной функции, которая дает некоторую информацию об уширении линий в спектре из-за вращения звезды. О деталях процедуры корреляции см. [183].

Начало шкалы $\Delta\lambda$ должно быть откалибровано. Положение спектра на маске зависит от температуры окружающего воздуха и его необходимо измерить, чтобы знать, какому значению $\Delta\lambda_0$ соответствует нулевая лучевая скорость. Это делается до и после каждого наблюдения: спектр звезды заменяется спектром дуги между железными электродами, который имеет много линий, общих с линиями опорной звезды. Минимум корреляционной функции для этого спектра определяет значение $\Delta\lambda_0$, соответствующее нулевой скорости.

Точность определения лучевых скоростей по методу CORAVEL равна примерно 0,4 км $\cdot$ с$^{-1}$. При наиболее трудных условиях (наблюдениях звезд 13-й или 14-й величине на 1-метровом телескопе) точность ухудшается до 1 км$\cdot$с$^{-1}$. Заметим здесь, что результаты измерений должны быть скорректированы, то есть должна быть учтена радиальная компонента движения Земли относительно барицентра Солнечной системы[17].

Кроме зависимости точности измерения лучевой скорости от звездной величины существенным недостатком CORAVEL является то, что звезды должны иметь в спектре большое число линий поглощения. Горячие звезды спектральных классов A или B нельзя наблюдать по данному методу, даже имея подходящую маску, так как количества спектральных линий недостаточно для вычисления уверенного минимума корреляционной функции. Для звезд других классов можно использовать одну и ту же маску. Спектр Арктура (α Волопаса, гигант класса K2) был выбран в качестве опорного, так как в нем имеется много линий железа, необходимых для калибровки. Эти линии также присутствуют в спектрах других звезд подобного класса. Число общих линий, используемое для процедуры корреляции, часто больше тысячи.

5.5.3. Объективная призма

Измерение спектров звезд — процесс длительный и дорогой. Даже с оборудованием CORAVEL можно определить лучевые скорости только малого числа звезд. Заметим, что хотя в проекте Гиппар-

[17] То есть измеренная лучевая скорость должна быть приведена к центру масс Солнечной системы. (*Прим. ред.*)

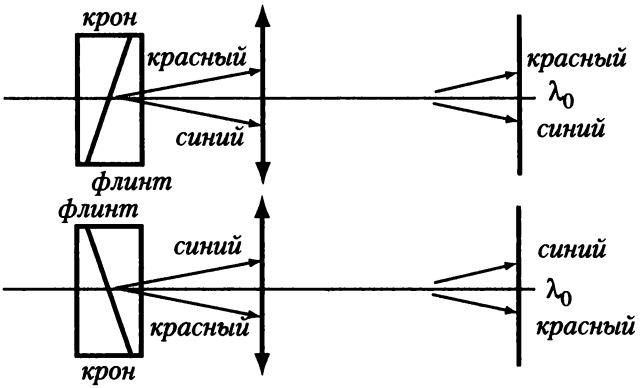

Рис. 5.17. Принцип работы объективной призмы Ференбаха в двух положениях.

кос (см. гл. 8) были определены тангенциальные скорости 118 000 звезд, а в планируемых космических астрометрических программах (гл. 12) это число будет увеличено на несколько порядков, определение лучевых скоростей всех этих звезд остается фундаментальной задачей будущего. Информация о лучевых скоростях настолько важна, что в космическом астрометрическом проекте GAIA (гл. 12) планируются систематические измерения скоростей всех звезд до 17-й величины.

Объективная призма предназначена для фотографических наблюдений с различными телескопами, от камеры Шмидта до очень длиннофокусных. Она спроектирована для массового измерения спектральных классов и лучевых скоростей всех звезд до заданной величины в некотором поле зрения. Используя ее в сочетании с телескопом Шмидта, можно измерить скорости в поле размером в несколько квадратных градусов. Есть несколько методов спектроскопии в широком поле [294]. Здесь мы дадим описание объективной призмы Ференбаха, широко используемой для точного определения лучевых скоростей [64, 65]. Она состоит из двух геометрически одинаковых призм, сделанных из стекол с разным коэффициентом преломления и склеенных, как показано на рис. 5.17.

Стекла из крона и флинта были выбраны потому, что для некоторой длины волны λ_0 отклонение света компенсируется призмой во всем поле, а для других волн призма является дисперсионной. Оптика телескопа вместе с призмой не вносит искажений в центре по-

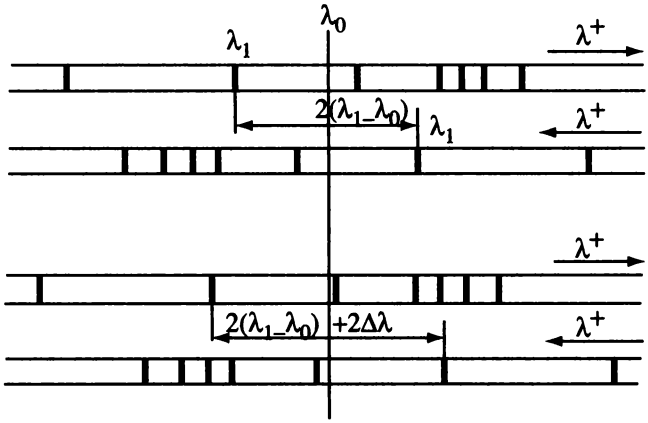

Рис. 5.18. Схема двух спектров, полученных при двух положениях объективной призмы. На *верхнем рисунке* лучевая скорость звезды равна нулю. На *нижнем рисунке* имеется смещение линии на $2\Delta\lambda$ относительно центральной линии с длиной волны λ_0.

ля зрения, но при этом дисперсия является функцией наклона i падающего луча к оптической оси. Это явление легко калибруется и хорошо описывается линейной функцией от i. После первой экспозиции призма поворачивается на 180°, производится новая экспозиция, при этом пластинка немного смещается в направлении, перпендикулярном направлению дисперсии. Линия с длиной волны λ_0 не смещается после поворота призмы, тогда как другие участки спектра симметрично инвертируются (рис. 5.18). Расстояние между одной и той же линией (с длиной волны λ_1), измеряемое по двум спектрам равно

$$D = 2\left(\lambda_1 - \lambda_0\right) + 2\Delta\lambda,$$

где $\Delta\lambda$ есть смещение длины волны из-за лучевой скорости звезды. В действительности каждый спектр сканируется микрофотометром, измеряющим прозрачность T в более чем тысяче точек. Плотность I вычисляется для каждой точки, в которой проводится измерение, как функция абсциссы x, отсчитываемой вдоль спектра:

$$I(x) = -\lg\left(\frac{1}{T(x)} - 1\right).$$

Для калибровки измерений необходимо наличие на пластинке одной или нескольких звезд, лучевые скорости которых определены

другими методами (например, с помощью CORAVEL или из спектральных наблюдений).

Пусть $I(x)$, $I'(x)$ — плотности, вычисленные для опорной звезды, а $J(x)$, $J'(x)$ — плотности, полученные для звезды с неизвестной лучевой скоростью. Вычисляются две корреляционные функции:

$$F(\Delta x) = \int I(x)\, J(x - \Delta x)\, dx,$$

$$F(\Delta x) = \int I'(x)\, J'(x - \Delta x')\, dx.$$

Они принимают максимальное значение, когда сдвиги Δx или $\Delta x'$ таковы, что спектральные линии накладываются друг на друга. Разность $\Delta x' - \Delta x$ соответствует двойному смещению линии и равна

$$2\Delta\lambda = (\Delta x' - \Delta x)\, f,$$

где f — калиброванная дисперсия спектра. Применяя формулу (5.22) для $\Delta\lambda$, получим разность v между лучевыми скоростями опорной и изучаемой звездами.

На практике используются две или три опорных звезды, с помощью которых можно измерить и обработать наблюдения звезд всех спектральных классов. Получаемая по измерениям четырех пластинок точность среднего значения лучевой скорости равна 3–5 км·с$^{-1}$. Это соответствует линейной точности измерения на фотографической пластинке примерно 0,5 микрона. Это не такая высокая точность, которую дают спектроскопия или метод CORAVEL, но преимуществом является возможность измерения до сотни спектров на одной пластинке размером $4° \times 4°$, причем лучевые скорости можно получить для всех спектров.

Глава 6.

Меридианные круги

В этой главе мы начинаем изучение астрометрических инструментов широкого поля зрения. В отличие от астрометрии малого поля зрения, относительные положения небесных тел могут быть определены, даже если эти тела не находятся одновременно в поле зрения прибора. Для решения этой задачи необходимо изменять положение инструмента, что сопровождается его механическими деформациями из-за напряжений, возникающих в деталях конструкции. Необходимо также учитывать геометрические и оптические эффекты при моделировании наблюдений, в отличие от астрометрии малого поля зрения, где только последние из них принимаются во внимание.

Существует два вида астрометрических приборов широкого поля зрения.

(i) Астрометрия большого поля (semi-global), в которой для инструментальных наблюдений доступна значительная, но все же ограниченная область неба. К этому классу относятся пассажные инструменты, принцип действия которых рассматривается в этой главе, а также различные инструменты, использующие метод равных высот, описание которых приводится в главе 7.

(ii) Глобальная астрометрия, в которой осуществляются наблюдения объектов по всему небу. Такой режим возможен только у инструментов, установленных на спутниках (см. гл. 8).

6.1. Измерение больших углов

Основной задачей астрометрии широкого поля зрения является измерение больших углов. Углы — это основные величины, используемые в астрометрии. При этом они являются одними из самых сложных для измерения геометрических параметров. При наблюдениях необходимо сравнивать углы на небесной сфере со стандартными углами. Последние должны быть сначала построены, затем должны быть разработаны специальные устройства для измерения частей стандартных углов.

В астрометрии широкого поля зрения особняком стоят проблемы, связанные с рефракцией.

6.1.1. Измерение углов, определяемых вращением

Альтернативный метод заключается в представлении углов на основе вращения твердого тела. Если закон вращения известен, то есть известна ориентация тела в любой момент времени, тогда угол между его положениями в моменты t_1 и t_2 определяется просто путем измерения соответствующего промежутка времени. В главе 11 будет показано, что измерения времени относятся к наиболее точным физическим измерениям в настоящее время. Поэтому, если измерения углов могут быть заменены измерением промежутка времени, то точность их определения будет зависеть только от точности теории вращения тела. Примером сказанного может служить измерение разности прямых восхождений звезд на меридианном круге.

Вращение Земли является функцией времени, которая называется звездным временем. Оно регулярно определяется с помощью наблюдений на радиоинтерферометрах со сверхдлинной базой (РСДБ, см. гл. 10) или с помощью лазерных дальномеров (гл. 11). Эти приборы не осуществляют прямые измерения углов. В основу измерения звездного времени на РСДБ положена гипотеза отсутствия видимых движений удаленных внегалактических радиоисточников или движение Луны и искусственных спутников[1]. В любом случае, при определении ориентации Земли не используются какие-либо стандартные углы. Наоборот, использование вращения Земли для определения углового стандарта является фактически единствен-

[1] Звездное время является одним из параметров, связывающих земную и небесную системы координат. Если внегалактические радиоисточники имеют видимые движения, что может быть интерпретировано как вращение небесной системы координат, то оно войдет как поправка к звездному времени. (*Прим. ред.*)

ным выходом при измерении углов в плоскости, перпендикулярной оси вращения Земли. Этим оправдывается систематическое использование экваториальной небесной опорной системы для определения положения звезд. Вращение Земли является также основой для определения прямых восхождений с помощью меридианных кругов.

Другим примером может служить спутник Гиппаркос, вращение которого лежит в основе измерения углов на небесной сфере (см. гл. 8).

Однако данный принцип не применим при измерениях двух независимых углов, представляющих собой две сферические координаты. Это происходит потому, что два и более вращения можно представить в виде одного вращения. Поэтому вторая координата должна быть измерена путем прямого сравнения с другими калиброванными углами.

6.1.2. Определение углов

Для измерения углов в широком диапазоне значений недостаточно иметь в своем распоряжении устройство, реализующее стандартный угол. Необходимо иметь дополнительное устройство, позволяющее выполнять измерения долей угла. Это осуществляется с помощью разделенного круга, представляющего собой диск, центр которого совпадает с осью вращения, вдоль которого и отсчитываются углы. По краю диска, называемом лимбом, наносятся деления, например, через каждые 3 минуты дуги, которые представляют собой равномерно распределенные штрихи, расположенные по окружности. Они выгравированы специальной машиной, которая при нанесении делений последовательно поворачивает диск. Несмотря на тщательность нанесения штрихов, неизбежно наличие ошибок. Поэтому разделенный круг должен быть прокалиброван. Опишем здесь метод *розетки*, используемый для такой калибровки [19].

Рассмотрим круг, разделенный на $2N$ делений. Угол между двумя соседними делениями составляет примерно $\theta = 180°/N$. Оси пары микроскопов, расположенных в разных точках диаметра, выравниваются параллельно предполагаемой оси вращения круга. Они используются для отсчета делений лимба. Другая пара микроскопов размещается аналогичным образом по диаметру, находящемуся под углом a к предыдущему, причем этот угол примерно равен $n\theta$. Угол a равен

$$a = n\theta + \Delta a.$$

Было показано, что при постоянных температурных условиях поправка Δa изменяется не более, чем на $\pm 0''.01$ за 15 минут. Следовательно, можно считать, что в течение этого временного интервала угол a является постоянным.

Угловое расстояние между диаметром, проходящим через отметку "0" и диаметром, проходящем через отметку i, в действительности равно $i\theta + C_i$, где C_i — угловая поправка к диаметру i.

Круг поворачивается таким образом, что первая пара микроскопов выставляется примерно по диаметру i. Отсчеты противоположных штрихов, измеренные с помощью микроскопов, обозначим как y_1 и y_2. В результате вторая пара микроскопов размещается по диаметру $i + n$, и соответствующие отсчеты будут y_3 и y_4. Записывая угол между микроскопами в виде $n\theta + \Delta a$ и между диаметрами как $n\theta + C_i - C_{i+n}$, получаем фундаментальное уравнение:

$$C_i - C_{i+n} + \Delta a = \frac{1}{2}(y_1 + y_2) - \frac{1}{2}(y_3 + y_4) = r_i. \qquad (6.1)$$

Затем круг поворачивают на угол $n\theta$ и получают новое уравнение (6.1) для диаметра $i' = i + n$. До 25 измерений можно сделать за 15 минут, в течение которых поправка Δa постоянна. Угол a выбирают таким образом, чтобы после $K < 25$ измерений круг возвращался бы в его первоначальное положение. В результате K измерений получается «розетка» с углом a и K уравнений с $K + 1$ неизвестными (K поправок к диаметру и Δa). Аналогичным образом можно построить другие розетки, начиная отсчеты для других значений n. Тогда две или более розеток с различными углами дают избыточное число линейных уравнений (6.1). Они могут быть решены методом наименьших квадратов. Однако матрица системы вырождена (дефект ранга равен единице), и, поэтому, решение системы находится в предположении, что одна из поправок к диаметру равна нулю.

Рекиэм и Рапапорт [221] применили этот метод для исследования меридианного круга, установленного в Бордо. Результаты показали наличие ошибок в делении круга, равных примерно половине секунды дуги. Но две серии измерений, выполненных с интервалом в пять лет, показали отсутствие сколь-нибудь значительного зависимого от времени тренда. На рис. 6.1 приведены измеренные разности, которые могут считаться ошибками измерений и могут быть оценены величиной $0''.03$.

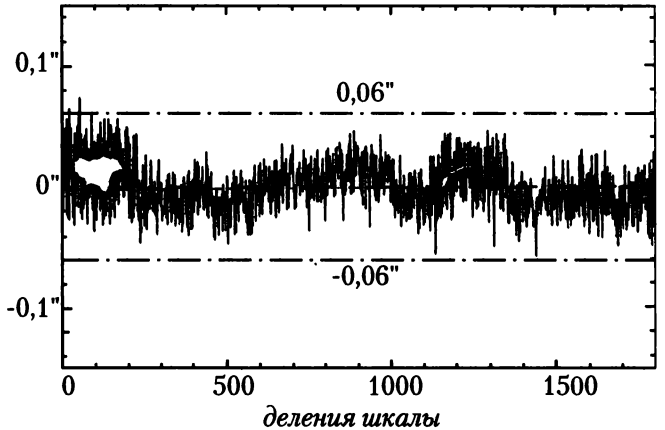

Рис. 6.1. Разности в отсчете делений меридианного круга в Бордо при калибровке в 1982 и 1987 гг. [230].

Необходимо заметить, что из-за изменения атмосферных условий в течение года, существуют и периодические вариации поправок разделенных кругов. Например, Миямото и др. [193] обнаружили у меридианного круга в Токио годичные вариации отсчетов с амплитудой около 0″,04. Пренебрежение такими вариациями может привести к ошибке в склонении, зависящей от прямого восхождения.

6.2. Меридианный круг

На протяжении нескольких веков основным астрометрическим инструментом был меридианный круг, представляющий собой комбинацию пассажного инструмента и вертикального круга. Меридианные круги были значительно улучшены со временем, так что они до сих пор остаются основными инструментами наземной астрометрии большого поля и занимают определенную нишу, все еще находясь впереди космической астрометрии.

6.2.1. Принцип наблюдений на меридианном круге

Принцип работы меридианного круга очень прост. Он заключается в наблюдении прохождения звезды (или другого небесного тела) через плоскость меридиана (рис. 6.2). Из таких наблюдений могут быть получены как прямые восхождения, так и склонения.

(i) В момент прохождения через меридиан прямое восхождение α

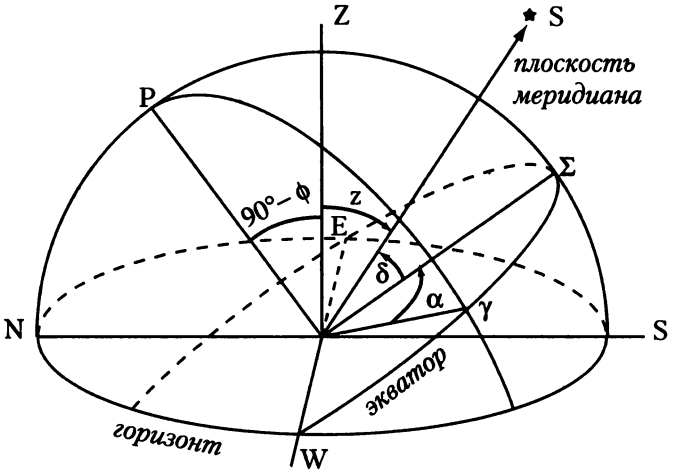

Рис. 6.2. Геометрия прохождения звезды через местный меридиан.

звезды в верхней кульминации, по определению, равно местному звездному времени T_L:

$$\alpha = T_L.$$

В нижней кульминации имеем

$$\alpha = T_L + 180°.$$

Пусть λ — это долгота инструмента, положительная к востоку от международного меридиана. Если T_S — это гринвичское звездное время (см. § 4.1.6), имеем соответственно для верхней и нижней кульминаций:

$$\alpha = T_S + \lambda, \qquad \alpha = T_S + \lambda + 180°. \tag{6.2}$$

Итак, прямые восхождения определяются измерением гринвичского звездного времени в момент прохождения звезды через меридиан.
(ii) Если в момент прохождения измеряется еще и зенитное расстояние z звезды при помощи вертикального круга, размещенного в плоскости меридиана, то ее склонение δ определяется по следующем формулам, где ϕ – это широта наблюдателя, расположенного в северном полушарии.

• Звезда находится в верхней кульминации к югу от зенита:

$$\delta = \phi - z. \tag{6.3}$$

• Звезда находится в верхней кульминации к северу от зенита:

$$\delta = \phi + z. \tag{6.4}$$

• Звезда находится в нижней кульминации:

$$\delta = 180^\circ - \phi - z. \tag{6.5}$$

В южном полушарии широта ϕ отрицательна и имеем для верхней кульминации к северу и югу от зенита, соответственно:

$$\delta = \phi + z, \qquad \delta = \phi - z.$$

В нижней кульминации склонение равно

$$\delta = z - \phi - 180^\circ.$$

Замечание: выражения, приведенные выше, относятся к видимым направлениям на небесный объект. Для определения истинных направлений необходимо учесть поправки за аберрацию и рефракцию. Кроме этого, для приведения наблюдений к выбранной системе отсчета необходимо учесть различные поправки, описание которых было дано в гл. 3.

6.2.2. Описание меридианного круга

Направление наблюдений определяется оптической осью рефрактора с апертурой примерно 20 см и фокусным расстоянием порядка 3 метров. Труба, несущая объектив, может поворачиваться вокруг горизонтальной оси, расположенной в направлении запад–восток, которая фиксируется двумя цапфами — цилиндрами из твердого металла, лежащими в лагерах, V-образных опорах, закрепленных на каменных столбах для обеспечения стабильности. Столбы изолированы и развязаны с полом павильона, в котором установлен инструмент.

Разделенный вертикальный круг, по которому отсчитываются высоты или склонения, насажен на горизонтальную ось восток–запад и жестко прикреплен к трубе телескопа (рис. 6.3), так что он вращается вместе с трубой и соответственно с оптической осью инструмента. Деления на круге считываются одновременно несколькими закрепленными на столбах микроскопами или камерами. Точность датчиков поворота трубы, используемых для автоматической

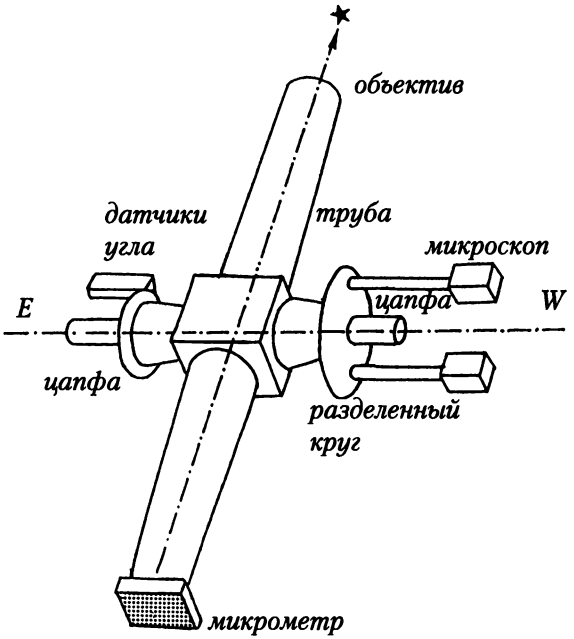

Рис. 6.3. Схема устройства меридианного круга.

установки инструмента по склонению, недостаточна для того, чтобы их можно было использовать в качестве измерительных устройств. Вид автоматизированного меридианного круга в Бордо представлен на рис. 6.4. В фокусе объектива расположен микрометр, связанный с часами. Четыре вида микрометров описаны в разделе 6.4. Они используются для определения момента времени, когда изображение звезды пересекает вертикальную плоскость, определяемую оптической осью инструмента и являющуюся местным меридианом.

Конечно, реальный инструмент никогда в точности не соответствует идеальной теоретической модели. Хотя конструкция меридианного круга делается как можно более жесткой, и установка инструмента производится как можно более тщательно, дефекты крепления и ориентации все же не пренебрежимо малы. Ошибки ориентации инструмента должны быть определены и введены в процедуру обработки наблюдений, так как они входят в формулы преобразования от участка на небесной сфере к участку в фокальной плоскости. Эти поправки описываются и обсуждаются в следующем разделе.

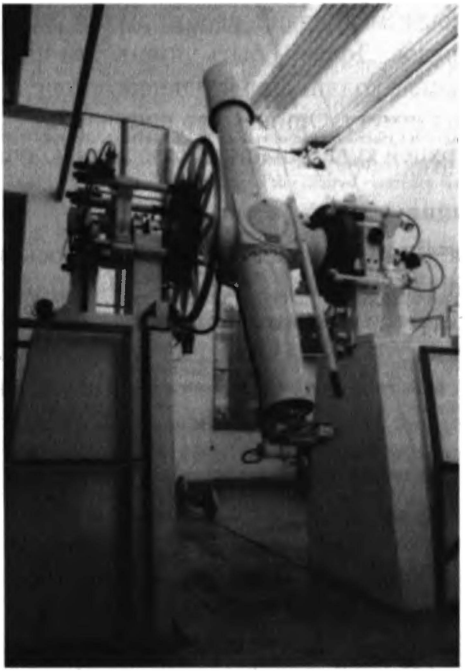

Рис. 6.4. Автоматизированный меридианный круг в Бордо (*с любезного разрешения* И. Рекиэма).

6.3. Определение небесных координат

Опишем инструментальные поправки, которые необходимо ввести для получения несмещенных координат наблюдаемых объектов.

6.3.1. Прямые восхождения

Формула (6.2) дает соотношение между прямым восхождением и гринвичским звездным временем. Часы обычно показывают время в шкале всемирного координированного времени UTC (Coordinated Universal Time). Разница между UTC и всемирным временем UT1 публикуется Международной Службой вращения Земли (International Earth Rotation Service, IERS). По определению шкалы UTC разность (UTC–UT1) не должна превышать $0\overset{s}{,}9$.

Прямые восхождения вычисляют по звездному времени T_S, соответствующему прохождению звезды через плоскость, в которой лежит оптическая ось инструмента. Чтобы отнести наблюдения к

реальной плоскости меридиана, необходимо к этому значению добавить ряд поправок. Должны быть учтены три инструментальных ошибки, называемые коллимацией, наклоном горизонтальной оси и ее поворотом по азимуту. Опишем эти ошибки для случая наблюдений звезды в верхней кульминации в северном полушарии.

6.3.2. Коллимация

Коллимация — это отклонение оптической оси инструмента от плоскости, перпендикулярной к горизонтальной оси восток–запад. Коллимация считается положительной к востоку. Когда инструмент поворачивается вокруг горизонтальной оси, то продолжение оптической оси описывает конус. Он пересекает небесную сферу по малому кругу, который параллелен плоскости меридиана, и отстоит от него на угловое расстояние c (рис. 6.5), называемое *коллимацией*.

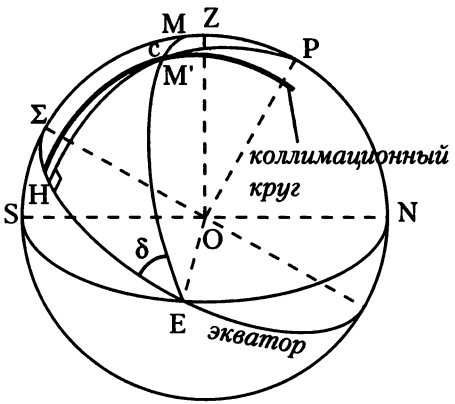

Рис. 6.5. Коллимация.

Пусть M' — это точка прохождения звезды через коллимационный круг. Большой круг, соединяющий точки E и W (востока и запада) и проходящий через M', пересекает реальный меридиан в точке M. Дуга MM' и равна c. Большой круг $M'P$ пересекает небесный экватор в точке H, значит дуга ΣH является поправкой к прямому восхождению $\Delta\alpha$. Из этого следует, что

$$\Delta\alpha = \frac{c}{\cos\delta}. \tag{6.7}$$

По соглашению считается, что c и $\Delta\alpha$ имеют одинаковые знаки.

6.3.3. Наклонность горизонтальной оси

Ось вращения прибора никогда не бывает строго горизонтальной. Пусть i — это угол наклона оси к горизонтальной плоскости. Он называется *наклонностью*. Угол i считается положительным, когда западный конец оси находится выше восточного. Если предполо-

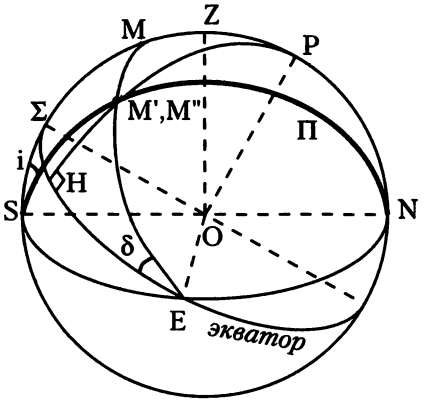

Рис. 6.6. Наклонность оси вращения.

жить, что вертикальная плоскость, в которой лежит ось, пересекает горизонт в точках востока и запада, то плоскость наблюдений П пересечет горизонт точно в точках юга S и севера N. Она наклонена к плоскости меридиана под углом i (рис. 6.6).

Пусть M — это точка меридиана, склонение которой равно δ, а M' пересечение параллели со склонением δ с П[2]. Проведем теперь через точку M круг равных высот. В точке M параллель и круг равных высот касаются друг друга. Так как угол i мал, то точка M' практически сливается с точкой M'', которая является пересечением круга равных высот с плоскостью П. Тогда из сферического треугольника SMM'' найдем

$$MM'' = i\cos(\phi - \delta),$$

и, нарисовав большой круг PM'', получим, как и в случае коллимации, поправку к прямому восхождению:

$$\Delta\alpha = \frac{i\cos(\phi - \delta)}{\cos\delta}. \tag{6.8}$$

[2]Автор употребляет термины «declination circle» и «horizontal circle», которые переведены как параллель и круг равных высот. (*Прим. ред.*)

6.3.4. Азимут горизонтальной оси

Теперь предположим, что ось горизонтальна, но повернута на угол k относительно направления восток–запад. Этот угол называ-

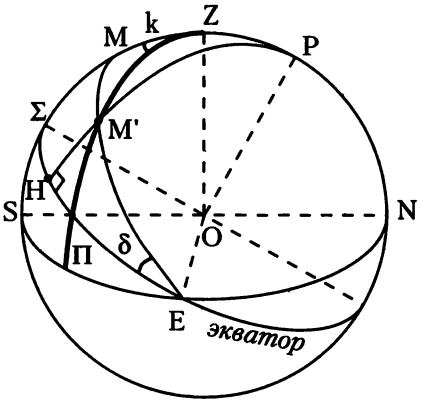

Рис. 6.7. Азимут оси вращения.

ется *азимутом оси* и считается положительным, если ось пересекает горизонт к югу от точки запада W. Плоскость наблюдений П вертикальна и составляет угол k с меридианом (рис. 6.7). Используя те же обозначения, что и в предыдущих параграфах, обозначим точку пересечения круга равных высот, проходящего через M, с плоскостью наблюдений как M'. Угол между П и плоскостью меридиана равен k. В треугольнике ZMM', в котором точка Z является зенитом, имеем

$$MM' = k\sin(\phi - \delta).$$

Далее, нарисовав большой круг PM', получим

$$\Delta\alpha = \frac{k\,\sin(\phi - \delta)}{\cos\delta}. \tag{6.9}$$

6.3.5. Определение инструментальных постоянных

Известны несколько методов определения инструментальных констант без проведения наблюдений звезд. Для этого используются специальные маркеры, которые определяют выделенные направления и реализуют локальную горизонтальную систему отсчета. Одним из них является направление вертикали, которое может быть задано лучом света, отраженного ртутным зеркалом в направлении падающего луча. Другими маркерами могут быть пара коллиматоров,

расположенных один к северу, а другой к югу от инструмента. Вертикальные нити коллиматоров выставляются вдоль меридиана, а их общая оптическая ось имеет горизонтальное направление север–юг. Точность юстировки коллиматоров зависит от используемых геодезических методов измерений.

Предположим, например, что положение оптической оси инструмента определяется в фокальной плоскости перекрестием нитей и что существует способ измерения координат изображения относительно этой точки (см. раздел 6.4). Тогда коллимация может быть определена из измерений смещения изображения вертикальных нитей северного коллиматора относительно нитей южного коллиматора. Аналогично, наклонность горизонтальной оси может быть определена с помощью ртутного горизонта в надире. Смещение перекрестия нитей относительно отраженного от ртутного зеркала изображения дает значение наклонности. Полное описание методов определения инструментальных параметров дано в главе 17 книги [302] и в главе 8 учебника [213]. Заметим здесь, что азимут оси k может быть определен только из наблюдений звезд, так как он связан с положением местного меридиана.

В действительности независимые определения параметров c и i менее точны, чем наблюдения звезд. Параметры изменяются со временем, даже в течение одной ночи, потому что они чувствительны к температурным изменениям окружающей среды. Поэтому, если приблизительные значения c и i получены независимым образом, все равно они должны быть исправлены из наблюдений звезд совместно с определением k. Это — обычная процедура в случае, когда инструмент используется для относительной астрометрии (см. раздел 6.8), но ее можно приспособить и для абсолютной астрометрии, как показано в главе 17 книги [302]. Это можно сделать, используя формулу Бесселя.

6.3.6. Формула Бесселя

Обычно величина каждого из параметров c, i и k не превышает нескольких секунд дуги. Поэтому, можно пренебречь членами второго порядка, которые пропорциональны квадратам или произведениям этих параметров и которые будут меньше миллисекунды дуги,

и считать, что полная поправка к прямому восхождению является суммой трех поправок, задаваемых формулами (6.7), (6.8) и (6.9):

$$\Delta\alpha\cos\delta = c + i\cos(\phi - \delta) + k\sin(\phi - \delta)\,. \qquad (6.10)$$

Запишем это выражение в виде:

$$\Delta\alpha\cos\delta = c + (i\cos\phi + k\sin\phi)\cos\delta + (i\sin\phi - k\cos\phi)\sin\delta,$$

или, поскольку широта ϕ обсерватории известна,

$$\Delta\alpha\cos\delta = c + m\cos\delta + n\sin\delta. \qquad (6.11)$$

Это — формула Бесселя, в которой c, m и n называются параметрами Бесселя, $90° - k$ и $90° - i$ — азимут и зенитное расстояние западного конца горизонтальной оси, соответственно. Легко видеть, также, что $90° - m$ и $90° - n$ — это локальные экваториальные координаты той же точки.

Может быть полезно и другое выражение для вычисления этой поправки. Для верхней кульминации в северном полушарии $\phi - \delta$ равно зенитному расстоянию z', величина которого указывает направление: z' считается положительным к югу и отрицательным к северу. Формула (6.10) принимает вид

$$\Delta\alpha\cos\delta = c + i\cos z' + k\sin z'.$$

В случае нижней кульминации для наблюдателя в северном полушарии формула (6.10) имеет вид:

$$\Delta\alpha\cos\delta = -c + i\cos(\phi + \delta) + k\sin(\phi + \delta)\,,$$

и, поскольку зенитное расстояние отсчитывается к северу, то z' равно $\phi + \delta - 180°$. Таким образом во всех случаях имеем:

$$\Delta\alpha\cos\delta = \varepsilon\,(c + i\cos z' + k\sin z')\,, \qquad (6.12)$$

где $\varepsilon = +1$ для верхней кульминации и $\varepsilon = -1$ для нижней кульминации.

Замечание: линеаризованные формулы неприменимы вблизи полюсов небесной сферы, которые являются точками сингулярности в экваториальной системе координат. Поэтому для вычисления поправок необходимо использовать точные формулы сферической тригонометрии. Однако это особый случай, так как наблюдения расположенных вблизи полюса звезд на пассажном инструменте не практикуются. Требуется слишком много времени, чтобы звезда пересекла поле зрения телескопа.

6.3.7. Определение склонений

На меридианных кругах углы в вертикальной плоскости отсчитываются с помощью разделенного круга, описание которого было дано в § 6.1.2. Круг закрепляется на горизонтальной оси восток–запад и центрируется на оси вращения инструмента. Во время наблюдений отсчеты лимба выполняются с помощью нескольких микроскопов, снабженных интерполяционными устройствами (микрометрами). Регистрация отсчетов круга выполняется с помощью фотоэлектрического сканирующего микроскопа. В результате определяется среднее значение угла поворота разделенного круга. Использование ПЗС для считывания меток на круге дает возможность значительно улучшить точность измерения склонений. О проведенных исследованиях точности отсчета штрихов сообщается в работе [106]; точность равна 0″,003 при времени усреднения 1 секунда.

Необходимо отметить, что эти поправки чисто инструментальные. При их использовании не учитывается тот факт, что направление на наблюдаемую звезду меняется относительно инструмента. Разность направлений измеряется микрометром (см. раздел 6.4).

6.3.8. Геометрические поправки к склонениям

Известны несколько причин ошибок. Они возникают из-за геометрических свойств разделенного круга и его крепления к трубе инструмента.

(i) *Ошибка точки зенита*: точка, склонение которой равно $90° - \phi$, не совпадает с зенитом[3]. Чаще всего определение точки зенита производится с помощью ртутного горизонта в надире. Труба поворачивается объективом вниз. Вследствие отражения от поверхности ртути в поле зрения инструмента будут видны, помимо нитей микрометра, еще и отраженные изображения нитей. После совмещения нитей производится отсчет разделенного круга. Разность между результатом измерения δ' и $90° - \phi$, равная

$$\Delta\delta_0 = 90° - \phi - \delta', \tag{6.13}$$

является постоянной ошибкой, которая должна быть добавлена ко всем наблюдениям.

[3]При измерении зенитного расстояния на меридианном круге отсчеты делаются относительно вертикального положения оптической оси, то есть направления на зенит. Это направление (соответствующий отсчет на разделенном круге) или точку зенита необходимо определить до наблюдений. (*Прим. ред.*).

(ii) *Ошибки разделенного круга*: калибровка круга описана в § 6.1.2. Поправки к наблюдениям зависят от отсчета на лимбе:

$$\Delta\delta_1 = \Delta\delta_1(\delta). \tag{6.14}$$

(iii) *Несовпадение центра делений круга с осью вращения*: может оказаться так, что центр разделенного круга, посаженного на горизонтальную ось инструмента, задаваемой цапфами, не совпадет с центром его делений[4]. Пусть центр круга смещен на величину x в направлении δ_0, а r — радиус круга. Тогда угол, полученный из отсчетов микроскопа, не будет равен действительному углу поворота телескопа вокруг горизонтальной оси. Поправки к измеренным склонениям в этом случае имеют вид:

$$\Delta\delta_2 = \frac{x}{r}\sin(\delta - \delta_0). \tag{6.15}$$

Если калибровка проведена на уже установленном круге с использованием четырех микроскопов, которые далее используются при наблюдениях, то эта поправка уже содержится в $\Delta\delta_1$.

6.3.9. Гнутие трубы

Труба инструмента сконструирована таким образом, что ее центр тяжести располагается как можно ближе к точке пересечения оптической оси и горизонтальной оси вращения. Но каждая из половин трубы подвержена деформации из-за веса (рис. 6.8). Пусть l_1 и l_2 — расстояния центров тяжести каждой половины трубы до оси вращения O, P_1, P_2 — их веса. Тогда моменты сил, действующие на каждую половину трубы, будут равны $l_1 P_1 \sin z$ и $l_2 P_2 \sin z$. Моменты сил не очень велики, а труба жесткая, поэтому оптическая ось искривляется на величину, пропорциональную $\sin z$. В результате имеем

$$\Delta\delta_3 = a\sin|\phi - \delta|, \tag{6.16}$$

где a — параметр, который надо определить.

6.3.10. Ошибки рефракции

Атмосферная рефракция должна быть исключена из наблюденного зенитного расстояния для того, чтобы получить истинное склонение. Для получения номинального значения рефракции следует

[4] Иногда эта ошибка называется ошибкой эксцентриситета. (*Прим.ред.*)

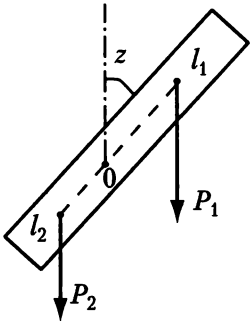

Рис. 6.8. Гнутие трубы.

использовать основные формулы, приведенные в гл. 3, или формулы (3.20) и (3.23). Это означает, что необходимо измерить температуру, давление и влажность воздуха в месте наблюдений, и также желательно знать цвет звезды. Если $R_0(z)$ – это вычисленная рефракция, то поправка к склонению звезды равна

$$\Delta\delta_R = \varepsilon R_0(z), \tag{6.17}$$

где $\varepsilon = +1$ в направлении на юг и $\varepsilon = -1$ в направлении на север для верхней кульминации и ε имеет противоположные знаки для нижней кульминации. В этой форме записи данная поправка справедлива также для наблюдений в южном полушарии.

Однако при особых местных условиях реальная рефракция может отличаться от вычисленной. Поэтому необходимо исправить R_0. Используя формулу Лапласа (3.16), поправку к склонению можно записать в виде:

$$\Delta\delta_4 = \varepsilon\left[(\alpha + \beta I_c)\ \mathrm{tg}\, z + \gamma\, \mathrm{tg}^3 z\right], \tag{6.18}$$

где α, β и γ – неизвестные параметры и I_c – показатель цвета, определяемый выражением (2.18).

Надо заметить, что описанная теория рефракции относится к внешней атмосфере и не учитывает тепловые воздушные потоки в трубе инструмента. Этот эффект может привести к дополнительному сдвигу изображения. Например, верхняя часть инструмента, которая ближе к открытой крыше павильона, обычно бывает холоднее нижней, где расположен микрометр. Нижняя часть трубы также лучше защищена от ветра. Горизонтальные слои воздуха в пави-

льоне определяют градиент температуры, и рефракция света в слоистом воздухе пропорциональна $\operatorname{tg} z$ (см. § 7.2.1.) Несмотря на различные формулировки, этот эффект обычно объединяют с гнутием трубы, хотя его величина изменяется в течение ночи, поскольку изменяются и температурные условия окружающей среды. Этот эффект был предсказан Хегом [115] и обнаружен Хегом и Миллером [121] на меридианном круге в Вашингтоне. Они показали, что его амплитуда в действительности пропорциональна градиенту температуры. Для того, чтобы учесть этот эффект, необходимо к формуле (6.16) добавить член, зависящий от разности температур Δt на верхнем и нижнем концах трубы:

$$\Delta\delta_3 = (a + b\Delta t)\sin|\phi - \delta|\,, \tag{6.19}$$

где b — неизвестный коэффициент.

Можно также устранить этот эффект путем слабого вентилирования вдоль стенок трубы. Этого достаточно, чтобы уменьшить градиент температуры, не исказив изображение звезды. Впервые этот метод был применен на меридианном круге Карлсберга в Ла Пальме (Канарские острова).

6.3.11. Суммарная поправка к склонению

Все поправки, которые мы рассмотрели в предыдущих параграфах, должны быть просуммированы. Неизвестные параметры должны быть найдены либо путем калибровки, либо определены методами, описание которых будет дано в разделе 6.2. Все ли эти поправки значимы, будет видно в процессе обработки результатов, но для начала мы запишем общую формулу, в которой поправки задаются выражениями (6.13), (6.04), (6.17), (6.18) и (6.19):

$$\begin{gathered}\Delta\delta = \Delta\delta_1 + \Delta\delta_1(\delta) + \varepsilon R_0(z) + \\ +\varepsilon\left[(\alpha + \beta I_c)\operatorname{tg} z + \gamma \operatorname{tg}^3 z\right] + (a + b\Delta t)\sin|\phi - \delta|\,.\end{gathered} \tag{6.20}$$

Учет этой поправки, однако, не дает нам истинного склонения наблюдаемой звезды, но позволяет определить истинное направление оптической оси инструмента. Чтобы найти истинное склонение, нужно учесть смещение звезды относительно оптической оси, которое определяется по отсчетам микрометра.

6.4. Микрометры

Сердцем инструмента является измерительная система, включающая микрометр. Она позволяет одновременно определять и время прохождения звезды через основную плоскость инструмента, и поправки к склонению. Классические микрометры имеют крест из неподвижных нитей, пересечение которых считается началом системы отсчета, связанной с инструментом (см. [296]), и сетку подвижных нитей[5]. Горизонтальная подвижная нить наводится наблюдателем на изображение звезды. Величина смещения нити регистрируется и дает поправку, которую необходимо добавить к отсчету разделенного круга для получения истинного склонения. Вертикальная подвижная нить наводится на движущееся изображение звезды и перемещается вместе с ней по мере ее прохождения в поле зрения микрометра. Рамка, к которой крепятся подвижные нити, замыкает и размыкает электрические контакты, установленные в фиксированных точках. Положение этих точек относительно начала системы отсчета микрометра известно. Моменты замыкания контактов регистрируются хронографом и используются затем для вычисления момента времени пересечения звездой центральной неподвижной вертикальной нити. На основе этого значения определяется звездное время, а значит и прямое восхождение звезды.

За последние несколько десятилетий было разработано и внедрено несколько новых типов микрометров. Они автоматически посылают информацию в компьютер для обработки данных, который в режиме он-лайн вычисляет поправки к априорным значениям прямого восхождения и склонения наблюдаемой звезды. Наблюдения ведутся фотоэлектрическим методом, так что более нет необходимости в присутствии человека около инструмента при наблюдениях. Это первый шаг на пути к полной автоматизации наблюдений. Список звезд для наблюдений с примерными значениями склонений и временами прохождения через меридиан составляется заранее. Компьютер управляет моторами, которые приводят трубу в движение и устанавливают ее в направлении на звезду, и запускает микрометр. Он также контролирует автоматическое считывание разделенного круга, принимает поток информации от различных датчиков и микрометра. Рассмотрим четыре типа автоматических микрометров.

---

[5]Классический нитяной микрометр был впервые применен Пикаром в Парижской обсерватории в 1668 г. (*Прим. ред.*)

6.4.1. Микрометр с вращающейся маской

Микрометр, сконструированный Рекиэмом [219] в обсерватории Бордо, состоит из двойной каретки. Одна двигается в направлении склонений и устанавливается первоначально в положение, соответствующее априорному склонению δ_0 звезды. Когда звезда с прямым восхождением α_0 входит в поле зрения, другая каретка начинает двигаться в горизонтальном направлении со скоростью, равной скорости изображения звезды со склонением δ_0. Назовем буквой Ω соответствующую точку в фокальной плоскости, в то время как центр изображения звезды в действительности находится в точке O (рис. 6.9). Маска, представляющая собой плоскую пластинку,

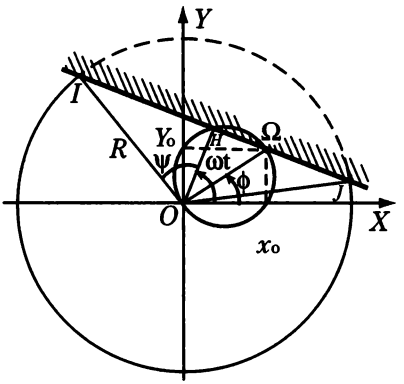

Рис. 6.9. Принцип работы микрометра с вращающейся маской.

вращается вокруг точки Ω с угловой скоростью ω и периодически закрывает изображение звезды, которое представляется кругом с радиусом R. Как формируется мгновенное распределение света, описано в § 3.4.6; в данном параграфе для упрощения вычислений мы будем считать, что это равномерно освещенный круг. Проблема состоит в определении координат x_0, y_0 точки Ω по отношению к осям Ox и Oy прямоугольной системы координат с центром O. Обозначим через D отрезок $O\Omega$. Пусть OH – перпендикуляр к краю маски, а ϕ – угол между $O\Omega$ и осью Ox. Тогда

$$\cos\phi = \frac{x_0}{D}; \qquad \sin\phi = \frac{y_0}{D},$$

и мы получим

$$OH = D\cos(\omega t - \phi).$$

Введем угол ψ между отрезками (OJ, OH). Очевидно, что угол между OH и OI также равен ψ, где I и J это точки пересечения края маски с краем изображения звезды. Получим:

$$\cos\psi = \frac{D\cos(\omega t - \phi)}{R}.$$

Теперь можно вычислить площадь и, следовательно, освещенность части изображения, которая не закрыта маской: она пропорциональна площади кругового сектора с центральным углом, равным $2\pi - 2\psi$, плюс площадь треугольника OIJ, если точка O не закрыта маской, или минус, если O закрыта. Эта площадь выражается формулой:

$$A = (\pi - \psi)\,R^2 + D\cos(\omega t - \phi)\sqrt{R^2 - D^2\cos^2(\omega t - \phi)},$$

или

$$\begin{aligned} A = R^2\Big[\pi - \arccos\left(\tfrac{D}{R}\cos(\omega t - \phi)\right) + \\ + \cos(\omega t - \phi)\sqrt{\tfrac{D^2}{R^2} - \tfrac{D^4}{R^4}\cos^2(\omega t - \phi)}\Big]. \end{aligned} \tag{6.21}$$

Это периодическая по времени функция с периодом, равным $2\pi/\omega$, которая может быть разложена в ряд Фурье по аргументу $(\omega t - \phi)$. Для того, чтобы вычислить первые члены этого разложения, введем параметр $z = D\cos(\omega t - \phi)/R$. Абсолютное значение z меньше 1, если предварительная установка маски достаточно точная. Так как освещенность пропорциональна площади A, то выражение (6.21) будет иметь вид:

$$\Phi = \Phi_0\left[\pi - \arccos z + z\sqrt{1 - z^2}\right].$$

Если разложить это выражение по степеням z и учесть, что

$$z = \frac{1}{R}\left(x_0\cos\omega t + y_0\sin\omega t\right),$$

то получим окончательную формулу:

$$\begin{aligned} \Phi = \Phi_0\Big[\tfrac{\pi}{2} + \tfrac{2}{R}(x_0\cos\omega t + y_0\sin\omega t) - \\ - \tfrac{1}{3R^3}(x_0\cos\omega t + y_0\sin\omega t)^3 + \ldots\Big]. \end{aligned} \tag{6.22}$$

Квадратурные члены первого порядка легко выделить в отклике фотоумножителя, который регистрирует величину освещенности Φ.

Они представляют собой сигнал ошибки при расчете движения двух кареток таким образом, что точка Ω в результате движется к центру O изображения и остается там в течение всего времени прохождения звезды. С этого момента микрометр начинает измерять положение и скорость движения кареток. Положение каретки по склонению периодически определяется по смещению сенсора относительно геометрического центра пересечения оптической оси и фокальной плоскости. Горизонтальное движение второй каретки регистрируется путем замыкания и размыкания контактов, расположенных в фиксированных точках держателя каретки.

6.4.2. Микрометр с качающейся решеткой

Этот прибор был разработан Э. Хегом и установлен в фокусе англо-датского автоматического меридианного круга Карлсберга в Ла Пальме [107], а также в Токио. Каретка, поддерживающая микрометр устроена так же, как описано выше. Измерения также основаны на последовательном перекрывании изображения двигающейся маской, которая, в этом случае, состоит из двух наклонных щелей (см. рис. 6.10).

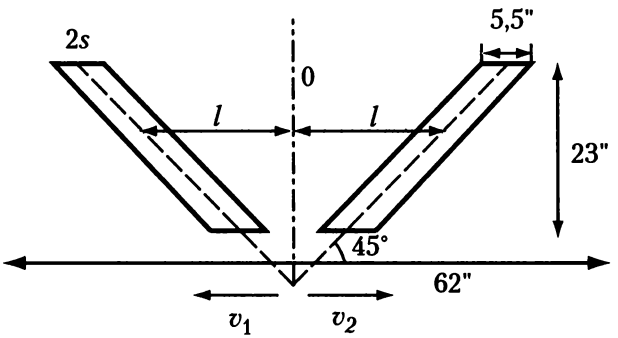

Рис. 6.10. Щели микрометра автоматизированного меридианного круга в Ла Пальме.

Маска движется в фокальной плоскости инструмента, качаясь из стороны в сторону в горизонтальном направлении со скоростью, соответствующей на небе $v = 38''\!,75$ в секунду. Поскольку на небе звезда движется со скоростью $15''\cos\delta$, изображение пересекает щели поочередно со скоростью (в секундах дуги за секунду времени):

$$w_1 = v + 15\cos\delta, \qquad w_2 = v - 15\cos\delta.$$

Это движение контролируется таким образом, что центральные точки щелей перемещаются вдоль теоретической траектории звезды, как показано на рис. 6.11.

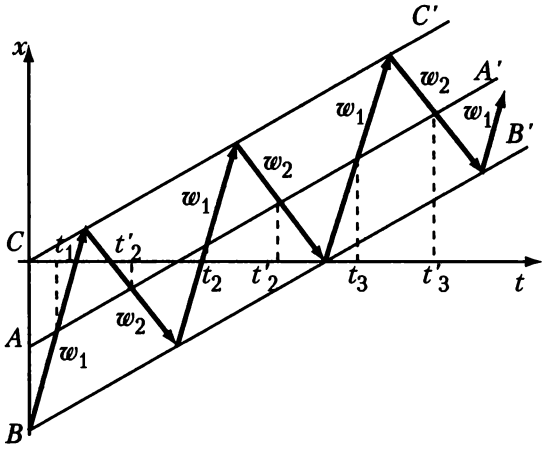

Рис. 6.11. Схематичное представление движения изображения относительно качающейся решетки в микрометре Карлсбергского меридианного круга в Ла Пальме.

Компьютер в режиме он-лайн определяет моменты времени, в которые направление движения должно быть изменено на противоположное. На этом рисунке AA' представляет теоретическое движение звезды, вычисленное на основе приближенных координат α_0, δ_0. Точки изменения направления скорости маски лежат на BB' и CC'. Скорость перемещения изображения по щели в каждом из отрезков между BB' и CC' равна или w_1, или w_2. Теоретические моменты прохождения звезды по щелям равны последовательно t_1, t'_1, t_2, t'_2 и т.д. Моменты времени, в которые изображение звезды пересекает середину щелей, равны

$$T_{11} = t_1 - l/w_1, \qquad T_{12} = t_1 + l/w_1, \qquad T'_{11} = t'_1 - l/w_2,$$
$$T'_{12} = t'_1 + l/w_2, \qquad T_{21} = t_2 - l/w_1, \qquad \text{и т.д.}$$

В этих формулах l — расстояние от центральной точки щели до оси симметрии, как показано на рис. 6.10.

Если прямое восхождение звезды равно $\alpha_0 + \Delta\alpha$, то все моменты наблюдений сдвигаются на $\Delta\alpha \cos\delta/15$ секунд. Если N — число колебаний решетки за время прохождения звездой поля зрения, то получим:

$$\Delta\alpha \cos\delta = \frac{15}{2N} \sum_{i=1}^{N} \left[\left(\frac{T_{i1} + T_{i2}}{2} - t_i \right) + \left(\frac{T'_{i1} + T'_{i2}}{2} - t'_i \right) \right]. \quad (6.23)$$

Аналогично, если склонение звезды равно $\delta_0 + \Delta\delta$, то угловое расстояние между прохождениями средней линии щелей уже не равно $2l$, а равно $2l + 2\Delta\delta$:

$$T_{11} = t_1 - l/w_1 - \Delta\delta/w_1, \qquad T_{12} = t_1 - l/w_1 + \Delta\delta/w_1,$$
$$T'_{11} = t'_1 - l/w_2 - \Delta\delta/w_2, \qquad \text{и т.д.}$$

Для N колебаний решетки имеем:

$$\Delta\delta = \frac{1}{4N} \sum_{i=1}^{N} \left[w_1 \left(T_{i2} - T_{i1} \right) + w_2 \left(T'_{i2} - T'_{i1} \right) \right]. \quad (6.24)$$

Итак, обе величины $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ могут быть получены из измерений времен прохождения изображения по решетке. Покажем, как это делается. В прямоугольной системе координат Ox, Oy, где O — центр изображения (рис. 6.12), распределение света описывается некоторой функцией $f(x, y)$. Фотоумножитель регистрирует не мгновенное изображение, поэтому спеклы усредняются. Это означает, что функция f описывает усредненное изображение, зависящее от средней атмосферной турбулентности.

Абсцисса щели и, следовательно, центральная линия Δ перемещается со скоростью w. Абсцисса точки C на пересечении Δ с Ox равна

$$X = w\left(t - t_0\right), \quad (6.25)$$

где t_0 — момент, в который C и O совпадают, и его необходимо определить. Края щели D_1 и D_2, параллельные линии Δ, пересекают ось Ox в точках A и B с абсциссами $X - s$ и $X + s$ соответственно, где $2s$ — ширина щели. Полная освещенность на щели будет

$$\Phi = \int_{D_1}^{D_2} f\left(x, y\right) dxdy.$$

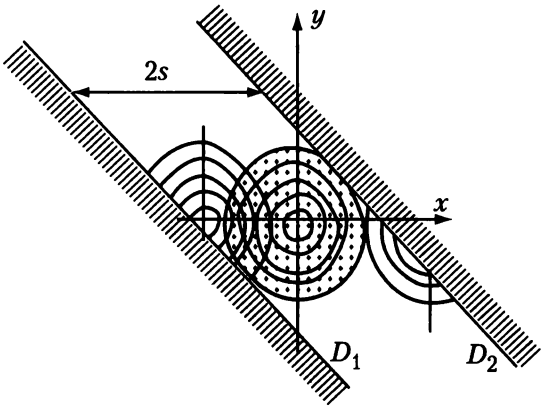

Рис. 6.12. Движение щели относительно изображения звезды, которое схематично представлено изофотами.

Для случая, показанного на рис. 6.12, уравнения краев щели D_1 и D_2 имеют вид:

$$x + y - w\,(t - t_0) + s = 0$$
$$x + y - w\,(t - t_0) - s = 0.$$

Следовательно,

$$\Phi(t) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dy \int\limits_{wt(t-t_0)-s+y}^{wt(t-t_0)-s-y} f(x, y)dx. \qquad (6.26)$$

В отличие от результатов, описание которых дано в § 5.3.2, размеры изображений звезд малы по сравнению с шириной щели. Поэтому в течение некоторого временного интервала весь свет от звезды проходит через щель, так что функция $\Phi(t)$ имеет форму, показанную на рис. 6.13, со значительным плоским плато.

Только точки на фронтах этой кривой дают информацию о времени пересечения изображения краями щели. Предполагая, что функция $\Phi(t)$ симметрична относительно момента t_0, достаточно определить моменты времени t_1, t_1', t_2, t_2', и т.д., в которые интенсивности, регистрируемые фотоумножителем, равны между собой. Получим:

$$t_0 = t_1' - t_1 = t_2' - t_2 \ldots = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(t_i{}' - t_i)\,.$$

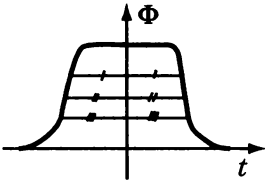

Рис. 6.13. Форма сигнала фотоумножителя.

Более строгий метод состоит в калибровке $\Phi(X)$ при разном состоянии атмосферы и качестве изображения. Затем вычисляется корреляционная функция $\Phi(X)$ и наблюдаемого профиля распределения интенсивности по щели, который обозначим как $R(X)$. Используя формулу (6.25), корреляционную функцию можно записать в виде:

$$F(t_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(t)\, R(w(t - t_0))\, dt.$$

Момент T_0, для которого $F(t_0)$ максимальна, соответствует моменту пересечения центральной линией щели центра изображения.

6.4.3. Использование диссектора

Другое решение было найдено в Военно-морской обсерватории США. Микрометр установлен в фокусе 7-дюймового меридианного круга [126] на станции Блэк Бирч в Новой Зеландии. Как и в предыдущих случаях, каретка движется с постоянной скоростью, пропорциональной $\cos\delta$. На каретке закреплены две вертикальные и две горизонтальные микрометрические нити (рис. 6.14). Их положение и расстояние между ними прокалиброваны: по горизонтали относительно каретки, а по склонению относительно оптической оси трубы. Сторона квадрата, образованного нитями, соответствует на небе 30 секундам дуги. Фотоприемник, находящийся позади каретки, называется *диссектором*.

Диссектор — это специальный вид фотоумножителя, который создает электронный образ оптического изображения, фокусируемого на фотокатоде[6]. Это изображение фокусируется отклоняющими

[6]Диссектор — это передающая телевизионная трубка без накопления заряда. К основным достоинствам прибора относятся линейность характеристики, безынерционность, отсутствие паразитных сигналов; к недостаткам — низкая чувствительность. (*Прим. ред.*)

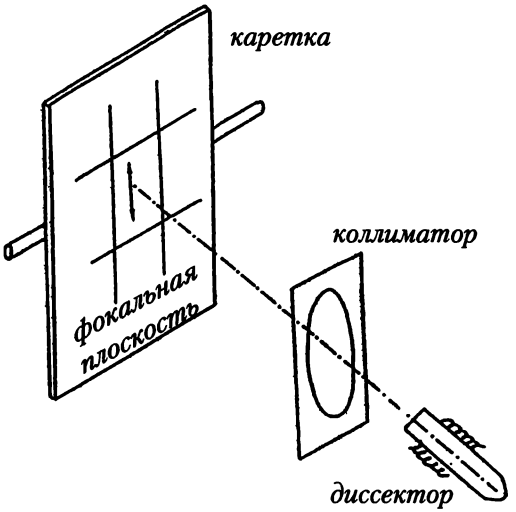

Рис. 6.14. Принцип работы микрометра на основе диссектора.

катушками на заднюю стенку трубки[7]. Изменяя напряжение на катушках, можно смещать электронное изображение и сфокусировать любую его точку на малом отверстии (диафрагме). Только электроны, проходящие через эту диафрагму, регистрируются детектором, представляющим собой обыкновенный счетчик фотонов (см. § 5.2.1). Зависимость между электрическими токами в отклоняющих катушках I_x и I_y и положением ξ, η точки оптического изображения выражается следующими формулами:

$$\xi = f\left(I_x, I_y\right); \qquad \eta = g\left(I_x, I_y\right). \tag{6.27}$$

Эти функции линейны при небольшом изменении токов. Их вид определяется до, после и один раз во время наблюдений. Для этого объектив телескопа закрывают, нити микрометра подсвечивают, а диссектор сканирует поле зрения.

На основе измерений находят соотношение между положением нитей и интенсивностью в каждой точке поля, из которого выводятся выражения (6.27).

[7]В диссекторе имеется две коаксиальные катушки. Внешняя фокусирует изображение на задней стенке прибора, а внутренняя, смещая изображение как целое, осуществляет развертку. Сигнал от отдельных точек изображения перед регистрацией усиливается встроенным фотоумножителем. (*Прим. ред.*)

В начале наблюдения инструмент устанавливается таким образом, что изображение звезды находится внутри квадрата из нитей микрометра. Диссектор сканирует все поле. В это время каретка прямого восхождения двигается с расчетной теоретической скоростью изображения звезды, запоминаются также данные с датчиков установки телескопа по склонению. Затем диссектор начинает сканировать поле размером в несколько секунд дуги с центром на изображении звезды. В результате получается массив измерений интенсивности света в координатной системе, задаваемой нитями, которая выводится на основе функций (6.27). После вычисления центра изображения по формулам, аналогичным формулам в § 5.1.5, получаем поправки к склонению и отсчетам горизонтальной каретки.

6.4.4. Микрометр на основе ПЗС

Появление ПЗС (см. § 5.2.2) значительно изменило концепцию записи данных, получаемых на меридианных кругах. Небольшие ПЗС-матрицы устанавливаются в фокальной плоскости микроскопов для записи в память компьютера делений разделенного круга. Отсчеты исправляются за ошибки диаметров круга и, если это необходимо, за ошибку эксцентриситета. Микрометр с ПЗС можно поместить на движущуюся каретку и, как и в случае диссектора, записывать изображение звезды в системе отсчета, связанной с ПЗС. При этом начало системы отсчета связывается с прямыми восхождениями и склонениями.

Лучшим решением является размещение ПЗС-матрицы в фокальной плоскости. Матрица при этом фиксируется относительно трубы инструмента и используется в режиме сканирования (§ 5.2.5). Механическое движение каретки заменяется контролируемой электронным образом скоростью считывания с ПЗС-матрицы. Это дает возможность избежать влияния неизбежного механического дрожания каретки от работающего мотора и уменьшить шумы при наблюдениях. Такие микрометры установлены сейчас на многих инструментах, например, на меридианных кругах в Бордо и Флагстаффе. Последний известен как астрометрический сканирующий пассажный инструмент во Флагстаффе (Flagstaff Astrometric Scanning Transit Telescope, FASTT) (см. [262, 263]). Это 20-сантиметровый ($f/10$) полностью автоматизированный меридианный инструмент, работающий в сканирующем режиме. Детектором служит 2048 × 2048-пиксельная матрица ПЗС, охлаждаемая жидким азотом. По-

ле зрения матрицы — квадрат со стороной 50,′7 (1,″486 на пиксел). Наблюдения могут продолжаться несколько часов, сканирование по склонению выполняется при постоянном зенитном расстоянии. Преимуществом наблюдений в таком режиме является то, что большинство ошибок, описание которых дано в § 6.3.8–6.3.11, постоянны. Недостатком является худшее согласие между значениями склонений, полученными при разных погодных условиях. Для того, чтобы преодолеть эту проблему, наблюдаемые полоски неба перекрываются, так что одни и те же опорные звезды используются для определения положения звезд на обоих участках неба.

Процедура редукции наблюдений аналогична той, что уже рассматривалась для фотометрических пластинок, но из-за того, что поле зрения вытянуто, необходимо учесть бо́льшее число поправок при определении координат вдоль направления сканирования. Формула (5.11) принимает следующий вид, если X и Y — стандартные координаты, а x и y — наблюдаемые координаты:

$$X - x = A_0 + A_1x + A_2y + A_3xy + A_4x^2 + A_5x^3 + A_6x^4 + A_7x^5,$$
$$Y - y = B_0 + B_1x + B_2y + B_3xy + B_4x^2 + B_5x^3 + B_6x^4 + B_7x^5.$$

6.4.5. ПЗС-телескопы

Из приведенного выше описания использования пассажного инструмента в сканирующем режиме видно, что в действительности некоторые его специфические свойства не используются. Поэтому его можно заменить более простым телескопом, наблюдения на котором проводятся в меридиане на фиксированном зенитном расстоянии. Сложная и не очень стабильная конструкция пассажного инструмента становится ненужной; телескоп может быть жестко закреплен на основании.

При использованием ПЗС-матриц в микрометрах было достигнуто увеличение точности, но при этом главным преимуществом является все же значительно большая чувствительность приемника. Применение ПЗС обеспечивает выигрыш в несколько звездных величин при наблюдении слабых объектов. С помощью фотоэлектрических меридианных кругов можно наблюдать объекты 14-17 звездной величины. Выигрыш в несколько величин позволяет наблюдать большое количество квазаров и компактных галактик, позволяя находить положение звезд в системе отсчета, связанной с внегалактическими источниками. Такой инструмент наиболее подходит для

расширения существующих каталогов в область больших звездных величин, для определения опорных звезд, необходимых для фотографической или ПЗС астрометрии слабых звезд.

6.5. Горизонтальные меридианные круги

Несколько попыток было предпринято или предпринимается сейчас для создания других типов меридианных кругов и пассажных инструментов, которые были бы лишены некоторых инструментальных ошибок или же эти ошибки были бы значительно уменьшены. Поскольку обычно склонения определяются с худшей точностью, чем прямые восхождения, то основные усилия конструкторов были направлены на разработку более компактных деталей двигающихся частей или даже на их полную замену, где это возможно, на жесткие конструкции.

Наиболее продвинутое решение этой проблемы, заметим, единственное, которое действительно имело некоторый относительный успех — это *горизонтальный меридианный круг.* Одна из первых серьезных попыток создания инструмента была сделана Аткинсоном [5], но она в конце концов не удалась. Однако, примерно в то же время, три прототипа такого инструмента были построены в Порто и Оттаве (которые позднее были закрыты) и в Пулково. Опишем здесь некоторые детали данной разработки.

6.5.1. Пулковский горизонтальный меридианный круг

Теоретические основы данного инструмента разработаны Сухаревым [267], описание первого прототипа дано Тимашковой [278]. С тех пор было сделано большое количество исследований и модификаций проекта [212]. Позднее были сделаны несколько модификаций микрометрической системы [94], пока инструмент не стал работоспособным. Основной частью инструмента является монолитная плита из нержавеющей стали, на которой установлены опоры, фиксирующие горизонтальную ось вращения в направлении восток-запад. На оси закреплено 30-сантиметровое плоское зеркало. Свет, отраженный от звезды, проходящей меридиан, можно наблюдать на одной из двух горизонтальных визирных труб, лежащих в направлении север–юг (рис. 6.15). Их апертура равна 19 см, и фокусное расстояние 4,2 м. В фокальной плоскости каждой из труб расположены микрометры, принцип действия которых описан в § 6.4.2. Сейчас

они заменены на ПЗС-микрометры. Разделенные круги насажены на горизонтальную ось, а против них установлены барабаны с двумя парами микроскопов.

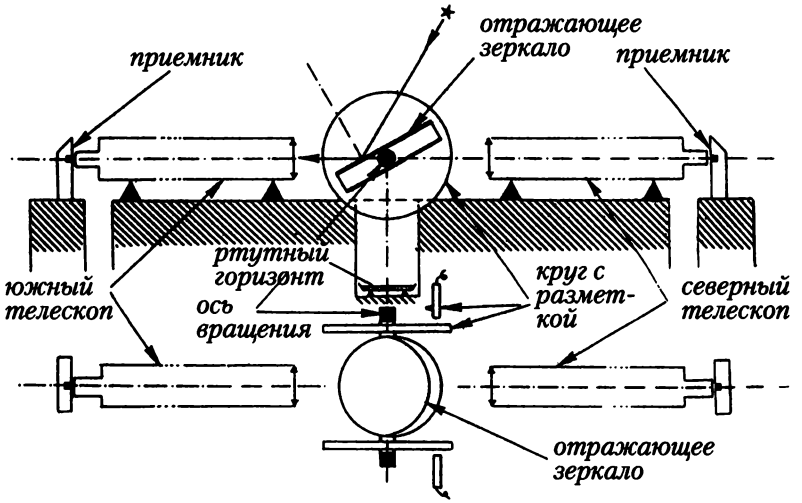

Рис. 6.15. Схема Пулковского горизонтального меридианного круга (вид с востока — *верхний рисунок* и сверху — *нижний рисунок*) (из [214]).

Наблюдения могут быть выполнены любым из двух микрометров. Одновременно положение горизонтальной оси зеркала (то есть цапф) контролируется автоколлимационным методом: положение маркеров, которые нанесены на зеркалах, расположенных на торцах цапф, измеряется с помощью коллиматоров. Ртутный горизонт, установленный под зеркалом, используется для калибровки инструмента: определения точки надира, наклонности горизонтальной оси, коллимации.

Основным преимуществом этого инструмента является отсутствие гнутия и рефракции внутри трубы. В целом стабильность центрального блока также значительно лучше, чем у классических пассажных инструментов. Основным недостатком является то, что угол, измеряемый разделенными кругами равен $z/2$, а не z, так что точность определения склонения для подобных измерительных систем в два раза хуже. Этот дефект является общим для всех горизонтальных меридианных кругов. Дополнительными проблемами явля-

ются рефракция и проблемы с качеством изображения в горизонтальной трубе. Кроме этого, не предусмотрено непосредственное наблюдение азимутальных марок. Но в то же время горизонтальный меридианный круг является хорошей жесткой конструкцией и перспективен для проведения наблюдений в сканирующем режиме.

Опыт, приобретенный при создании этого инструмента, вдохновил на продолжение работ в этом направлении. С использованием этих принципов был построен новый инструмент [93]. Горизонтальные визирные трубы вакуумированы. Длина их равна 8 м, что обеспечивает в два раза лучшую точность при определении прямых восхождений по сравнению с Пулковским горизонтальным меридианным кругом. С применением ПЗС-микрометров, улучшением моделирования рефракции и теории редукции можно ожидать, что на хорошо откалиброванном круге точность наблюдений за время одного сканирования достигнет в будущем 0″,01–0″,02 при измерении прямых восхождений и 0″,02–0″,03 при определении склонений.

6.5.2. Осевые меридианные круги

Другой тип горизонтальных меридианных кругов был предложен Хегом [114]. Зеркало является частью стеклянного цилиндра, вращающегося вокруг оси восток–запад; разделенный круг закрепляется на торце цилиндра (рис. 6.16). Визирная труба также направлена вдоль оси восток–запад. Наклон зеркала контролируется с помощью метода автоколлимации и маркера на торце цилиндра. В другой версии прибора используется телескоп-рефлектор для контроля зеркала через отверстие в торце цилиндра. Автоколлимационный метод реализуется с помощью маленького зеркала, наклеенного на основное зеркало рефлектора.

В г. Николаеве на прототипе *осевого меридианного круга*, построенного по описанным выше принципам [248], были проведены успешные наблюдения. Затем была построена новая модификация инструмента. Снабженный ПЗС-приемником, он имеет фокусное расстояние, равное 12,3 метра. Меридианный круг начал работать в 1995 г. Стабильная горизонтальная конструкция, жестко прикрепленная к основанию, устраняет все механические нестабильности трубы и классических меридианных инструментов. Система с вращающимся зеркалом имеет лучшую стабильность, чем тяжелая труба на опорах. Таким образом, инструментальные параметры более стабильны, поэтому они могут быть найдены с меньшими ошиб-

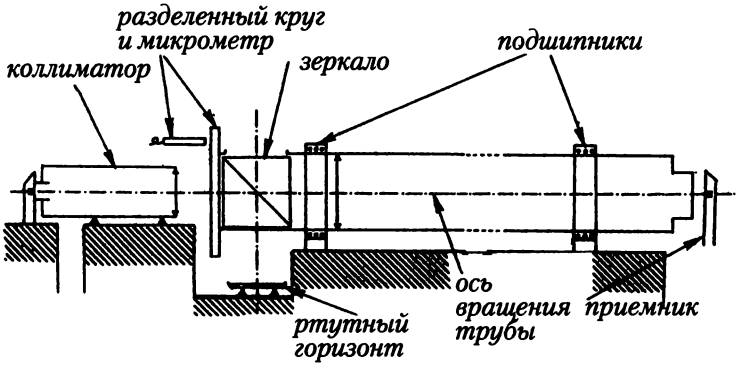

Рис. 6.16. Устройство осевого меридианного круга (из [214]).

ками. Из-за большого масштаба, который определяется фокусным расстоянием, ошибки измерений значительно меньше, чем у классических инструментов. Ковальчук и др. [157] утверждают, что изменение инструментальных параметров при вариации температуры в пределах 31°C приводит к смещению 0″,09 по α и 0″,05 по δ. Это на порядок величины меньше, чем в классическом меридианном круге.

Осевые меридианные круги, по-видимому, представляют уникальное решение, дающее возможность использовать пассажные инструменты в будущем.

6.6. Обработка меридианных наблюдений

В добавление к внутренним ошибкам микрометров и диаметров разделенного круга основным источником ошибок при определении положения звезд с помощью меридианного круга является рефракция. Изменения инструментальных параметров также вносят систематические ошибки, которые должны быть учтены при обработке.

С помощью имеющейся теории рефракции не всегда можно объяснить реальное смещение изображений, особенно в очень сложном температурном поле около инструмента. Ранее (в § 6.3.5 и 6.3.11) было отмечено, что инструментальные параметры не определяются точно из лабораторных наблюдений, которые к тому же не позволяют проследить их изменение во времени. По этим причинам необходимо искать пути повышения точности определения этих параметров из наблюдения звезд.

6.6.1. Относительные наблюдения

Целью большинства программ наблюдений на меридианном круге является расширение опорной системы, материализацией которой является каталог большого числа относительно слабых звезд. При таких наблюдениях положения некоторых звезд считаются заранее известными (к ним относятся, например, звезды из каталогов FK5, ACT, TRC или Hipparcos). Далее должна быть принята процедура обработки наблюдений, согласно модели, описанной в § 5.1.6.

Координаты опорных звезд S_i из каталога используются для вычисления видимых мест звезд на эпоху наблюдения с учетом всех эффектов, описанных в гл. 4 (прецессии, нутации, суточной и планетной аберраций, собственного движения, параллакса), и принятой теории рефракции. Звездное время и широта телескопа вычисляются с учетом вариаций UT1 и движения полюса.

Пусть α_i и δ_i — это видимые координаты звезды S_i, вычисленные по принятому алгоритму редукции. Пусть α_{i0} и δ_{i0} — это «сырые», полученные из наблюдений, положения этой звезды на основе отсчетов микрометра и разделенного круга. Разность между полученными из наблюдений и вычисленными значениями положений звезд зависит от величин инструментальных параметров, ошибок в моделях, используемых для расчета положений опорных звезд (это ошибки рефракции и априорных координат из каталога) и ошибок наблюдений. Разность прямых восхождений можно представить следующим уравнением:

$$\begin{gathered}(\alpha_{i0} - \alpha_i)\cos\delta_i = m\cos\delta_i + n\sin\delta_i + \\ + c + c'(t - t_0) + \Delta\alpha_i\cos\delta_i + \varepsilon_{\alpha i},\end{gathered} \tag{6.28}$$

в которое в дополнение к параметрам Бесселя c, m, n включена поправка к коллимации, зависящая от времени, и ошибка $\Delta\alpha_i$ каталожного значения прямого восхождения в каталоге. Предполагается, что ошибка наблюдений $\epsilon_{\alpha i}$ имеет случайный характер. Для склонений можно записать уравнение, имея в виду выражение (6.20):

$$\begin{gathered}\delta_{i0} - \delta_i = \Delta\delta_0 - \Delta\delta_1(\delta_i) + \varepsilon\left[(\alpha + \beta I_c)\operatorname{tg} z_i + \gamma\operatorname{tg}^3 z_i\right] + \\ + (a + b\Delta t)\sin z_i + \Delta\delta_i + \varepsilon_{\delta i}.\end{gathered} \tag{6.29}$$

К формуле добавлены ошибка склонения звезды в каталоге $\Delta\delta_i$ и ошибка наблюдений $\epsilon_{\delta i}$.

Наблюдения обрабатываются либо группами по несколько часов, либо одной серией, полученной за одну ночь. Если наблюдается N опорных звезд, то можно составить N уравнений (6.28) и N уравнений (6.29). Но так как количество неизвестных $\Delta\alpha_i$ и $\Delta\delta_i$ равно $2N$, то решить их невозможно. Поэтому в качестве дополнительных условий принимается, что $\Delta\alpha_i$ и $\Delta\delta_i$ распределены случайным образом. Среднее значение этих величин включается в параметры m и $\Delta\delta_0$, в то время как случайная часть вносит вклад в ϵ_α и ϵ_δ. После этих предположений из уравнений можно исключить ошибки априорных положений звезд и решить систему из $2N$ уравнений (6.28) и (6.29) методом наименьших квадратов, оценить параметры в этих уравнениях, их дисперсии с учетом априорной дисперсии наблюдений.

Далее аналогичные уравнения записываются для всех других наблюдаемых звезд S_j. Так как инструментальные параметры уже найдены, можно вычислить α_{0j} и δ_{0j} на основе приближенных значений средних координат. Решая уравнения, получаем оценки $\Delta\alpha_j$ и $\Delta\delta_j$. Оценки дисперсий вычисляются на основе априорной оценки случайных ошибок наблюдений и дисперсий, которые найдены для инструментальных параметров.

Строго говоря, $\Delta\alpha_j$ и $\Delta\delta_j$ — это поправки к видимым положениям, и необходимо учесть в обратном порядке все поправки для того, чтобы получить средние положения на эпоху каталога. Однако, вычисления показывают, что с учетом ошибок измерений $\Delta\alpha_j$ и $\Delta\delta_j$ могут считаться поправками к средним координатам.

6.6.2. Полная обработка

Классическим подходом к построению каталога положений звезд, наблюдаемых на меридианном круге, является выполнение обработки сеанса наблюдений в течение каждой ночи по методу, описанному в предыдущем параграфе. В результате вычисляются средние значения поправок к прямому восхождению и склонению каждой звезды. Основным допущением является то, что условия наблюдений независимы от ночи к ночи. Это, конечно, не соответствует истине, и существует зависимость некоторых параметров от времени.

Сейчас с использованием высокоскоростных компьютеров стало возможным использовать при вычислениях весь массив данных, полученных за несколько лет наблюдений. При этом моделируется из-

менение инструментальных параметров и рефракция. Фактически решается все та же задача: обработка наблюдений от ночи к ночи, потому что это единственный способ изучения поведения инструмента во времени и определения нарушения в работе, дрейфа параметров некоторых подсистем (например, расфокусировки или децентрирования микрометров).

При подготовке глобального уравнивания уравнения (6.28) и (6.29) записываются для всех наблюдений, независимо от того, имеется звезда в опорном каталоге или нет. Обычно, каждая программная звезда наблюдается 4–8 раз за год, в то время как опорные звезды наблюдаются значительно чаще.

Детальный анализ обработки каждой серии зависит от различных инструментальных или рефракционных параметров, условий окружающей среды (температуры разных частей инструмента и павильона, влажности, давления, ветра). Предполагается, что зависимость параметров от метеоусловий известна и моделируется некоторой аналитической функцией (если понятна физика явления, например, зависимость рефракции от влажности, или наклонности оси от температуры). В некоторых случаях долгопериодические вариации параметров не могут быть объяснены. Примером может быть коллимация. Разработаны мощные математические программы для распознавания и моделирования таких зависимостей в наборе данных (см., например, [25]).

Окончательно определяются K внешних a_k $(1 \leqslant k \leqslant K)$ и J инструментальных параметров P_j $(1 \leqslant j \leqslant J)$, величины которых определяются для конкретного промежутка времени. Если величина некоторой инструментальной поправки переменна на M последовательных временных интервалах, то можно рассматривать вместо одного M различных параметров p_j, p_{j+1}, ..., p_{M+j-1}. Они все должны быть достаточно малыми, так что их вклад линеен. Эта процедура уже была описана в § 4.4.2. Всегда можно заменить любые p_j на $\Delta p_j = p_j - p_{j0}$, где p_{j0} — это приближенное известное значение, такое, что новый параметр Δp_j достаточно мал в течение некоторого интервала времени. Окончательно имеем L неизвестных, и уравнение принимает вид для момента наблюдений t:

$$\begin{gathered}(\alpha_{i0}(t) - \alpha_i(t)) \cos\delta_{i0} = \\ = \sum_{j=1}^{L} F_j(a_1, ...a_K, t) p_j + \Delta\alpha_i \cos\delta_{i0} + \varepsilon_i(t),\end{gathered} \tag{6.30}$$

$$(\delta_{i0}(t) - \delta_i(t)) = \sum_{j=1}^{L} G_j(a_1, ...a_K, t)p_j + \Delta\delta_i + \varepsilon'_i(t), \qquad (6.31)$$

где F_j и G_j — функции внешних параметров, моделирующие зависимости p_j относительно этих параметров. Каждая звезда наблюдается 4–8 раз; программа включает несколько тысяч звезд. Число параметров достигает нескольких десятков, но в любом случае меньше сотни. При этих условиях система уравнений может быть решена методом наименьших квадратов. Единственной проблемой может быть существование возможной корреляции между некоторыми параметрами p_j. Анализ корреляционных связей может привести к необходимости изменения или уменьшения числа параметров. Но в любом случае решение системы дает набор поправок $\Delta\alpha_i$ и $\Delta\delta_i$. Каждая система имеет дефект ранга, равный единице. Надо либо присвоить одному значению $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ заданное значение или ввести условие, что решением является вектор $\mathbf{V} = (\alpha_i)$ и/или $\mathbf{W} = (\delta_i)$ с минимальной нормой. Теорию решения таких уравнений можно найти в работе [217]. Слегка измененный метод применен в [275] для обработки 170 000 наблюдений, проведенных в течение десяти лет на фотоэлектрическом меридианном круге в Бордо.

6.6.3. Точность наблюдений

По очень грубой оценке фотоэлектрические меридианные круги имеют точность в два–три раза лучше, чем классические визуальные инструменты. Выигрыш в чувствительности равен сотне (пять звездных величин) и десяти в скорости наблюдений. Рекиэм [220] провел сравнение меридианных кругов в Бордо и Ла Палме. Инструмент в Бордо может наблюдать звезды с максимальной величиной, равной 13. Стандартные ошибки одного наблюдения равны 0,″11 и 0,″16 по прямому восхождению и склонению, соответственно. Обработка десятилетнего ряда наблюдений, проведенная Тейксейра и др. [275], позволила найти значения собственных движений со среднеквадратичным уклонением по отношению к собственным движениям каталога FK5, примерно равным 0,″02 за год (при среднем времени наблюдений отдельных звезд около 6 лет). Отсутствие систематических разностей проиллюстрировано на рис. 6.17. Аналогичные результаты были получены при сравнении с собственными движениями, полученными по проекту Гиппаркос, но с бо́льшими неточностями из-за того, что в Бордо начали наблюдать звезды Гип-

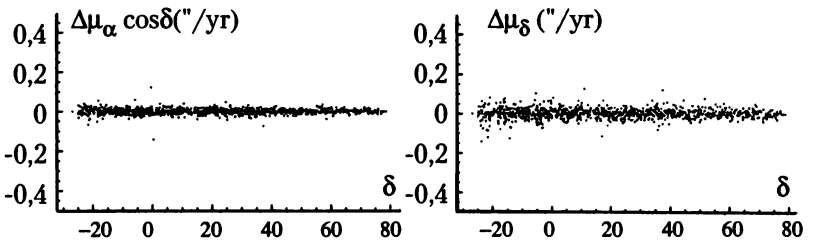

Рис. 6.17. Разности собственных движений, полученных из наблюдений на меридианном круге в Бордо, и собственных движений FK5 [275].

паркос слишком поздно. Однако, систематических разностей между двумя инструментами не обнаружено.

Время одного наблюдения на меридианном круге в Ла Палме более короткое (15–20 с вместо 30–40 с); в результате стандартная ошибка в прямом восхождении увеличивается до 0″,14, но зато можно наблюдать в два раза больше звезд за ночь. Ошибки в определении склонения тоже равны 0″,14, главным образом из-за более современной механики инструмента. Другие инструменты (Токио, Военно-морская обсерватория США) имеют такие же ошибки наблюдений. Это дает возможность получить средние годовые положения по результатам примерно десяти наблюдений с ошибкой порядка 0″,04–0″,05. Сравнение результатов, полученных в Ла Палме и Бордо, показывает отсутствие каких-либо систематических ошибок, больших 0″,02 [197]. Сравнения с каталогом Hipparcos подтвердили эти выводы.

Стоит упомянуть результаты, полученные на осевом меридианном круге в Николаеве (§ 6.5.2). В настоящее время случайные ошибки, полученные из наблюдений 65 000 звезд, того же порядка величины, что и на других меридианных кругах. Однако здесь есть возможность для улучшения точности, в частности используя более качественные ПЗС-матрицы. Стабильность инструмента оправдывает надежды коллектива сотрудников обсерватории на то, что средняя ошибка около 0″,02 может быть достигнута за три года наблюдений [157].

Другую оценку использования ПЗС-приемников в сканирующем режиме дают результаты, полученные на круге FASTT [263]. Наблюдения использовались для определения положений более чем 1 250 000 звезд до 18-й звездной величины в 16 экваториальных зо-

нах по 24 квадратных градуса в каждой [265]. Время сканирования было равно 200 с, и оно определило стандартную ошибку в 0,″16. Каждая зона сканировалась 55 раз. Общее уравнивание дает внутренние ошибки порядка 0,″20 для звезд ярче 14-й звездной величины. Ошибки возрастают до 0,″70 для более слабых звезд. Реальные ошибки больше (до ±0,″26) из–за неточности координат опорных звезд, взятых из каталогов ACT и Tycho.

В настоящее время выполняется другая важная программа: первый астрографический каталог Военно-морской обсерватории США (First US Naval Observatory CCD Astrograph Catalog, UCAC) покроет все небо и будет включать примерно 80 миллионов звезд до 16-й звездной величины. Первая часть программы уже выполнена [307]; наблюдениями покрыто около 80% площади южного полушария. Ошибки в определении положения для звезд 10–14 звездной величины лучше 0,″20 и возрастают до 0,″70 для звезд предельной 16-й звездной величины.

Глава 7.

Инструменты, использующие метод равных высот

Для определения координат звезд на меридианных кругах регистрируют моменты прохождения звезд через опорную плоскость, определяемую конструкцией инструмента. Однако плоскость меридиана не является единственной плоскостью, которая может считаться опорной. Например, предпринимались попытки наблюдений в первом вертикале (плоскости, проходящей через точки зенита, востока и запада), но они не увенчались успехом. Возникли те же технические проблемы, что и при использовании меридианных кругов, но количество доступных для наблюдений звезд оказалось много меньше, изображения звезд пересекали опорную плоскость не в перпендикулярном к ней направлении. В дополнение к этому, определение инструментальных параметров стало гораздо более сложным. Все это – следствие несимметричной картины прохождения звезды через первый вертикал.

Сказанное выше не относится к случаю, когда в качестве опорной плоскости используется малый горизонтальный круг, также называемый *альмукантаратом* или *кругом высоты*[1], все точки кото-

[1] В отечественной литературе кругом высоты называется большой круг, проходящий через светило и зенит. (*Прим. ред.*)

рого имеют одинаковое зенитное расстояние. Имеются два больших преимущества данного метода: рефракция одинакова для всех звезд и инструмент более компактен и стабилен с точки зрения механики, что уменьшает величину инструментальных поправок. Недостатком является очень малое количество звезд, наблюдаемых в единицу времени. Предметом рассмотрения в данной главе является конструкция нескольких инструментов, основанных на данном принципе: астролябий и фотографических зенитных труб. Последние служат для наблюдения при нулевом зенитном расстоянии.

7.1. Принцип работы астролябий

Астролябия – это инструмент, регистрирующий момент прохождения звезды через малый круг, расположенный на зенитном расстоянии z. Очевидно, что возможны наблюдения только звезд со склонениями, лежащими в интервале от $\phi + z$ до $\phi - z$, где ϕ – широта инструмента. В течение многих лет, когда астролябии в основном использовались для определения параметров вращения Земли, z бралось равным 30°. Этот угол легко реализовать на практике, его величина дает возможность наблюдать довольно большое количество звезд. Наблюдения по этой программе были прекращены, так как их точность уступала различным современным методам, описанным в главах 10 и 11. Потом астролябии применялись только для определения положений звезд. Но с появлением космической астрометрии и очень эффективного использования меридианных кругов в сканирующем режиме эта программа также была закрыта. Однако осталась одна задача, которая может быть решена только с помощью наблюдений на астролябиях, дающих уникальные результаты: это измерение видимого диаметра Солнца. Поэтому, сначала опишем принцип и устройство классических астролябий, как введение к конструкции солнечной астролябии.

7.1.1. Геометрия наблюдения

Пусть z – зенитное расстояние светила, ϕ – широта наблюдателя и δ – склонение звезды. Предположим, что обсерватория находится в северном полушарии, и что z меньше, чем $\pi/2 - \phi$ (рис. 7.1). Рассмотрим параллактический треугольник с вершинами в полюсе мира P, точке зенита Z и звезде S, которая находится на пересечении круга высоты и параллели со склонением δ. Двугранный угол меж-

ду небесным меридианом и кругом склонения звезды — это часовой угол $H = T - \alpha$, двугранный угол между меридианом и вертикалом звезды — это азимут, который мы отсчитываем от точки юга, T — звездное время. Наконец угол S между вертикалом и кругом склонения звезды называется *параллактическим углом*. Из формулы косинусов в применении к треугольнику PZS получим:

$$\cos z = \sin\delta \sin\phi + \cos\delta \cos\phi \cos(T - \alpha). \tag{7.1}$$

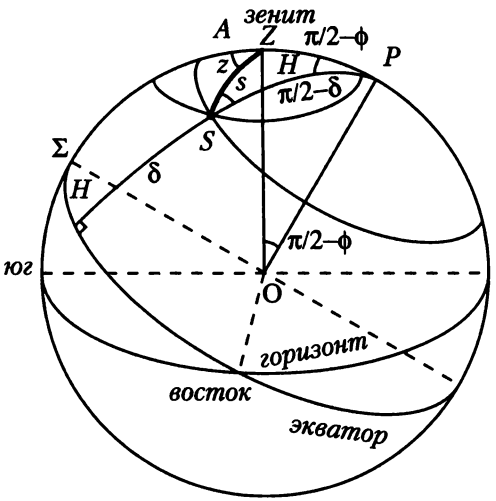

Рис. 7.1. Параллактический треугольник при наблюдении звезды S на астролябии, находящейся на широте ϕ, при восточном ее прохождении на зенитном расстоянии z.

Эта формула связывает склонение δ и прямое восхождение α звезды и местное звездное время прохождения T через круг высоты. Звезда пересекает круг высоты дважды. Прохождения на западе и на востоке описываются формулой (7.1). Но поскольку эти конфигурации отличаются только знаком часового угла $H = T - \alpha$, то из наблюдений одной звезды нельзя определить обе координаты. В отличие от меридианных кругов, только глобальное уравнивание всех наблюдений, полученных в течение длительного времени, позволяет определить прямое восхождение и склонение звезд (§ 7.3.4).

7.1.2. Кривизна параллели

Как и в случае пассажного инструмента, наблюдения не являются мгновенными. Изображение звезды движется по полю зрения инструмента в течение некоторого промежутка времени. Координаты звезды в фокальной плоскости равны x и y. Ось Ox является касательной к проекции альмукантарата на эту плоскость. Звезда движется по параллели с постоянной скоростью, но траекторией изображения в фокальной плоскости является кривая. Поэтому в проекции на ось x движение происходит с переменной скоростью. Найдем закон этого движения.

В пренебрежении аберрациями инструмента преобразование поле–фокус описывается законом центральной проекции (§ 4.2.1). Определим систему координат $X - Y$ таким образом, что ось OX касается параллели и направлена в сторону движения звезды (рис. 7.2). Точка O – начало обеих систем координат — является пересечением проекций двух малых кругов. Звезда движется по проекции C параллели на фокальную плоскость.

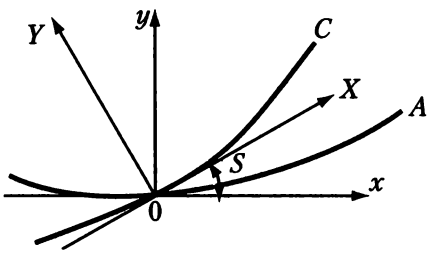

Рис. 7.2. Движение изображения звезды в фокальной плоскости астролябии относительно точки пересечения альмукантарата A и параллели C.

Угловая скорость движения по параллели равна

$$\Delta H = s(t - t_0),$$

где s – отношение между секундами звездного и всемирного времени, t_0 – момент времени, когда изображение находится в точке O. Склонение остается неизменным, и для получения координат изображения достаточно применить формулу (4.13) при $\Delta\delta = 0$. С удовлетворительной точностью получаем:

$$X = \Delta H \cos\delta + \frac{\Delta H^3}{6}(3\cos^3\delta - \cos\delta),$$
$$Y = \frac{\Delta H^2}{2}\cos\delta\sin\delta. \tag{7.2}$$

Чтобы найти закон движения изображения звезды в горизонтальной системе Oxy, надо повернуть систему OXY на параллактический угол S. Тогда абсцисса x равняется

$$x = X\cos S - Y\sin S. \tag{7.3}$$

Применяя формулы сферической тригонометрии для параллактического треугольника PZS (рис. 7.1), найдем:

$$\cos S = \frac{\sin\phi - \cos z\sin\delta}{\sin z\cos\delta}, \quad \sin S = \frac{\sin H\cos\phi}{\sin z}. \tag{7.4}$$

Движение изображения можно с достаточной точностью представить в виде полинома второго порядка по ΔH. Члены второго порядка малости входят в закон движения (7.3) через $Y\sin S$.

7.2. Описание астролябии

Астролябия представляет собой горизонтальный телескоп. Свет от звезды попадает в телескоп двумя путями, и в фокальной плоскости объектива наблюдаются два изображения. Когда звезда пересекает альмукантарат с заданным зенитным расстоянием, два изображения сливаются в одно. Во время наблюдения инструмент остается неподвижным. Движение одного из изображений в фокальной плоскости происходит по траектории D'', аналогичной C (§ 7.1.2), в то время как другое изображение двигается по траектории R'', симметричной D'' относительно оси Ox (рис. 7.3). Целью наблюдения является определение момента слияния обоих изображений в точке пересечения траекторий D'' с R''. Это соответствует моменту, когда звезда пересекает альмукантарат с видимым зенитным расстоянием z_a, определяемым конструкцией астролябии, так что истинное зенитное расстояние звезды равно $z = z_a + R$, где R – рефракция.

Различные типы астролябий отличаются друг от друга используемыми в них оптическими схемами и методами регистрации движения изображений. Рассмотрим устройство некоторых астролябий.

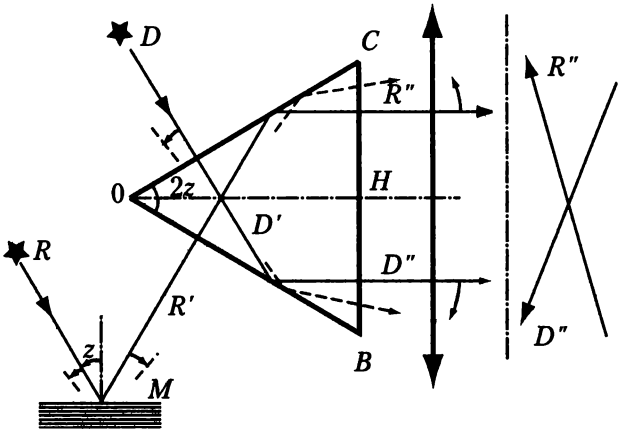

Рис. 7.3. Путь лучей света от звезды в призменной астролябии Данжона в плоскости симметрии инструмента, которая совпадает с плоскостью рисунка. Траектории изображений в фокальной плоскости показаны справа.

7.2.1. Принцип работы призменной астролябии Данжона

Разделение изображения на два достигается с помощью ртутного зеркала, которое задает горизонтальную плоскость, и стеклянной призмы с сечением в форме равностороннего треугольника (рис. 7.3). Детальное описание прибора дано Данжоном [45].

Будем считать призму абсолютно точно равносторонней. Предположим, что лучи, приходящие от звезды, находятся в плоскости симметрии инструмента. Если свет падает на грань OC призмы перпендикулярно, то зенитное расстояние звезды равно точно 30°. Затем лучи проходят внутрь призмы и после полного внутреннего отражения от боковой грани OB выходят через основание BC параллельно оптической оси телескопа. Изображение получается в центре фокальной плоскости инструмента. Оно называется *прямым изображением*. Другие лучи от звезды сначала отражаются от ртутного зеркала и далее проходят сквозь призму симметрично прямым лучам. Они создают *отраженное изображение*, которое в данном случае совпадает с прямым. Если, как показано на рис. 7.3, зенитное расстояние звезды чуть больше 30°, то изображения будут смещены относительного предыдущего случая, причем в противоположных направлениях. Если звезда не находится в плоскости симметрии, то оба изображения смещены в одном направлении. При движении звезды изображения движутся по траекториям D'' и R'', ко-

торые пересекаются в момент, когда звезда находится на видимом зенитном расстоянии 30°. Разъюстировка может сместить один луч больше, чем другой, перпендикулярно картинной плоскости. В результате, когда звезда будет на зенитном расстоянии 30°, оба изображения не совпадут, хотя и находятся на одной горизонтальной линии.

7.2.2. Принцип работы астролябии с полным входным зрачком

Основным недостатком призменной астролябии является то, что прямые лучи входят в телескоп через нижнюю половину входного зрачка, а отраженные лучи через его верхнюю половину. Итак, входной зрачок для каждого изображения представляет собой полукруг, т.е. является несимметричной фигурой[2]. В результате формы прямого и обратного изображений различны, что приводит к систематическим ошибкам при сравнении их положений. Чтобы избежать этих ошибок, надо использовать один и тот же круглый входной зрачок для построения обоих изображений. Это достигается заменой стеклянной призмы на «стандартный угол» [23]. Применяемое устройство — это комбинация отражающей и полупрозрачной пластинок (рис. 7.4), одинаково наклоненных и установленных на жесткой станине с очень малым коэффициентом теплового расширения. Внутренняя поверхность одной из пластин зеркальная.

Прямое изображение получается при отражении лучей от полупрозрачной пластины и попадании их в телескоп. Лучи, отраженные от ртутного зеркала, сначала отражаются зеркальной пластиной стандартного угла, проходят через полупрозрачную пластину, а затем попадают в телескоп. Легко видеть, что эти лучи претерпевают на одно отражение больше, чем прямые (также как и в астролябии Данжона) и, следовательно, изображения двигаются по тем же траекториям, что и в призменной астролябии. Форма обоих изображений одинакова, но из-за потерь интенсивности при прохождении через полупрозрачную пластину, обратное изображение слегка слабее, чем прямое. Другим преимуществом данного устройства является то, что стандартный угол может иметь любое значение. В действительности в одном и том же инструменте можно реализовать несколько различных углов, помещая зеркальную пластину в различные положения.

[2]Обычно входным зрачком телескопа является апертура главного зеркала или апертура линзы объектива. (*Прим. ред.*)

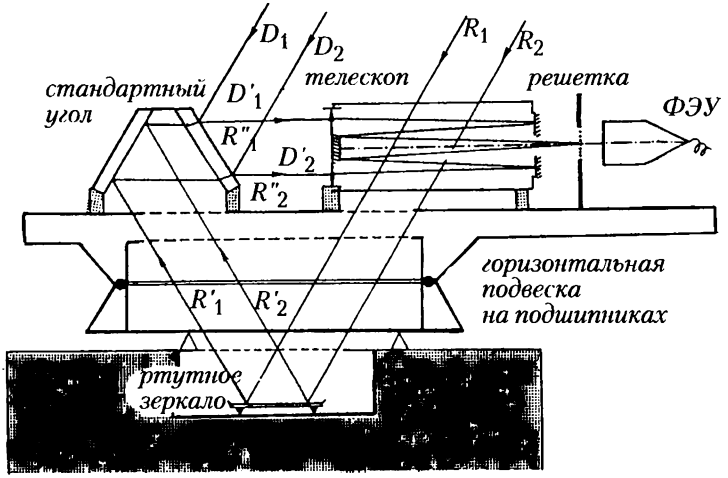

Рис. 7.4. Путь лучей света в астролябии с полным входным зрачком. Станина телескопа должна быть пустотелой, чтобы имелось пространство для лучей, отраженных от зеркала.

7.2.3. Описание астролябии с полным входным зрачком

Существуют несколько вариантов конструкции данного вида инструментов. Среди них мы выбрали для описания фотоэлектрическую автоматическую астролябию с полным входным зрачком обсерватории CERGA. Она была первой работающей полностью автоматизированной астролябией указанного типа [22]. Фотография инструмента представлена на рис. 7.5.

Телескоп имеет конструкцию Максутова–Кассегрена с фокусным расстоянием, равным 206 см, и 10-сантиметровой апертурой. Телескоп Максутова характеризуется наличием корректирующей линзы, установленной во входном отверстии, которая исправляет основные аберрации и делает фокальную поверхность плоской. С помощью схемы Кассегрена размер инструмента в длину уменьшен в три раза, что обеспечивает компактность и, таким образом, стабильность астролябии.

В астролябиях определяется момент прохождения звездой зенитного расстояния, определяемого стандартным углом с учётом поправки за рефракцию. Трудность заключается в том, что внутри довольно сложного инструмента, такого как астролябия, существуют градиенты температуры, приводящие к дополнительной рефрак-

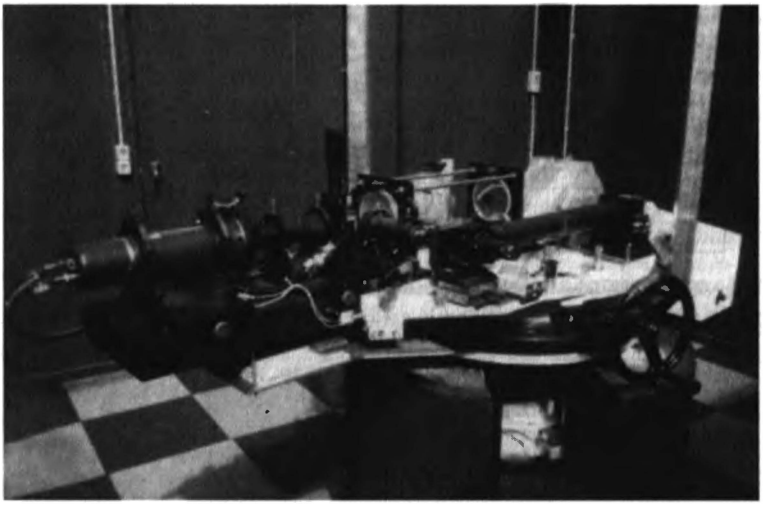

Рис. 7.5. Вид астролябии CERGA (Observatoire de la Côte d'Azur). Призма со стандартным углом находится справа. Впереди слева располагается фотоумножитель. Вертикальные стойки поддерживают электрические кабели.

ции. Величина этого эффекта зависит от конкретного места внутри инструмента, и поэтому рефракция различна для прямого и обратного изображений. В некоторых случаях, особенно если астролябия установлена на бетонном основании, которое служит коллектором тепла, может существовать разность в несколько градусов между различными частями инструмента. По этой причине астролябия CERGA была установлена на металлическом основании с высверленными отверстиями. Вентиляция основания помогает быстро выровнять температуру его частей.

Ртутное зеркало может подниматься или опускаться автоматически и устанавливаться в два положения, которые соответствуют двум стандартным углам 30° и 45°. Сенсоры, расположенные на различных участках светового пути, записывают температуру, что необходимо для вычисления вариаций наблюдаемых величин, вызываемых температурными неоднородностями.

Измерительное устройство состоит из фотоумножителя, который измеряет световой поток, промодулированный решеткой. Оптическая система, помещенная между решеткой и фотоумножителем, строит изображение входного зрачка на фотокатоде.

Наблюдения полностью автоматизированы. Перед наблюдения-

ми готовится программа на ночь с вычисленными для каждой звезды азимутом и временем прохождения альмукантарата. После включения инструмента компьютер контролирует все операции. Он устанавливает инструмент по азимуту с точностью ±4″ за несколько секунд перед началом прохождения звезды. В фокальной плоскости расположена решетка, состоящая из 12 равноотстоящих щелей. Прозрачные щели имеют ширину 0,125 мм, что соответствует 12″,5 на небе, и разделены непрозрачными промежутками по 0,5 мм (на небе 50″). Две дополнительные щели на краях основной решетки (рис. 7.6) используются для запуска или остановки процедуры регистрации. Когда фотоумножитель регистрирует прохождение изображения по одной из этих щелей, то вычисляется, на какое расстояние надо сдвинуть решетку, чтобы изображения не проходили одновременно через одну из прозрачных щелей.

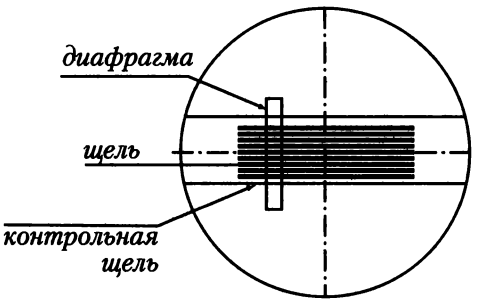

Рис. 7.6. Решетка, располагающаяся в фокальной плоскости, фотоэлектрической астролябии CERGA.

Сдвиг выполняется до того, как изображение доходит до основной решетки. Одновременно со сдвигом решетки начинает движение диафрагма размером 0,7 мм. Скорость ее движения равна скорости прохождения звезд и является известной функцией от азимута. В результате только малая область неба вокруг двух изображений засвечивает фотоумножитель, уменьшая фотонный шум от фона. На рис. 7.7 проиллюстрировано движение двух изображений через решетку, а также соответствующее число фотонов, зарегистрированное фотоумножителем.

Данные с фотоумножителя компьютер коррелирует в реальном времени с теоретическим нормированным откликом от щели по методу, описанному для микрометра меридианного круга в Ла Палме

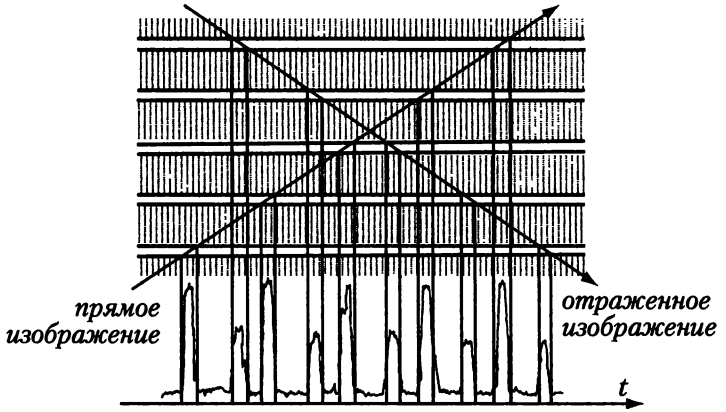

Рис. 7.7. Траектория движения двух изображений по решетке и отклик фотоумножителя на изображения.

(§ 6.4.2). В результате получают 24 момента прохождения звездой средних линий щелей, по 12 для каждого изображения. Эти моменты исправляются за кривизну параллели (§ 7.1.2).

Пусть t_0 – момент времени, в который изображения сливаются, а x – сдвиг изображения по отношению к краю ближайшей прозрачной щели. Пусть D и d – ширина непрозрачного участка и прозрачной щели, соответственно. Если v_0 – номинальная вычисленная скорость изображения в вертикальном направлении, а $v_0 + \Delta v$ – его реальная скорость, то средние моменты прохождения через щель, определяемые по отклику фотоумножителя для щели с номером k, будут равны

$$t_k = t_0 - \left(x + \frac{d}{2}\right) v_0 - k(D + d)(v_0 + \Delta v). \qquad (7.5)$$

Для другого изображения и щели с номером k' имеем

$$t_{k'} = t_0 + \left(x + \frac{d}{2}\right) v_0 + k'(D + d)(v_0 + \Delta v). \qquad (7.6)$$

Поправка Δv очень мала и она не учитывалась в первом члене.

Если алгоритм определения моментов времени не отбраковывает некоторые наблюдения, то имеется 12 уравнений типа (7.5) и 12 уравнений типа (7.6). Они разрешаются относительно параметров t_0, x и Δv. Точность вычисления t_0 равна $5 \div 15$ мс, что соответствует на небе примерно $0''\!,1$.

По окончании этих вычислений компьютер поворачивает инструмент по азимуту для наблюдения следующей звезды.

7.2.4. Астролябия Mark-4

При наблюдениях прохождений звезд через фиксированный альмукантарат не обязательно использовать оптическое устройство, определяющее стандартный угол. Опишем здесь другую концепцию астролябии, которая предложена Нинченг Ху [124] и реализована в Нанкине (Китай).

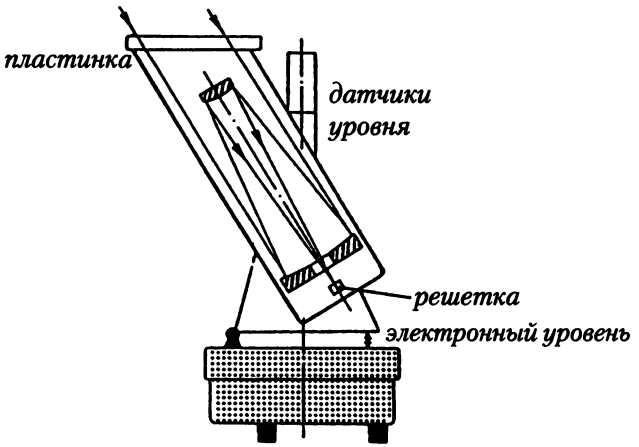

Рис. 7.8. Устройство астролябии Mark-4.

Телескоп (рис. 7.8) жестко прикрепляется к вертикальной трубе, которая может вращаться вокруг своей оси. Вертикальность оси контролируется электронным уровнем и сервомеханизмом. Оптическая часть — это телескоп системы Кассегрена с фокусным расстоянием 240 см и апертурой 20 см. Одиночное изображение звезды пересекает закрепленную горизонтальную решетку, и момент прохождения определяется, как и в фотоэлектрической астролябии, путем счета фотонов в модулированном сигнале. Сам телескоп сделан из материала с очень низким коэффициентом температурного расширения. Оптические элементы и приемник помещены в вакуум. Труба закрыта прозрачной пластиной, и предпринято много мер для обеспечения постоянства температуры окружающего воздуха. Основным фактором, ограничивающим точность данного инструмен-

та, является точность контроля вертикальности оси вращения. Она должна поддерживаться с точностью до долей секунды дуги.

7.2.5. Параметры инструмента

Основной особенностью астролябий, за исключением Mark-4, является то, что система отсчета инструмента определяется не механической, а оптической конструкцией: вертикалью, которая задается ртутным зеркалом (его называют еще ртутным горизонтом) и стеклянной призмой или стандартным углом. Такая конструкция гораздо более стабильна по сравнению с меридианным кругом. Но остаются четыре источника ошибок, которые надо исследовать.

(i) *Направление вертикали*

В зависимости от местных условий вертикаль может изменять свое направление. Это может происходить, например, из-за изменения уровня грунтовых вод. Этот эффект аналогичен изменению долготы и широты инструмента и оценивается величиной порядка одной сотой секунды дуги или меньше.

(ii) *Юстировка оптики*

Ошибка в выравнивании оптической оси относительно зенита и негоризонтальность установки подшипников не влияет на точность наблюдений при условии, что наклон составляет менее нескольких секунд дуги.

(iii) *Рефракция*

Истинное зенитное расстояние звезды, наблюдаемой на видимом расстоянии z_0 равно

$$z = z_0 + R(z), \tag{7.7}$$

где R – рефракция. В принципе, поскольку наблюдения проводятся при постоянном z_0, рефракция R должна быть одинаковой и не зависеть от азимута. В качестве R можно, например, взять значение, полученное по формуле Лапласа (§ 3.1.5), к которому следует добавить малую неизвестную поправку Δz. Это стандартный прием в процедуре редукции (см. § 7.3.1). Для каждого наблюдения рефракция R рассчитывается с учетом температуры, давления и влажности, которые измеряются одновременно. Однако для того, чтобы полностью реализовать внутреннюю точность астролябии и ее преимущества, должна быть разработана более полная теория рефракции, включающая модель распространения света внутри инструмента.

(iv) *Хроматическая рефракция*

Для того, чтобы минимизировать эффект хроматической рефракции (раздел 3.2), необходимо при наблюдениях использовать фильтр. Его полоса пропускания должна быть достаточно широкой, чтобы пропустить достаточно света. Обычно используются фильтры с полосой пропускания 100 мкм. Такой фильтр не позволяет полностью удалить остаточные хроматические погрешности, которые могут составлять до 0″,03. Поэтому, для расчета рефракции необходимо знать показатель цвета I_c наблюдаемых звезд.

7.3. Метод равных высот

Обработка наблюдений на астролябии основана на методе равных высот, который подробно описан в работе [48], и, в частности, на фундаментальном соотношении между сторонами и углами параллактического треугольника PSZ (рис. 7.1).

Кроме полученного из наблюдений зенитного расстояния z, определяемого по формуле (7.7), это соотношение увязывает четыре параметра: два из них связаны с Землей и ее вращением (ϕ и T), другие два (α, δ) определяют положение звезды в небесной системе отсчета, определение которой согласовано с определением звездного времени. Из этого следует, что существуют два различных применения астролябий.

- Предполагая, что положения звезд известны, определяют поправки к принятым значениям параметров вращения Земли, а именно, к компоненте движения полюса вдоль меридиана, которая равна вариации средней широты инструмента, и к звездному времени. Это была основная задача для астролябий до 1980 г.
- Предполагая, что ориентация Земли в космическом пространстве известна, определяют положения звезд и, в конечном итоге, их собственные движения.

7.3.1. Основная формула

Пусть α_0 и δ_0 – приблизительные средние координаты звезды на некоторую эпоху. Пусть $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ – неизвестные поправки, которые должны быть добавлены к α_0 и δ_0, чтобы получить верные координаты. Их мы должны определить из наблюдений на астролябии.

Пусть $D\alpha$ и $D\delta$ – это суммарные поправки к средним координатам. Они должны быть вычислены для получения видимых коорди-

нат звезды и включают поправки за прецессию, нутацию, различные аберрации, собственные движения, параллакс и т.д. (см. гл. 4). Поправки $D\alpha$ и $D\delta$ являются функциями координат, но их изменение при замене α_0 и δ_0 на $\alpha_0 + \Delta\alpha$ и $\delta_0 + \Delta\delta$ достаточно мало по сравнению с точностью наблюдений. Поэтому, будем считать, что истинное видимое положение звезды равно $\alpha_0 + \Delta\alpha + D\alpha$ и $\delta_0 + \Delta\delta + D\delta$.

Обозначим как α_c и δ_c видимые координаты звезды, вычисленные из приблизительных координат α_0 и δ_0. Тогда ее истинные видимые координаты равны $\alpha = \alpha_c + \Delta\alpha$ и $\delta = \delta_c + \Delta\delta$.

Наблюдения производятся при неизвестном зенитном расстоянии

$$z = z_0 + \delta z_0 + \Delta z,$$

где z_0 – номинальное зенитное расстояние, а δz_0 – поправки, которые могут быть вычислены на основе теории рефракции с учетом хроматических эффектов. Мы предполагаем также, что есть дополнительная неизвестная постоянная Δz, которую надо определить.

Допустим, что ϕ и T точно известны, параметры вращения Земли определены с помощью других методов, точно известен также момент прохождения звезды. Тогда формула (7.1) принимает вид:

$$\begin{aligned}\cos(z_0 + \delta z_0 + \Delta z) = \sin(\delta_0 + \Delta\delta)\sin\phi + \\ + \cos(\delta_0 + \Delta\delta)\cos\phi\cos(T - \alpha_0 - \Delta\alpha).\end{aligned} \tag{7.8}$$

Предполагая, что поправки малы, мы пренебрегаем членами второго порядка малости и получаем:

$$\begin{aligned}\cos(z_0 + \delta z_0) - \sin\delta_0\sin\phi - \cos\delta_0\cos\phi\cos(T - \alpha_0) = \\ = (\cos\delta_0\sin\phi - \sin\delta_0\cos\phi\cos(T - \alpha_0)\Delta\delta + \\ + \cos\delta_0\cos\phi\sin(T - \alpha_0)\Delta\alpha + \sin(z_0 + \delta z_0)\Delta z.\end{aligned} \tag{7.9}$$

Члены в левой части уравнения представляют разность между наблюденным значением $\cos z$ и рассчитанным значением $\cos z_c$ для часового угла $(T - \alpha_0)$ и склонения δ_0. Уравнение, следовательно, можно переписать в виде:

$$\cos(z_0 + \delta z_0) - \cos z_c = (z_0 + \delta z_0 - z_c)\sin(z_0 + \delta z_0) = Dz\sin(z_0 + \delta z_0),$$

где Dz – разность между полученным из наблюдений и вычисленным значениями зенитного расстояния. Эта величина должна

вычисляться для каждого наблюдения. Теперь поделим (7.9) на $\sin(z_0 + \delta z_0)$. Замечая, что для сферического треугольника ZSP (рис. 7.1) справедливы следующие соотношения:

$$\cos\delta_0 \sin\phi - \sin\delta_0 \cos\phi \cos(T - \alpha_0) = \sin(z_0 - \delta z_0)\cos S,$$
$$\cos\delta_0 \sin(T - \alpha_0) = \sin(z_0 + \delta z_0)\sin A,$$

где S – параллактический угол, A – азимут, отсчитываемый от точки юга, получим основную формулу метода равных высот в следующем виде:

$$\cos S \Delta\delta + \sin A \cos\phi \Delta\alpha + \Delta z = Dz. \qquad (7.10)$$

7.3.2. Процедура наблюдений

Программа наблюдений на астролябии содержит определенное количество звезд. Предпочтение отдается одиночным звездам, которые выбираются так, чтобы можно было отнаблюдать максимальное количество как в восточном, так и в западном прохождениях. Однако это не всегда возможно, и некоторые звезды удается наблюдать только в одном прохождении. Программа наблюдений содержит в среднем 200 звезд, 50% которых наблюдаются в обоих прохождениях. Эти звезды распределены в зоне со склонением $\phi \pm z_0$. Полный цикл наблюдений должен продолжаться примерно один год, чтобы наблюдения всех звезд входили примерно с одинаковым весом. Одна астролябия может иметь две или несколько таких программ, например, для различных зенитных расстояний. Но все программы должны иметь одинаковую продолжительность в один год или даже несколько лет.

Для каждого наблюдения звезды i, проводимого в момент времени t_j, рассчитывается величина Dz_{ij}. Затем наблюдение представляется одним соотношением типа (7.10):

$$\cos S_i \, \Delta\delta_i \pm \sin|A_i| \cos\phi \Delta\alpha_i + \Delta z_{ij} = Dz_{ij}, \qquad (7.11)$$

со знаком минус для восточного прохождения и знаком плюс для западного.

Мы имеем одно уравнение с тремя неизвестными, что недостаточно для их определения, даже если звезда наблюдается несколько раз. Причина заключается в том, что звезда всегда наблюдается во

время одного и того же прохождения, так что коэффициенты в уравнениях одни и те же, что не позволяет разделить неизвестные. Если звезда наблюдается в обоих прохождениях, то коэффициент $\Delta\alpha_i$ меняет свой знак, и $\Delta\delta_i$ и $\Delta\alpha_i$ могут быть определены при условии, что величина Δz_i известна.

Классической процедурой является выбор из N звезд, наблюдаемых по программе, P звезд из опорного каталога, координаты которых считаются известными точно. Это похоже на процедуру, которая используется при наблюдениях на меридианном круге (§ 6.6.1). Для определения инструментальных параметров Δz_{ij} используются наблюдения P звезд. После того как эти параметры найдены, остается решить систему уравнений (7.11) относительно $\Delta\delta_i$ и $\Delta\alpha_i$. Поправки будут найдены в системе опорного каталога.

7.3.3. Определение инструментальных параметров

В уравнении (7.11) мы специально оставили индексы i и j в неизвестной поправке Δz к наблюдаемому зенитному расстоянию. Хотя точно установлено, что Δz меняется со временем, из наблюдений следует, что изменение Δz со временем очень медленное. И до сих пор не было доказано, что Δz зависит от азимута.

Классическим методом решения данной проблемы является предположение, что величина Δz постоянна в течение пары часов. Это оправдывается тем фактом, что атмосферная рефракция δz_0 рассчитывается для каждой звезды с учетом метеоусловий на время наблюдения, а поправочный член включает небольшие систематические поправки к стандартному углу и рефракции в атмосфере и внутри инструмента. Разумно считать их постоянными или медленно меняющимися во времени. Поэтому Δz_{ij} представляется либо в виде константы, либо в виде линейной функции от времени.

Запишем теперь уравнения (7.11) для всех наблюдаемых опорных звезд и решим их относительно Δz, предполагая ту или иную зависимость Δz от времени. Когда это сделано для всех групп наблюдений, то мы получим новую систему уравнений:

$$\cos S_i \Delta\delta_i \pm \sin|A_i| \cos\phi \Delta\alpha_i = Dz_{ij} - \Delta z_{ij}, \qquad (7.12)$$

которые относятся ко всем звездам, включая опорные.

Другой метод, аналогичный глобальной обработке, которая описана в § 6.6.2 для меридианного круга, состоит в представлении Δz как функции конечного числа K параметров p_k, которые могут быть

температурами разных частей инструмента, азимутом наблюдения, влажностью, поправками к формуле Лапласа и т.д. При таком подходе используются все уравнения (7.11), полученные при наблюдениях P опорных звезд с использованием условия $\Delta\alpha_i = \Delta\delta_i = 0$, так что уравнения (7.12) принимают вид:

$$\Delta z_{ij}(p_k) = Dz_{ij}, \tag{7.13}$$

или

$$\sum_{k=1}^{K} \frac{\partial \Delta z_{ij}}{\partial p_k} \Delta p_k = Dz_{ij}. \tag{7.14}$$

Далее эта система решается относительно всех параметров. Проблема заключается в том, что сложно построить подходящую модель влияния инструментальных эффектов на зенитное расстояние при наблюдениях. Рассматривались различные виды зависимости (7.13) и различные параметры включались в эту формулу. Математическое описание этого метода можно найти в работе [33].

7.3.4. Определение координат звезд

Поскольку Δz_{ij} вычисляется для каждого наблюдения, то мы имеем два набора уравнений для каждой звезды. Для восточных прохождений мы имеем J уравнений ($1 \le j \le J$) вида:

$$\cos S_i \Delta\delta_i - \sin|A_i| \cos\phi \Delta\alpha_i = Dz_{ij} - \Delta z_{ij}.$$

Пусть M_e – это среднее значение членов уравнения в правой части. Перепишем уравнения следующим образом:

$$\cos S_i \Delta\delta_i - \sin|A_i| \cos\phi \Delta\alpha_i = M_e.$$

Аналогично, если M_w – среднее значение членов в правой части уравнений для западных прохождений, то мы имеем:

$$\cos S_i \Delta\delta_i + \sin|A_i| \cos\phi \Delta\alpha_i = M_w,$$

и получим

$$\Delta\alpha_i = \frac{M_w - M_e}{2\sin|A_i|\cos\phi}; \qquad \Delta\delta_i = \frac{M_e + M_w}{2\cos S}. \tag{7.15}$$

Формальные ошибки этих поправок легко вычисляются из дисперсий M_e и M_w и дисперсии Δz_{ij}.

При рассмотрении выражений (7.15) можно заметить, что поправка $\Delta\alpha$ определяется плохо, если $|A_i|$ мало, а $\Delta\delta$, если S близко к 90°. Это ограничивает область достоверного определения обоих координат: она сужается до двух зон, где оба члена $\sin|A|$ и $\cos S$ не являются малыми. Однако, если есть причины предположить, что либо $\cos S_i\Delta\delta_i$, либо $\sin|A_i|\Delta\alpha_i$ малы по сравнению с M_e or M_w, то можно определить другую координату, используя только один набор восточных и западных прохождений.

7.3.5. Каталоги звезд для астролябий

С помощью единственной астролябии можно определить положения только небольшого числа звезд в ограниченной области неба. По этой причине очень привлекательны наблюдения на различных зенитных расстояниях и координирование программ наблюдений нескольких астролябий, расположенных на разных широтах. Многие звезды можно наблюдать на нескольких инструментах, что дает более двух уравнений. В этом случае возможно не только определение координат с большей точностью, но и определение некоторых систематических инструментальных ошибок, например, при определении широты и долготы инструментов [48].

Другим методом является использование одной астролябии, но наблюдения звезд проводятся на различных зенитных расстояниях. Это расширяет диапазон условий наблюдения. Предположим, что наблюдения производятся на двух зенитных расстояниях. Тогда для каждой звезды, наблюдаемой на двух зенитных расстояниях и в двух прохождениях, получаем четыре уравнения с четырьмя неизвестными: $\Delta\delta_i, \Delta\alpha_i, \Delta z_1$ и Δz_2. Если Δz_1 и Δz_2 определяются независимым образом, используя опорные звезды, как описано в § 7.3.3, то остаются четыре уравнения с неизвестными $\Delta\delta_i, \Delta\alpha_i$. Но можно также исключить Δz_1 и Δz_2 из каждой пары уравнений, предполагая, что они постоянны (переменные части этих параметров могут быть удалены с помощью моделей). В этом случае $\Delta\delta_i$ и $\Delta\alpha_i$ уже не зависят от положений опорных звезд. По этой причине определение склонений является абсолютным. Это не так для $\Delta\alpha_i$, так как прямое восхождение связано со звездным временем T и, следовательно, $\Delta\alpha_i$ относятся к тому же равноденствию, что и T.

Точность астролябии обсерватории CERGA и лучших китайских астролябий равна 0″,09 при определении зенитного расстояния за одно прохождение. Каталоги, созданные на основе однолетних наблю-

дений при одном зенитном расстоянии (30°), имеют средние квадратичные ошибки около 0″,03 в прямом восхождении и 0″,035 в склонении. Попытка получить собственные движения из четырех последовательно полученных каталогов дала ошибки порядка 0″,05 за год в прямом восхождении и 0″,06 за год в склонении [292].

Очевидно, что огромные усилия, прилагаемые для того, чтобы создать каталог на основе наблюдений на астролябии, не соизмеримы с получаемыми результатами. Эта работа была важна, когда меридианные круги давали результаты того же уровня точности, но с разным распределением систематических ошибок. Но сейчас каталоги, полученные на астролябиях, уже не представляет интереса.

7.4. Солнечная астролябия

Астрометрические наблюдения Солнца очень сложны. Большая освещенность диска, его большой видимый диаметр, сильный нагрев во время наблюдения ограничивают число инструментов, пригодных для этой цели. В течение многих десятилетий наблюдения с целью получения положения Солнца для определения равноденствия проводились с помощью классических меридианных кругов, оснащенных фильтрами. Однако лучшим решением проблемы является разработка специального инструмента для этих целей. Благодаря компактности и жесткости астролябия является лучшим по сравнению с меридианным кругом инструментом для астрометрических наблюдений Солнца.

7.4.1. Принцип работы солнечной астролябии

Принцип работы тот же, что и у звездной астролябии, описанной в § 7.1.1, но вместо измерения времени прохождения звезды через круг высоты, солнечная астролябия определяет моменты времени, когда диск Солнца касается альмукантарата. Существует два таких момента времени, соответствующих касанию верхней и нижней точками диска Солнца. Пусть C_1 и C_2 – центры Солнца в каждый из указанных моментов времени (рис. 7.9). Склонения центров не равны, но геоцентрические эфемериды Солнца, координаты обсерватории, моменты наблюдений, а также вращение Земли считаются известными с достаточной точностью, так что теоретические топоцентрические склонения δ_1 и δ_2 и прямые восхождения α_1 и α_2, топоцентрические разности этих координат $\Delta\delta_{12} = \delta_2 - \delta_1$ и

$\Delta\alpha_{12} = \alpha_2 - \alpha_1$ известны с избыточной точностью. Можно, следовательно, предположить, что только δ_1 и α_1 ошибочны из-за неизвестного сдвига, постоянного за время наблюдения, так что имеем

$$\delta_2 = \delta_1 + \Delta\delta_{12}\,; \qquad \alpha_2 = \alpha_1 + \Delta\alpha_{12}.$$

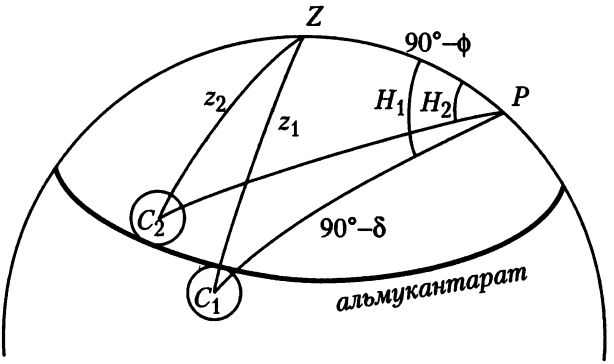

Рис. 7.9. Положение Солнца в моменты двух последовательных наблюдений его диска.

Пусть z – наблюдаемое зенитное расстояние, исправленное за рефракцию. Центр Солнца находится на зенитных расстояниях

$$z_1 = z + \rho \quad \text{и} \quad z_2 = z - \rho$$

в два различных момента времени, где ρ – радиус Солнца. Знаки соответствуют восточному прохождению и должны быть изменены на противоположные при западном прохождении. Как и в случае звездной астролябии, предположим, что долгота и широта наблюдателя известны, так что можно использовать выражение (7.10) в тех же обозначениях и записать:

$$\cos S\Delta\delta + \sin A \cos\phi\Delta\alpha + \Delta z \pm \rho = Dz, \tag{7.16}$$

где Dz – опять разность между теоретическим зенитным расстоянием z и вычисленным по эфемеридам для того же момента времени.

В дополнение к старым неизвестным добавляется радиус Солнца ρ. В уравнения вводится неизвестная величина $\Delta\rho$, являющаяся поправкой к некоторому приблизительному значению ρ_0. Если у нас

есть четыре наблюдения диска Солнца в обоих прохождениях, то мы получаем четыре уравнения для четырех азимутов A_1, A_2, A_2' и A_1':

$$\begin{cases} \cos S_1 \Delta\delta - \sin|A_1| \cos\phi \Delta\alpha + \Delta z + \Delta\rho = Dz_1 - \rho_0 \\ \cos S_2 \Delta\delta - \sin|A_2| \cos\phi \Delta\alpha + \Delta z - \Delta\rho = Dz_2 + \rho_0 \\ \cos S_2' \Delta\delta + \sin|A_2'| \cos\phi \Delta\alpha + \Delta z - \Delta\rho = Dz_2' + \rho_0 \\ \cos S_1' \Delta\delta + \sin|A_1'| \cos\phi \Delta\alpha + \Delta z + \Delta\rho = Dz_2 - \rho_0. \end{cases} \tag{7.17}$$

В этой системе уравнений мы предполагаем, что эфемериды дают достаточно точные координаты Солнца, так что вычисляется только постоянная поправка. Мы считаем также, что инструментальная поправка Δz одна и та же и зависит только от величины стандартного угла, другие поправки учтены при вычислении Dz.

Система (7.17) не может быть решена, потому что существует значительная корреляция между Δz и $\Delta\delta$ из-за того, что четыре значения функции $\cos S$ очень близки между собой. Поэтому мы оставляем только три неизвестных: $\Delta\alpha$, $\Delta\rho$ и $Y = \cos S \Delta\delta + \Delta z$.

Из-за того, что $\Delta\delta$ является важным параметром, наблюдения на солнечных астролябиях должны проводиться при различных зенитных расстояниях. Если число наблюдений на различных z будет равно K, то мы получим K систем (7.17). Даже если потребуется ввести различные Δz для каждой группы, мы получим $4K$ уравнений с $3 + K$ неизвестными, которые можно решить при $K \geq 2$. Чем больше K, тем лучше, так как проведению наблюдений могут помешать облака. И все равно в этом случае можно будет составить достаточное для решения со всеми неизвестными число уравнений. Решению способствует еще и то, что коэффициенты в (7.17) незначительно меняются в течение суток.

7.4.2. Описание многопризменной солнечной астролябии

Известны несколько удачных вариантов конструкции солнечной астролябии. Первой была астролябия Данжона с фильтром, приспособленная к солнечным наблюдениям. Затем она была усовершенствована: были установлены дополнительные призмы, что дало возможность проведения наблюдений на разных зенитных расстояниях [163]. Позднее был установлен ПЗС-приемник вместо оптического для регистрации данных [164]. Сейчас существуют и работают несколько вариантов данного прибора. По сути это призменная астролябия (рис. 7.10), наблюдения на которой проводятся при зенит-

ном расстоянии, равном 30° (с помощью призмы *A* на рисунке). Зенитное расстояние может быть увеличено при помощи других призм (*B* и *C*). Призмы изготовлены из керамики Zerodur. Ртутное зеркало сделано подвижным и занимает разные положения в зависимости от того, какая призма используется. Перед призмами и ртутным зеркалом расположена подвижная кварцевая пластина, служащая для уменьшения яркости Солнца до яркости полной Луны.

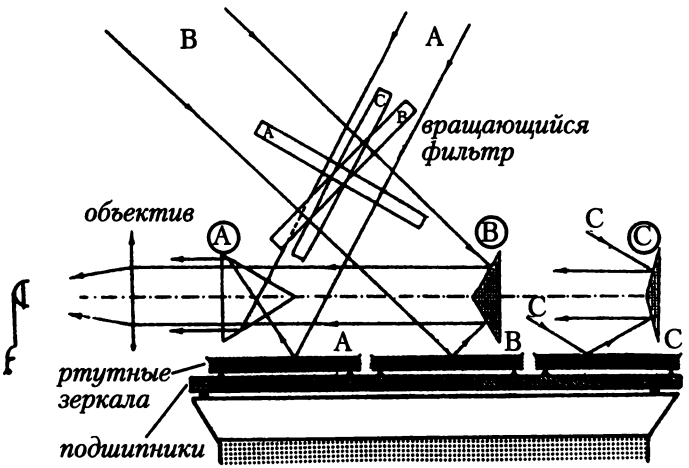

Рис. 7.10. Схематический чертеж многопризменной солнечной астролябии.

Два изображения фокусируются на ПЗС-приемник. Размер пиксела соответствует примерно 0″,6 на небе. Оцифровка выполняется по 256 уровням освещенности. Вращающийся затвор открывается за 20 мс, экспозиция длится одну секунду. За это время регистрируются два прямых и два обратных изображения. В сумме 50 прямых и 50 обратных изображений регистрируются за 25 секунд. В каждый момент времени t изображение анализируется по 256 строкам, и край диска Солнца определяется на каждой строке по точке перегиба функции распределения яркости света. Она получается как максимум производной функции распределения света около лимба. Для численной оценки производной используются 15–20 пикселов около края диска.

Вычисленные координаты края диска x и y на ПЗС-матрице затем используются для аппроксимации линии Солнца параболой в

момент наблюдения. Затем вычисляются координаты $X(t)$ и $Y(t)$ точки касания этой параболы с горизонтальной линией.

7.4.3. Обработка наблюдений

Момент времени, когда диск Солнца пересекает наблюдаемый альмукантарат, соответствует моменту, в который оба изображения касаются одной и той же горизонтальной строки на матрице ПЗС. Пусть $Y_D(t)$ и $Y_R(t)$ – ординаты точки касания диска горизонтальной строкой для прямого и обратного изображения. Момент прохождения t_0 – это момент, когда $Y_D(t_0) = Y_R(t_0)$, как показано на рис. 7.11.

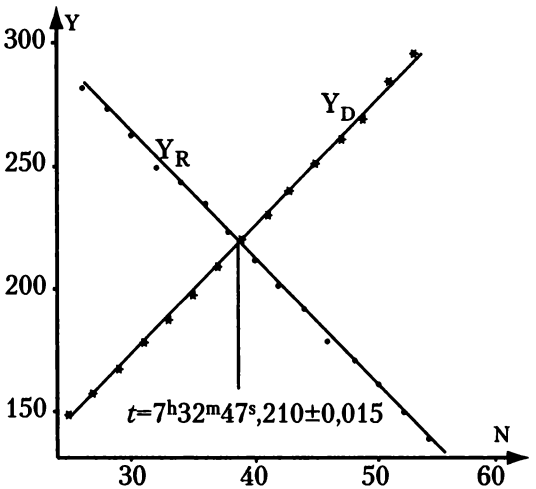

Рис. 7.11. Пример определения времени прохождения диском Солнца зенитного расстояния $z = 60°$ (восточное верхнее прохождение 7 июня 1993 г.). Моменты наблюдений равны $t = 7^h32^m37,^s2739 + 0,^s2500N$ (*с разрешения* Ф. Леклера).

Точность определения t_0 равна примерно $0,^s02$. Это обеспечивает получение значения $\Delta\rho$ с ошибкой около $0,''3$ за прохождение и средней ошибкой для набора суточных наблюдений, равной $0,''10$. Из этих наблюдений можно получить следующие результаты.

(i) *Склонение Солнца*

Уравнения (7.17) решаются относительно $\Delta\delta$. После нескольких недель наблюдений можно найти поправку к склонению Солнца со

среднеквадратичной ошибкой примерно 0″,05. Заметим здесь, что можно отделить поправку к зенитному расстоянию от поправки к склонению, поскольку используются наблюдения на нескольких зенитных расстояниях. Значит, склонение Солнца определяется абсолютным методом. Так как движение Солнца по эклиптической широте хорошо известно, то можно получить также и абсолютное значение прямого восхождения, а, следовательно, и положение динамического равноденствия [215]. Поправка, полученная в этой работе из 20-летнего ряда наблюдений, имеет ошибку 5 мс дуги, а поправка к экватору каталога FK5 была определена с ошибкой 0″,016.

(ii) *Диаметр Солнца*

Систематические измерения вариаций радиуса Солнца в зависимости от времени являются наиболее важным вкладом солнечных астролябий в астрометрию. Были обнаружены вариации радиуса различной периодичности от 50 суток до 10 лет [50]. Большинство из них было подтверждено при анализе 20-летнего ряда наблюдений [215]. Результаты иллюстрируются в § 12.1.3 (рис. 12.2).

Из (7.17) можно видеть, что два уравнения, полученные за одно прохождение, могут быть решены относительно $\Delta\rho$. При этом Δz, $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ исключаются. Другой подход состоит в следующем. В треугольнике PZC_i $i = 1, 2$ на рис. 7.9, зенитное расстояние z_i равно

$$\cos z_i = \sin\phi \sin\delta_i + \cos\phi \cos\delta_i \cos H_i.$$

Видимый диаметр Солнца равен

$$D = |z_1 - z_2| - \Delta R + E + C,$$

где ΔR – изменение рефракции между зенитными расстояниями z_1 и z_2 (также и из-за изменения температуры воздуха и давления), E – сумма инструментальных поправок (фокусное расстояние и наклон призмы), C – поправка за кривизну альмукантарата, сюда включена также возможная ошибка в $\Delta\delta_{12}$ и $\Delta\alpha_{12}$.

Средняя стандартная ошибка единичного наблюдения равна 0″,25 [162]. Солнечные астролябии имеют худшую точность, чем звездные астролябии. Причинами этого являются:

- плохое качество изображения, так как параметр Фрида имеет величину порядка 1–3 см в дневное время,
- большое возмущение воздуха вблизи инструмента из-за его нагрева Солнцем, приводящего к большим температурным градиентам,

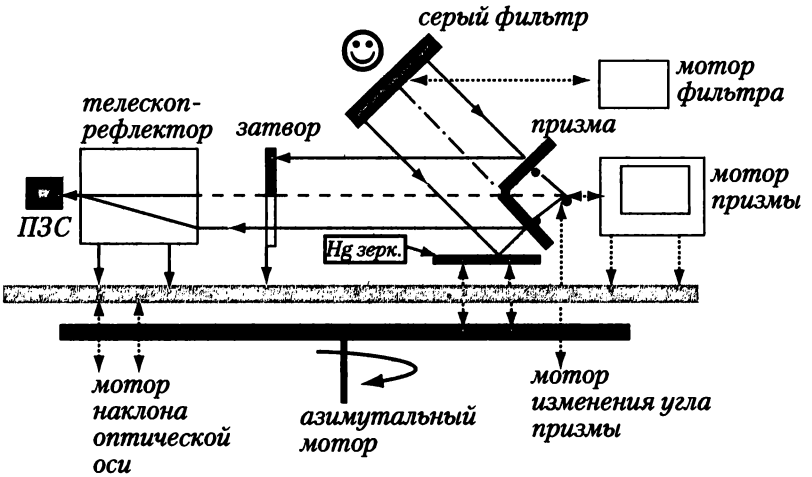

Рис. 7.12. Схематический чертеж солнечной астролябии с переменной призмой DORAYSOL (*с разрешения* К. Делмаса).

- отсутствие у солнечного диска четких границ.

Тем не менее, точность результатов выше точности наблюдений Солнца на пассажном инструменте. Дополнительное преимущество астролябий – в большом числе наблюдений в ясный день, особенно это касается астролябий с переменной призмой.

7.4.4. Солнечная астролябия с переменной призмой

Анализ уравнений (7.17) показывает, что знание точного значения зенитного расстояния не обязательно. Это замечание приводит к концепции солнечной астролябии с переменной призмой, позволяющей проводить наблюдения на любом зенитном расстоянии. Время прохождения диска используется для определения z и S с достаточной точностью. Первая солнечная астролябия этого типа называется DORAYSOL (Définition et observation du rayon du Soleil — Определение и наблюдение радиуса Солнца) и работает в обсерватории CERGA.

Призма с переменным углом состоит из двух плоских зеркал, изготовленных из керамики Zerodur с очень малым коэффициентом температурного расширения. Зеркала крепятся к инструменту в месте их соединения (рис. 7.12). Каретка, прикрепленная к каждому зеркалу, поддерживает их и может двигаться, изменяя при этом угол

между зеркалами. Фильтр может поворачиваться вместе с верхним зеркалом, закрывая при этом и призму, и ртутное зеркало. Три мотора осуществляют поворот по азимуту, производят установку угла призмы и фильтра. Два прецизионных мотора контролируют наклон ребра призмы и наклон всей оптической системы, которая не зависит от системы отсчета, определяемой ртутным зеркалом. Вращающийся затвор дает возможность попеременной регистрации прямого и обратного изображения на ПЗС-приемнике. Система регистрации данных такая же, как и описанная в § 7.4.2.

7.5. Фотографическая зенитная труба

Частным случаем являются наблюдения при фиксированном зенитном расстоянии $z = 0$. Инструмент для подобных наблюдений называется *фотографической зенитной трубой* (ФЗТ) [180]. Ее используют при определении положения точки зенита относительно звезд, что является вкладом в определение параметров вращения Земли. Сейчас, когда вращение Земли определяется современными и значительно более точными методами, ФЗТ устарели. Однако в течение нескольких десятилетий они были лучшими инструментами для этих целей. Приведем краткое описание ФЗТ.

ФЗТ представляет собой вертикальную трубу с объективом, расположенным в ее верхней части, и ртутным зеркалом в ее нижней части (рис. 7.13). Лучи света, проходящие через объектив, отражаются обратно ртутным зеркалом, и изображение образуется на фотографической пластинке, которая закрепляется в кассете, жестко прикрепленной к каретке. Пластинка располагается в нижней узловой точке объектива, так что положение точки зенита на пластинке не изменяется при наклоне или горизонтальном сдвиге линз объектива. Движение каретки происходит таким образом, что изображение звезды остается неподвижным на фотографической пластинке. При движении каретки выдаются электрические импульсы для регистрации моментов времени. Верхняя часть инструмента, включающая объектив и направляющие, по которым движется каретка с фотопластинкой, называется ротором. Ротор может находиться в двух фиксированных положениях, отличающихся на 180°. Поворот ротора называется перекладкой и приводит к тому, что изображения звезд появляются на противоположной стороне поля зрения, в то время как положение точки зенита на пластинке не меняется.

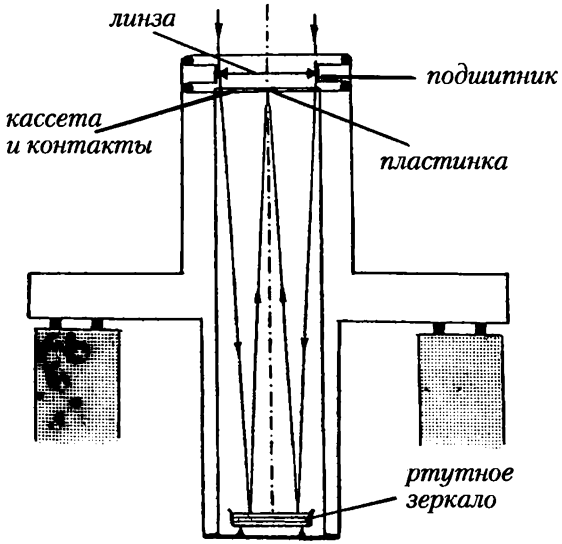

Рис. 7.13. Схематический чертеж фотографической зенитной трубы.

Звезда экспонируется четыре раза на одну и ту же пластинку за время прохождения по полю зрения. Когда она находится на востоке от меридиана, она фотографируется в нормальном положении, затем после перекладки в обратном положении. После того, как звезда пересечет меридиан, она сначала фотографируется в обратном положении ротора, а затем в его нормальном положении. Пусть t_1, t_2, t_3 и t_4 – это средние моменты четырех последовательных экспозиций. Изображения звезды измеряются, и пусть X_i, Y_i $(i = 1..4)$ – их положения в системе координат с центром в точке зенита Z, ось ZX параллельна движению изображений звезды S_1S_4 или S_2S_3 (рис. 7.14).

Тогда в момент времени $(t_1+t_4)/2$ положение изображения звезды равно $(X_1 + X_4)/2$, или на небе часовой угол равен

$$H = \frac{f}{2V}(X_1 - X_4),$$

где f – масштаб пластинки и V – скорость движения изображения. Используя четыре экспозиции, для среднего момента времени

$$t_0 = (t_1 + t_2 + t_3 + t_4)\ /\ 4,$$

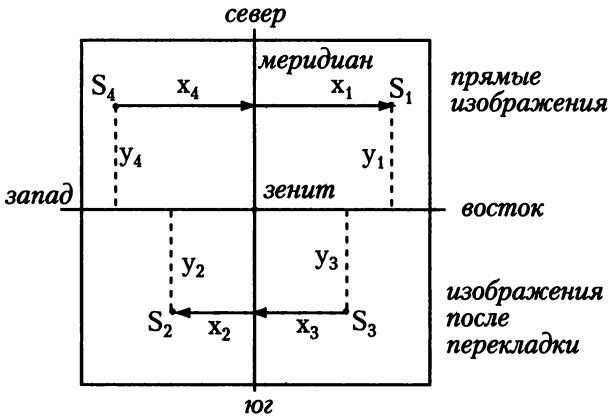

Рис. 7.14. Четыре изображения звезды на фотографической пластинке ФЗТ.

часовой угол звезды будет равен

$$H_0 = \frac{f}{4V}(X_1 - X_4 + X_3 - X_2).$$

Аналогично, зенитное расстояние будет равно

$$z = \frac{f}{4}[Y_1 - Y_4 + Y_3 - Y_2].$$

Как и для других инструментов, необходимо проводить калибровку фотографической зенитной трубы и вычислить масштабный коэффициент f и отклонение вертикали Δz. Кроме этого, траектория звезды на пластинке не является прямой линией, а является результатом центрального проецирования суточной параллели. Кривизна параллели должна быть учтена при обработке. Точность инструмента равняется примерно $0''.2$ при определении зенитного расстояния и $0''.05$ при определении часового угла.

Глава 8.

Гиппаркос

Преимущества космической астрометрии перед наземной очевидны:

• отсутствие атмосферной рефракции и турбулентности обеспечивает высокое качество изображения, определяемое дифракцией, что упрощает анализ и повышает точность измерений по сравнению с наземными наблюдениями,

• практически полное отсутствие механических деформаций, смещающих положение центра поля зрения при изменении ориентации инструмента,

• возможность наблюдения всего неба одним инструментом.

С другой стороны, у космических наблюдений есть и недостатки. Главный из них – нестабильность ориентации спутника, которая может меняться быстро и нерегулярно. Наземный инструмент жестко связан с Землей и, следовательно, его движение в пространстве хорошо изучено и легко прогнозируется.

Остальные недостатки носят по существу технический характер, но они исключают проведение других экспериментов на той же платформе, если, конечно, в них не используется тот же инструмент, как в случае космического телескопа имени Хаббла (см. раздел 5.4). По этой причине спутник должен быть предназначен только для решения задач астрометрии. Первым и пока единственным астрометрическим спутником был Гиппаркос. Успех этой миссии стимулировал появление новых космических астрометрических проектов, которые подробно обсуждаются в главе 12.

8.1. Эксперимент Гиппаркос

Идею высокоточного измерения параллаксов с борта искусственного спутника Земли выдвинул в 1966 году французский астроном Пьер Лакрут [165]. Однако прошло более десяти лет, прежде чем технология космических исследований достигла той степени зрелости, которая позволила всерьез рассматривать вопрос о проведении такого эксперимента. В результате нескольких лет дополнительных исследований, проводившихся Бакхусом и Лакрутом [7], затем Э. Хегом и Л. Линдегреном и другими членами научного совета Европейского космического агенства (ЕКА), проект был значительно усовершенствован и расширен [56]. Это позволило ЕКА в 1980 году приступить к его реализации. Уже на стадии реализации проекта Э. Хег предложил оригинальную концепцию научного использования устройства отождествления звезд[1] с двухканальным щелевым фотометром, в исходной постановке проекта служившего лишь для определения ориентации спутника в пространстве. Этот эксперимент, названный «Тихо» (Tycho)[2], был одобрен ЕКА и включен в состав проекта Гиппаркос. В соответствии со своей целью миссия получила название HIPPARCOS (аббревиатура от английского *HIgh Precision PARallax COllecting Satellite* или «спутник для высокоточного измерения параллаксов»), одновременно напоминающее об античном астрономе Гиппархе, открывшем явление прецессии и создавшем первый звездный каталог.

Запуск спутника Гиппаркос был произведен 8 августа 1989 года. Из-за отказа разгонного блока, спутник вместо запланированной геостационарной орбиты был выведен ракетой-носителем «Ариан» на промежуточную эллиптическую орбиту с большим эксцентриситетом и перигеем около 500 км, высотой апогея около 36500 км. Период обращения спутника равнялся 10 часам 40 минутам. Связь спутника с Землей обеспечивали три наземные станции: основная станция Центра управления полетом ЕКА в Оденвальде (Германия) и две вспомогательные станции – в Перте (Австралия) и в Голдстоуне (Калифорния, США). Благодаря удачному расположению по долготе эти станции охватывали около 93% орбиты спутника и почти 97% полезного наблюдательного времени.

---

[1] Название элемента оптической схемы телескопа Гиппаркос – «star-mapper» переведено как «устройство отождествления звезд» (УОЗ). (*Прим. ред.*)

[2] Название эксперимента «Тихо» связано с именем выдающегося датского астронома Тихо Браге (1546–1601). (*Прим. ред.*)

Основной недостаток орбиты, на которой оказался спутник, заключался в невозможности наблюдений при пересечении им радиационных поясов Земли из-за недопустимо высокого уровня фотонного шума, что привело к потере 30–35% наблюдательного времени. Кроме того, высокий уровень радиации привел к более быстрой, чем ожидалось, деградации некоторых компонентов спутника и измерительной аппаратуры. Это привело к приостановке эксперимента в июле 1992 года на три месяца, затем работа продолжалась еще полгода и была окончательно прекращена в марте 1993 года, что эквивалентно примерно 37 месяцам полезных наблюдений[3].

8.1.1. Основные принципы устройства Гиппаркоса

Гиппаркос – глобальный астрометрический инструмент, предназначенный для измерения больших углов на небесной сфере. Мы уже указывали в разделе 6.1, что есть два основных метода измерения больших углов; оба они были использованы в проекте Гиппаркос. Кроме того, проводились измерения и малых углов с помощью модулирующей решетки (см. § 5.3.1).

Жесткая угловая система отсчета задавалась *базовым углом*, который обозначим как $\gamma/2$, между двумя склеенными половинками зеркал, образующими так называемое *устройство сведения лучей* (*«beam-combiner»*). Лучи от звезд в двух полях зрения, разделенных углом $\gamma = 58°\,00'\,31''\!,25$, сводились на одну фокальную плоскость (рис. 8.1). Угловое расстояние между звездами в разных полях измерялось с помощью модуляции их изображений на решетке, как если бы они были в одном поле зрения, но с добавлением к полученному результату величины угла γ. Измерение углов между звездами, которые не попадают одновременно в поля зрения, производилось в процессе вращения спутника.

Спутник вращается вокруг оси, параллельной линии пересечения зеркал устройства сведения лучей и также щелям решетки; это направление мы будем называть *вертикалью*. Определение ориентации спутника в пространстве осуществляется с помощью системы вертикальных и наклонных щелей, называемых *устройством отождествления звезд* (УОЗ), и системы гироскопов.

---

[3]Проект Гиппаркос предусматривал трехлетнюю наблюдательную кампанию на геостационарной орбите с продлением ее до 5 лет в случае штатного функционирования спутника и научной аппаратуры.(*Прим. ред.*)

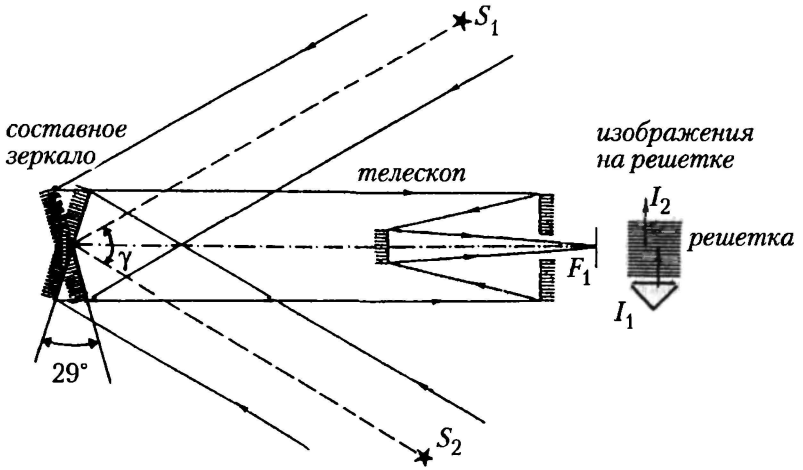

Рис. 8.1. Принцип наблюдений в эксперименте Гиппаркос. При вращении спутника вокруг оси, перпендикулярной плоскости рисунка, модулирующая решетка формирует изображения I_1 и I_2 соответственно звезд S_1 и S_2 из разных полей зрения.

8.1.2. Описание спутника

Мы дадим описание только основных элементов спутника. Более подробное описание спутника и научной аппаратуры см. в работе [208].

Корпус спутника состоит из шести прямоугольных панелей, образующих шестигранник с призмой на вершине. Три большие солнечные батареи перпендикулярны корпусу (рис. 8.2).

Свет проникает через две диафрагмы в устройство сведения лучей, представляющее собой 29-сантиметровое плоское зеркало, разделенное на две половины, которые склеены под углом $\gamma/2$. Этот угол был очень стабилен: в результате обработки наблюдений выяснилось, что его суточные вариации составляли не более 1 мс дуги, а медленные изменения, которые были около 2 мс дуги в месяц в начале эксперимента, впоследствии значительно уменьшились (за исключением последних нескольких месяцев работы спутника).

Свет, отраженный устройством сведения лучей, падает на плоское наклонное зеркало, которое отражает его на сферическое зеркало с фокусным расстоянием, равным 140 см. Фактически это рефлектор системы Шмидта (см. § 5.1.1), в котором корректором чет-

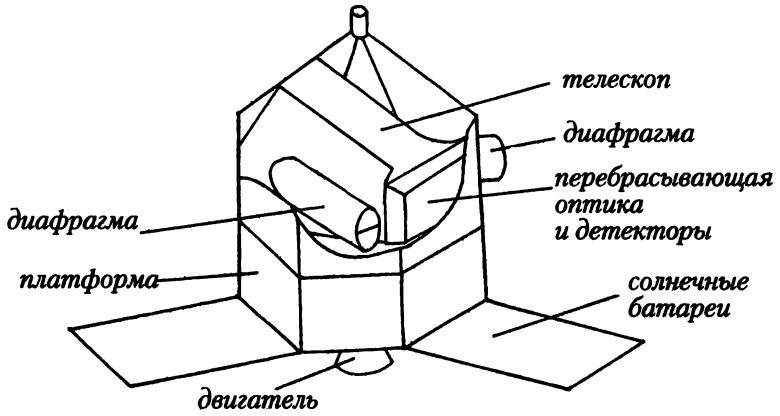

Рис. 8.2. Общее устройство спутника Гиппаркос. Шестиугольные панели показаны не полностью, чтобы была видна научная аппаратура.

вертого порядка является зеркало устройства сведения лучей. Фокальная плоскость находится за плоским зеркалом, имеющим центральное отверстие (рис. 8.3)

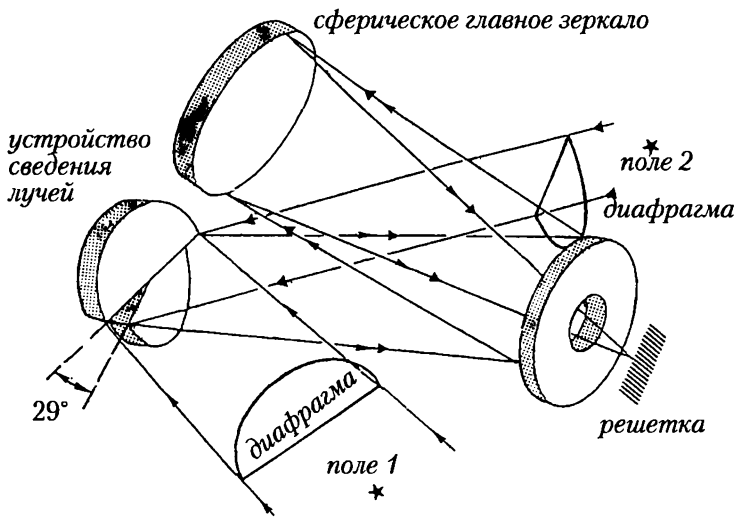

Рис. 8.3. Оптическая система телескопа Гиппаркос.

На фокальной поверхности расположены решетки, смонтированные на кремниевой подложке. В центре находится основная решетка, состоящая из 2688 щелей, расстояние между которыми соответствует 1″,208 на небесной сфере. Решетка пропускает 39% света. Она покрывает поле зрения 0,°9 × 0,°9. С двух сторон от основной решетки расположены два УОЗ, одно из которых является запасным. Устройства отождествления звезд состоят из четырех вертикальных щелей шириной 0″,9 на расстоянии $a, 3a, 2a$ друг от друга, где $a = 5''{,}625$, и дополнительной системы из четырех щелей с теми же расстояниями, но наклоненных под углом в 45° в виде шеврона (рис. 8.4).

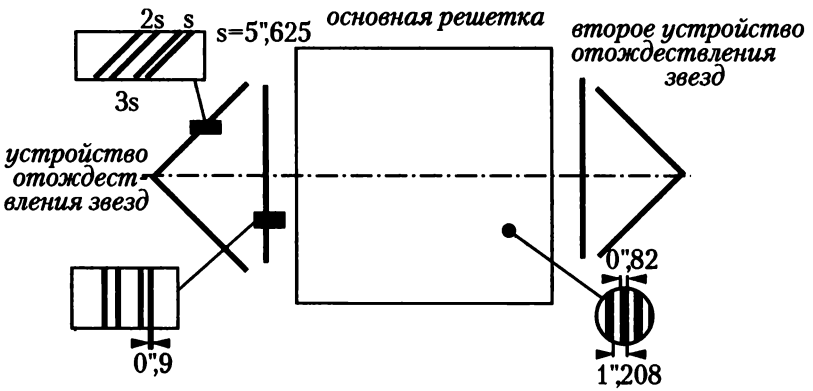

Рис. 8.4. Основная решетка и устройства идентификации звезд.

Свет, модулированный решеткой УОЗ, падает на дихроичную пластину, которая расщепляет пучок на два, примерно соответствующих диапазонам B и V фильтров в системе UBV. Отраженный пучок попадает в «голубой» канал фотоумножителя, а преломленный – в «видимый». Фотоумножители регистрируют поток фотонов полученного света с частотой 600 Гц.

Все звезды, находящиеся в любой из восьми щелей рабочего УОЗ, дают вклад в сигнал, так что эта система не годится для основной решетки. Решетка должна осуществлять регистрацию модулированного изображения каждой из звезд, одновременно находящихся в поле зрения. Вместо маски, использованной в астрометрическом многоканальном фотометре (§ 5.3.3), сигнал с основной решетки разделяется с помощью электронного диссектора изображе-

ния (§ 6.4.3). Он подает на приемник лишь малую долю электронного изображения (радиус равен 30″). Частота дискретизации потока фотоэлектронов равна 1200 Гц.

Этот метод подразумевает, что положения изображений звезд на основной решетке заранее известны. Это означает, что, во-первых, Гиппаркос мог наблюдать только звезды с заранее известными положениями и собственными движениями. Во-вторых, точная ориентация аппарата должна была рассчитываться в режиме реального времени. Первое условие было выполнено с помощью входного каталога, составленного на подготовительном этапе проекта (§ 8.1.3). Ориентация аппарата определяется из наблюдений прохождения звезд через УОЗ (см. § 8.2.5) с привлечением информации, полученной от гироскопов. Точность определения ориентации спутника составляла около 1″.

8.1.3. Входной каталог

Одной из важнейших задач подготовительного этапа эксперимента был отбор звезд и других небесных тел в программу наблюдений. Учитывая описанные в предыдущем разделе особенности процесса наблюдений, необходимо было подготовить все данные как для выполнения наблюдений, так и для их обработки. Эта работа была выполнена консорциумом под названием INCA (INput CAtalogue) под руководством К. Тюрон. Подробное описание работы консорциума см. в работе [209]. Входной каталог детально описан в работах [281], [140], [91].

Выбор звезд основывался на 214 заявках, представленных в ЕКА, и полном обзоре ярких звезд с предельной видимой звездной величиной между 7,7 и 8,7 (в зависимости от галактической широты).

Отбор не ограничивался лишь астрофизически интересными объектами. Звезды должны были быть равномерно распределены по небу – лишь в этом случае можно было использовать наблюдательное время так, чтобы достичь наивысшей точности измерения каждого объекта. Перед утверждением программы было выполнено моделирование эксперимента. Окончательная программа наблюдений содержала 118 322 звезд (около сотни из них фактически не могли наблюдаться), 48 малых планет, 3 спутника больших планет (Европа, Титан, Япет) и один квазар (3С 273).

Положения большинства объектов нуждались в улучшении посредством новых наблюдений или путем компиляции уже существу-

ющих данных. Наблюдения были выполнены на меридианных инструментах, астрографах и телескопах Шмидта. Требования к точности положений объектов определялись необходимостью определения ориентации спутника с точностью не хуже $1''$. Требования к точности исходных положений для редукции наблюдательных данных были еще строже: не хуже $0''.5$ для основной массы звезд[4] для того, чтобы избежать большого числа ошибок, сравнимых с шагом основной решетки, при определении положения изображения звезды на ней.

Кроме того, для выполнения наблюдений необходимы были звездные величины с точностью не хуже $0,5^m$. Для многих звезд надежно определенных звездных величин и показателей цвета просто не было. Поэтому было выполнено большое число новых наблюдений, в основном в Южной европейской обсерватории (European Southern Observatory, ESO), в Испании и в других странах. Кроме того, была проведена специальная работа по калибровке фотометрической шкалы Гиппаркоса.

Также были составлены эфемериды малых планет и переменных звезд, изменения звездных величин которых превышали $0,5^m$. Для большого числа двойных и кратных звезд были выполнены новые визуальные или фотографические наблюдения; была запущена программа по определению лучевых скоростей. Вся собранная информация была опубликована во *входном каталоге Hipparcos* (The Hipparcos Input Catalogue) [280]. В машинно-читаемом виде этот каталог имеется в Страсбургском центре звездных данных (Centre de Donnèes Stellaires, CDS). Для всех звезд каталог содержит следующие данные:

–положение (J2000 и B1950),
–собственное движение,
–параллакс,
–звездные величины в системе Гиппаркоса (B и V фильтры),
–спектральный класс,
–лучевая скорость,
–номера по каталогам DM и/или HD,
–тип переменности,
–информация о кратности.

[4] Это требование относилось в основном к опорным звездам, участвовавшим в первых двух этапах обработки наблюдений – так называемом восстановлении больших кругов и редукции на сферу. (*Прим. ред.*)

В астрометрическом отношении входной каталог оказался даже лучше, чем требовалось: средние ошибки в экваториальных координатах, оцененные путем сравнения с результатами Гиппаркоса, не превосходили 0″,3 [282].

Чтобы использовать данные входного каталога на момент времени t, необходимо исправить координаты звезд за аберрацию из-за движения Земли и спутника (§ 4.3.1) и учесть релятивистское отклонение света (§ 4.3.2). В дальнейшем мы будем предполагать, что эти поправки уже внесены.

8.1.4. Номинальный закон сканирования

Спутник должен сканировать небо так, чтобы все звезды наблюдались максимальное число раз. Этому требованию отвечает множество способов сканирования, однако в случае Гиппаркоса положение осложнялось наличием нескольких противоречащих друг другу ограничений:

- угол между наблюдаемыми полями зрения и направлением на Солнце должен был быть не менее 45°, чтобы избежать засветки от Солнца,
- наклон направления сканирования к эклиптике должен был быть как можно меньше, так как параллактическое смещение параллельно эклиптике (§ 4.2.2), и значит его проекция на плоскость сканирования тем больше (и тем точнее определяются параллаксы), чем меньше наклон,
- последовательные сканы должны перекрываться, чтобы никакая область на сфере не осталась непросмотренной. Это требование приводит к соотношению между скоростью сканирования и скоростью изменения направления сканирования.

В результате был выбран следующий компромиссный метод сканирования: спутник сканирует небо, совершая полный оборот за 2 часа 8 минут, так что звезда проходит основную решетку примерно за 19 секунд. При этом ось вращения спутника медленно поворачивается, совершая полный оборот вокруг направления на Солнце за 57 дней; угол между осью вращения и Солнцем постоянен и равен 43° (рис. 8.5). За время эксперимента каждая звезда наблюдалась от 30 до 150 раз в зависимости от ее положения на небе (под наблюдением понимается прохождение звезды по полю зрения инструмента).

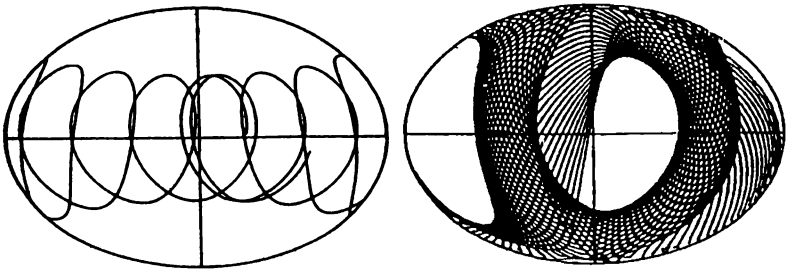

Рис. 8.5. Номинальный закон сканирования Гиппаркоса в эклиптических координатах – *Слева*: движение оси вращения спутника в течение года – *Справа*: участок неба, отсканированный за 70 последовательных дней.

8.1.5. Управление ориентацией спутника

Моменты внешних и внутренних сил не позволяют спутнику вращаться в точном соответствии с расчетным законом сканирования. Эти возмущения возникают вследствие:

- светового давления Солнца (они исчезают, когда спутник входит в тень),
- давления света, отраженного от Земли (они быстро меняются в зависимости от фазы Земли и расстояния до спутника),
- действия сил реакции гироскопов,
- градиента гравитационного поля Земли, который сильно зависит от расстояния до спутника,
- торможения магнитным полем Земли,
- торможения в атмосфере вблизи перигея.

Эти моменты изменяются в зависимости от положения спутника и его ориентации относительно оси вращения.

Соблюдение закона сканирования в присутствии возмущающих моментов сил обеспечивает система управления ориентацией, состоящая из шести реактивных двигателей. Сжатый азот из двух резервуаров поступает в редукторы, снижающие его давление до 150 кПа, а затем через клапаны – в двигатели. Если отклонение ориентации спутника от номинального закона сканирования превышает 10′, система управления включает двигатели, которые корректируют орбиту. Такая коррекция происходила в среднем 12 раз за оборот спутника; вблизи перигея это случалось заметно чаще.

8.1.6. Стратегия наблюдений

В любой момент времени в комбинированном поле зрения телескопа находятся несколько программных звезд. За цикл наблюдения (или «кадр») продолжительностью 32/15 секунды могло наблюдаться не более десяти звезд, причем порядок измерений каждой из них был строго задан. Если за время цикла звезда не пересекала границ поля зрения, то она наблюдалась 16 раз по одной и той же стратегии, давая 16 последовательных измерений (субкадров). В

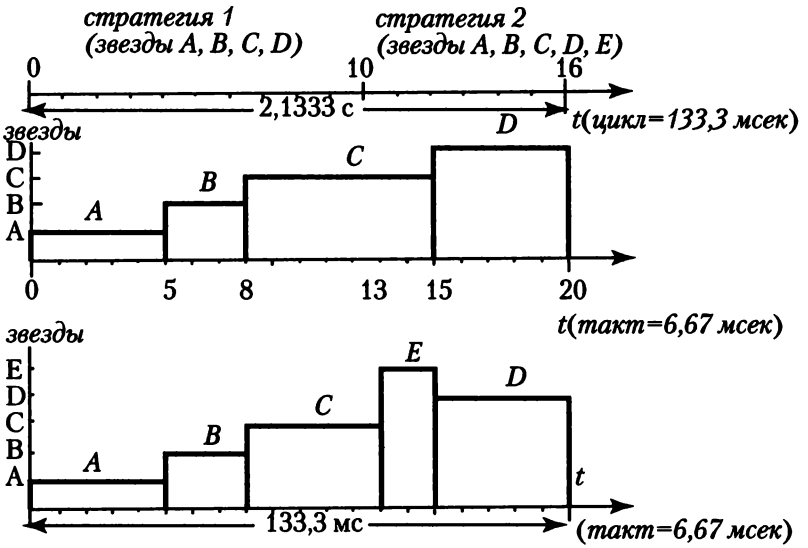

Рис. 8.6. Наблюдательная стратегия Гиппаркоса для одного цикла (2,133 с). Звезды A, B, C, D наблюдаются в указанном порядке с N, равным 5, 3, 7 и 5, соответственно. Когда звезда E входит в поле зрения, ей выделяются два такта измерения, отведенные ранее звезде C.

каждом субкадре сигнал от звезды регистрировался N раз по 8 интервалов длительностью 1/1200 секунды каждый; число N выбиралось больше для слабых звезд, чтобы частично компенсировать малое число регистрируемых фотонов. 20 тактов по 8 измерений распределялись между звездами в поле зрения так, чтобы время наблюдений было использовано полностью. В случаях, когда звезды покидали поле зрения или появлялись в нем, применялись две или три другие стратегии измерения (как с приходящими или уходящими

звездами, так и без них). Пример стратегии наблюдения для четырех звезд, постоянно присутствующих в поле зрения, и пятой звезды, попавшей в поле зрения на десятом такте измерения, показан на рис. 8.6.

В среднем звезда 9-й величины наблюдалась 0,5 с в течение кадра, то есть 4 с за время прохождения по полю зрения.

8.1.7. Управление полетом

Как уже было отмечено, управление спутником осуществляли три наземные станции под руководством Центра управления полетами ЕКА. Здесь подготавливались данные для передачи на спутник, включая список наблюдаемых звезд с моментами прохождения, предвычисленными по номинальному закону сканирования, и другие данные, необходимые спутнику для расчета стратегии наблюдений непосредственно на борту.

Спутник передавал на Землю все отсчеты при прохождении звездами основной решетки и данные о числе фотонов в каждом канале устройства отождествления звезд. Кроме того, на Землю поступали различные дополнительные данные, необходимые для обработки наблюдений и контроля поведения аппаратуры, например, ток катушки, управляющей наведением диссектора, температура, давление и т.д. Из Центра управления полетом эти данные вместе с информацией об орбите и ее коррекции, полноте и качестве наблюдений, отсчетах гироскопов, времени захода и выходе спутника из тени передавались в центры обработки данных. Все отсчеты, полученные от устройства отождествления звезд, поступали в консорциум редукции данных эксперимента «Тихо». При обработке результатов основной миссии из этих отсчетов на решетке УОЗ использовались только наблюдения программных звезд.

8.1.8. Обработка данных

В нескольких следующих разделах мы сначала опишем обработку данных основного эксперимента. Она была осуществлена двумя консорциумами редукции данных: FAST (Fundamental Astronomy by Space Techniques) под руководством Ж. Ковалевского и NDAC (Northern Data Analysis Consortium) под руководством Э. Хега и Л. Линдегрена. Мы сосредоточимся на методике редукции данных консорциума FAST (см. [153]); она отличается от методики NDAC во многих деталях, но не в общем подходе [174]. Подробное описа-

ние методов, лежащих в основе редукции, приводится в работе [210]. Фактически применявшаяся методика с учетом непредусмотренной орбиты спутника и опыта обработки реальных наблюдений описана в ([57], т.3).

В обоих случаях используются так называемый трехшаговый метод Линдегрена, описанный в следующих разделах. Он включает:

(i) обработку результатов счета фотонов (раздел 8.2),

(ii) редукцию на большие круги (раздел 8.3),

(iii) редукцию на сферу и определение астрометрических параметров (раздел 8.4).

Эти шаги применяются итерационным образом для повышения точности решения.

8.2. Обработка результатов счета фотонов

В процессе наблюдений получаются два набора данных счета фотонов. Данные с устройства отождествления звезд используются для определения ориентация спутника. Отсчеты с основной решетки служат для определения коэффициентов модуляции и координат звезд на решетке. Начнем с процедуры редукции данных УОЗ.

8.2.1. Отклик одиночной щели

Мы видели, что устройство отождествления звезд состоит из двух групп по четыре одинаковые щели. Обозначим через $s'(=0''.9)$ ширину каждой щели. Расстояние между щелями велико по сравнению с шириной щели и размером дифракционного изображения звезды, поэтому изображения не складываются. Однако фоновые фотоны дают вклад в сигнал. Подсчет фотонов выполняется с частотой 600 Гц синхронно в каждом из двух каналов; поэтому сигналы обоих каналов можно сложить для увеличения амплитуды суммарного сигнала. Пример наблюдения с помощью устройства отождествления звезд приведен на рис. 8.7.

Для редукции данных необходима теоретическая модель отклика одиночной щели; обоснование модели приведено в § 6.4.2.

Рассмотрим вертикальную щель. Пусть x_0 – абсцисса центра щели, $x = v(t - t_0)$ – текущая абсцисса центра изображения звезды, v – скорость сканирования. Если y – текущая абсцисса, отсчитываемая от x, то мы определим $f(y)dy$ как суммарный по высоте щели свето-

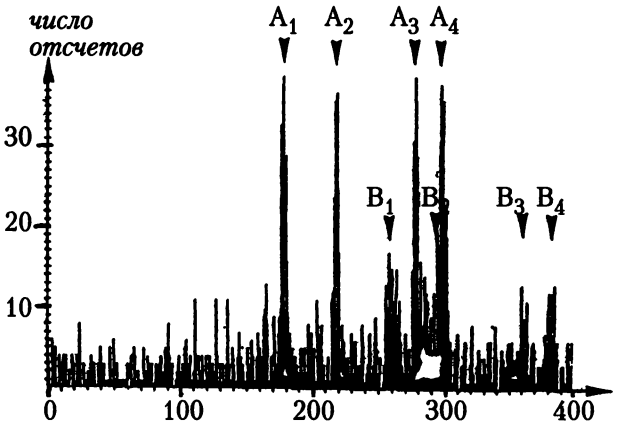

Рис. 8.7. Счет фотонов в V-канале УОЗ при прохождении двух звезд A и B через четыре щели.

вой поток от части изображения между абсциссами y и $y + dy$. Тогда полный световой поток при прохождении звезды через щель равен

$$I(x) = I(v(t - t_0)) = \int\limits_{x_0 - x - \frac{s'}{2}}^{x_0 - x + \frac{s'}{2}} f(y)\, dy. \tag{8.1}$$

На протяжении времени регистрации Δt, равного $1/600$ с, со средним моментом времени t полная освещенность будет

$$J(t) = \int\limits_{t - \Delta t/2}^{t + \Delta t/2} I(v_0(t - t_0))\, dt. \tag{8.2}$$

Нормируя этот интеграл и считая, что v_0 есть номинальная скорость сканирования ($v_0 = 168''\!,75$ в секунду), мы получаем нормированный отклик одиночной щели, с которым и сопоставляется реальное число фотонов:

$$R(t) = \frac{J(t)}{\int\limits_{-\Delta t/2}^{+\Delta t/2} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} f(y)\, dt dy}. \tag{8.3}$$

Функция $R(t)$ вычисляется по наблюдениям прохождений через щель одиночных звезд с поправкой v/v_0 за отличие скорости про-

хождения v от номинальной скорости сканирования v_0. Исправленная таким образом функция обозначается как $R^*(t)$. Она зависит от времени, отсчитываемого от максимума отклика, и называется *откликом одиночной щели*.

Точно так же вычисляется отклик для наклонной щели.

8.2.2. Время прохождения через устройство отождествления звезд

Пусть $\Phi_n(t + n\Delta t)$ – серия отсчетов фотонов, полученных для каждого выборочного периода во время прохода звезды через щель, с поправкой за средний фон. Поправка оценивается по измерениям числа фотонов вне пика или, что лучше, вычисляется их среднее значение на достаточно длительном интервале времени. Будем предполагать, что скорость сканирования v известна из измерений системы контроля ориентации спутника. Тогда теоретический отклик щели будет иметь вид:

$$R^*(t, v) = R^*\left(\frac{v}{v_0}t\right).$$

Для определения времени прохождения звезды через центральную линию щели достаточно определить поправку δt для независимого аргумента функции R^* так, чтобы достигался максимум корреляционной функции:

$$c(t) = \sum_{n=n_1}^{n_2} \Phi\left(t + n\Delta t\right) R^*\left(\frac{v}{v_0}\left(n\Delta t - \delta t\right)\right).$$

Тогда время прохождения звезды равно $t + \delta t$.

Таким образом определяются четыре момента времени t_1, t_2, t_3 и t_4 для каждой из четырех щелей. Определим центральную линию (барицентр) как линию с абсциссой:

$$\alpha = \frac{1}{4}\sum_{i=1}^{4} \alpha_i,$$

где α_i есть абсцисса i-й щели, $1 \leq i \leq 4$. Время пересечения этой линии звездой, следовательно, вычисляется как

$$\tau = \frac{1}{4}\sum_{i=1}^{4} t_i.$$

Другим способом определения этого времени является замена функции R^* на обобщенный отклик, включающий четыре отклика от щелей, разделенных временем сканирования расстояния между щелями, и затем сопоставление этой модели с полным числом фотонов за время прохождения звезды через УОЗ. Таким образом, четыре сигнала обрабатываются как один, как это было сделано при обработке данных эксперимента Тихо (§ 8.8.2).

Точность определения времени τ пересечения средней щели зависит от числа собранных фотонов и, следовательно, от звездной величины звезды. Можно выразить эту точность в миллисекундах дуги на небе, используя среднюю величину скорости вращения спутника 168″,75 в секунду, так что одна миллисекунда времени представляет собой 6 мс дуги на небе. Типичная среднеквадратичная ошибка определения времени прохождения звезды через группу щелей показана на рис. 8.8.

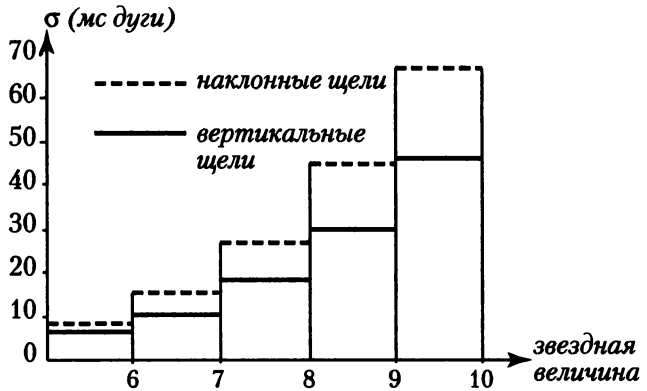

Рис. 8.8. Типичная среднеквадратичная ошибка определения времени прохождения звезды через барицентр группы щелей [54].

8.2.3. Переход от решетки к полю

Измерения проводятся на решетке, однако речь идет о координатах звезд на небе. Так же, как и для любого инструмента на поверхности Земли, необходимо определить преобразование, теория которого была представлена в § 5.1.6. Давайте сначала определим систему координат.

Прямоугольная система координат OGH на решетке определяется следующим образом: точка O – это середина прозрачной части центральной щели основной решетки. Ось OG направлена перпендикулярно щелям и положительна в направлении движения изображений. Ось OH параллельна щелям и вместе с осью OG образует правую систему координат.

Теперь определим систему координат, связанную со спутником. Основная плоскость определяется двумя оптическими осями; ось Ox определяется как биссектриса угла между положительными направлениями этих осей. Ось Oz выбрана так, чтобы вращение спутника в этой системе координат было прямым[5]. Направление оси Oz совпадает с направлением оси OH. Пересечение плоскостью, в которой лежит ось OG, небесной сферы называется *мгновенным большим кругом*, МБК (instantaneous great circle, IGC). В точку O проектируются изображения точек ω_1 и ω_2 на круге МБК (рис. 8.9). Угол между направлениями на эти точки равен базовому углу γ.

Введем локальные небесные системы координат с центрами в точках ω_1 и ω_2, с осями (u_1, v_1) и (u_2, v_2) соответственно, где оси u_1 и u_2 являются касательными к мгновенному большому кругу, а v_1 и v_2 положительны в том же направлении, что и ось Oz. Сферические координаты (ξ, η) точки в поле зрения в системе МБК есть:

$$\begin{aligned} &\text{предыдущее поле: } \xi_1 = \gamma/2 + u_1; \qquad \eta_1 = v_1 \\ &\text{последующее поле: } \xi_2 = -\gamma/2 + u_2; \qquad \eta_2 = v_2. \end{aligned} \tag{8.4}$$

Преобразование между локальными координатами на решетке и локальными небесными координатами близко к тождественному, если выразить период решетки, равный 1″,208, в радианах. Однако преобразование не является тождественным из-за закона центрального проецирования и аберраций оптической системы. Преобразования

$$(T_1) : (GH) \to (u_1 v_1) \qquad (T_2) : (GH) \to (u_2 v_2)$$

называются преобразованиями «решетка-поле» для каждого из полей зрения.

Это преобразование включает операцию центрального проецирования (§ 4.2.1), учитывает аберрации оптической системы, а так-

[5]Совпадающим с направлением вращения правого винта при его движении в направлении оси Oz. (*Прим. ред.*)

же и дифракционный хроматизм, поэтому в формулу входит показатель цвета I_c (см. § 2.4.8). Общий вид преобразования таков (здесь $i = 1$ или 2):

$$\begin{aligned} u_i &= G + U_i(G, H) + I_c U_i'(G, H) \\ v_i &= H + V_i(G, H) + I_c V_i'(G, H). \end{aligned} \tag{8.5}$$

Выражения для функций U и V можно построить либо разложив функции G и H в степенные ряды, либо численно. Преобразование «поле-решетка» имеет аналогичный вид

$$\begin{aligned} G &= u_i + g_i(u_i, v_i) + I_c g_i'(u_i, v_i) \\ H &= v_i + h_i(u_i, v_i) + I_c h_i'(u_i, v_i). \end{aligned} \tag{8.6}$$

8.2.4. Опорные большие круги

Наблюдения с помощью устройства отождествления звезд используются для определения ориентации спутника. Хотя ориентация может быть найдена в любой системе координат, удобно выбрать такую систему, основная плоскость которой была бы близка к плоскости мгновенного большого круга. Этот выбор диктуется также невозможностью одновременной обработки слишком большого объема данных. Естественным решением было обрабатывать вместе только данные, собранные за время одного орбитального периода спутника, т.е. примерно за 6–8 часов. За это время плоскость МБК, следуя номинальному закону сканирования, поворачивается не более чем на 2°,5. Практически это решение эквивалентно введению специальной системы координат, основная плоскость которой соответствует среднему положению МБК в течение рассматриваемого промежутка времени. Оно соответствует положению большого круга на середину интервала наблюдений для номинального закона сканирования. Среднее положение большого круга на небесной сфере произвольно, но не должно меняться при редукции. Эта плоскость называется *опорным большим кругом*, ОБК (reference great circle, RGC). Его положение относительно эклиптики определяется долготой ψ_A восходящего узла Ω и наклоном θ_A. Началом отсчета на опорном большом круге является точка Ω (рис. 8.9).

Ориентация спутника задается углами, которые определяют положение мгновенного большого круга и начальной точки на нем. Если N – восходящий узел МБК на опорном большом круге, то углы

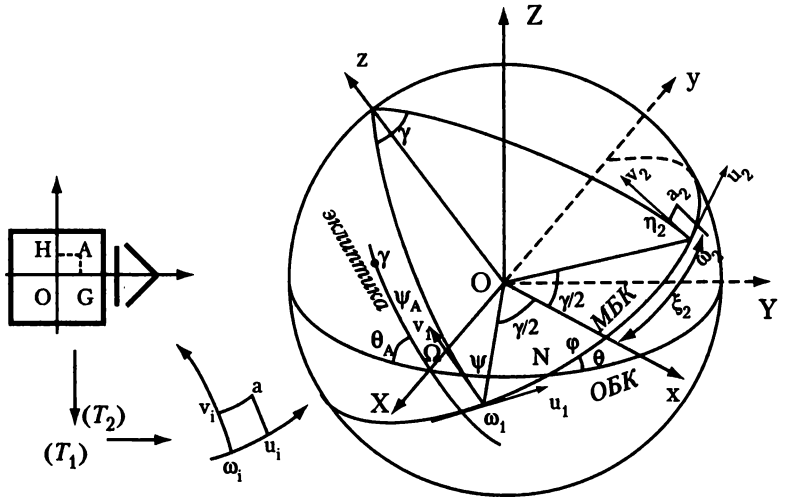

Рис. 8.9. Системы координат на решетке и на небесной сфере и определение опорного большого круга.

Эйлера, определяющие ориентацию спутника – это следующие углы:

$$\psi = \Omega N, \qquad \theta = (\text{МБК}, \text{ОБК}), \qquad \phi = (\mathbf{ON}, \mathbf{Ox}).$$

Преобразование из системы координат $Oxyz$, связанной со спутником, к системе опорного большого круга $OXYZ$ задается матрицей поворота (4.1):

$$\mathcal{T}(\phi, \theta, \psi) = \mathcal{R}_3(\phi) \cdot \mathcal{R}_1(\theta) \cdot \mathcal{R}_3(\psi). \tag{8.7}$$

8.2.5. Определение ориентации спутника

Звезда пересекает одну из барицентрических линий группы щелей устройства отождествления звезд в момент времени t. На решетке уравнение барицентрической линии имеет вид

$$G = G_0 + \epsilon H, \tag{8.8}$$

где G_0 – константа, а ϵ принимает значения $0, -1, +1$.

Соответствующая линия на небесной сфере получается применением преобразования «поле-решетка» (8.6). Уравнения имеют вид

$$F(u, v, g_i, I_c g_i', h_i, I_c h_i') = 0. \tag{8.9}$$

Предполагая, что преобразование «поле-решетка» известно, последнее соотношение приводит к нелинейному уравнению вида

$$f(u, v, \Delta u, \Delta v) = 0, \tag{8.10}$$

где Δu и Δv – подлежащие определению поправки.

Пусть α и β – координаты звезды в системе опорного большого круга. С учетом связи между системами координат мгновенного и опорного больших кругов (8.7) мы после элементарных преобразований переменных ξ и η (8.4) получаем

$$\begin{gathered} \xi = u \pm \gamma/2 = x\left(\alpha, \beta, \psi(t), \theta(t), \phi(t)\right), \\ \eta = v = y\left(\alpha, \beta, \psi(t), \theta(t), \phi(t)\right). \end{gathered} \tag{8.11}$$

Условие того, что наблюдаемая звезда находится на барицентрической линии УОЗ, получается подстановкой (8.11) в (8.10):

$$Z(\alpha, \beta, \gamma, \psi(t), \theta(t), \phi(t), \Delta u, \Delta v) = 0. \tag{8.12}$$

Каждое прохождение звезды через устройство отождествления звезд дает уравнение, связывающее Z, ψ, θ и ϕ на момент времени t. Величины Δu и Δv вычисляются с помощью калиброванного преобразования «решетка-поле». Как выполняется эта калибровка будет рассказано в разделе 8.4. Значения α и β на первой итерации берутся из входного каталога; для последующих вычислений используется положение звезды, определенное на предыдущей итерации.

Чтобы решить уравнения (8.12) для вычисления параметров ориентации спутника, необходимо выбрать параметрическое представление трех углов. Как это делается, мы обсудим в следующем разделе. Подробное описание решения задачи определения ориентации см. в [57].

8.2.6. Параметризация углов, определяющих ориентацию спутника

Углы, описывающие ориентацию спутника, можно считать гладкими функциями времени на интервалах между последовательными включениями двигателей. Моменты коррекции ориентации представляются точками разрыва первых и вторых производных этих

функций, которые имеют место в течение нескольких десятых секунды после включения реактивных двигателей. Изменение углов как функций времени за период одного оборота спутника проиллюстрировано на рис. 8.10.

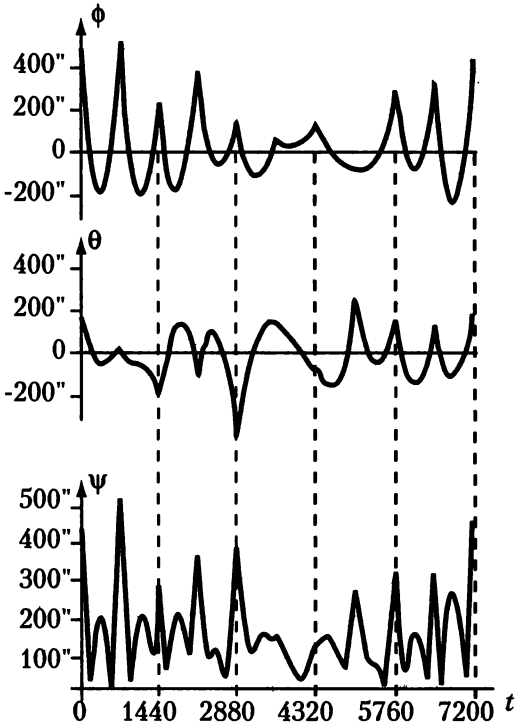

Рис. 8.10. Изменение трех углов, описывающих ориентацию спутника в системе координат опорного большого круга. Время выражено в секундах.

Самое простое решение в такой ситуации — это аппроксимация углов ориентации спутника кубическими сплайнами, которые являются полиномами третьего порядка, с условием непрерывности в точках коррекции орбиты. К сожалению, этот метод не работает, поскольку функции являются гладкими только на очень коротких интервалах времени, так что для определения коэффициентов сплайнов просто не хватает наблюдений. Поэтому этот метод не использовался. В консорциуме обработки данных NDAC эта задача бы-

ла решена с помощью сопоставления информации от гироскопов с результатами численного интегрирования динамических уравнений Эйлера. Остаточные уклонения углового момента были аппроксимированы гладкими функциями времени и использовались в качестве поправок для модели движения. Вычитая из этого решения угловые скорости, соответствующие номинальному закону сканирования, мы получаем величины $d\psi/dt$, $d\theta/dt$ и $d\phi/dt$. Затем эти величины интегрируются по отдельности на каждом интервале коррекции ориентации. Для определения постоянных интегрирования используются данные со спутника, полученные во время наблюдений. Точность определенной таким образом ориентации достаточна для того, чтобы стало возможным дальнейшее уточнение ориентации уже по данным устройства отождествления звезд. Окончательные, сглаженные поправки ориентации представлены в виде полиномов по времени.

Этот подход позволил получить вполне удовлетворительные результаты. Сравнение показало, что его точность оказалась аналогична точности аналитического подхода, развитого в другом консорциуме (FAST) обработки данных. Этот метод является чисто кинематическим. Он применялся в двух различных модификациях.

(i) *Долгопериодическое динамическое сглаживание*

В основе этого подхода лежит тот факт, что моменты сил, действующие на спутник, практически постоянны в течение одного оборота или имеют периоды, кратные периоду вращения спутника. Следовательно, квазипериодическая часть в выражении для углов, являющаяся функцией времени, практически не меняется, а коррекция ориентации затрагивает только вековую составляющую возмущений каждого угла [152]. Исходя из этих предположений, углы представляются в следующем виде:

$$\begin{aligned}
\psi(t) &= \psi_0 + \psi_n\,(t - t_n) + \sum_{j=1}^{J} P_j \cos\left(j\lambda + \psi_j\right), \\
\theta(t) &= \theta_0 + \theta_n\,(t - t_n) + \sum_{k=1}^{K} Q_k \cos\left(k\lambda + \psi_k\right), \\
\phi\,(t) &= \phi_0 + \phi_n\,(t - t_n) + \sum_{m=1}^{M} R_m \cos\left(m\lambda + \psi_m\right),
\end{aligned} \tag{8.13}$$

где λ есть среднее по времени изменение $\phi + \psi$ за оборот и λ может

быть приравнено к номинальной угловой скорости. Величины ψ_n, θ_n и ϕ_n постоянны на интервалах между двумя последовательными коррекциями ориентации, n – номер интервала между включениями двигателей. На практике оказалось, что уравнения (8.13) недостаточно точно описывают реальную ориентацию спутника; к ним необходимо было добавить динамическое описание газовой струи.

Если δ_n – импульс струи газа, A_n – коэффициент, который должен быть найден, и t_n, t'_n – моменты начала и конца коррекции, то поправка для одного угла имеет вид:

$$\Delta\psi = \int\limits_{t_n}^{t'_n} A_n \delta_n (t - t_n) dt.$$

Два аналогичных выражения можно написать для других углов.

Число J, K и M членов в уравнениях (8.13) было выбрано равным 15, однако программа обработки автоматически увеличивала или уменьшала их в зависимости от точности аппроксимации. В результате на каждом обороте приходилось вычислять интеграл и определять около 90 коэффициентов тригонометрических рядов и примерно 80 коэффициентов для описания вековых возмущений. Число прохождений звезд по полю зрения и, следовательно, число уравнений (8.12) составляло около 700. Такого количества вполне достаточно для надежного определения всех коэффициентов с помощью метода наименьших квадратов.

(ii) *Короткопериодическое представление*

При попадании спутника в тень основное возмущение – от светового давления – скачкообразно изменяется, и описанная выше модель становится неприменимой. Поэтому было принято решение представить каждый из трех углов полиномом Лежандра высокого порядка (от 5 до 15). По сравнению с первым случаем отношение числа уравнений к числу неизвестных примерно в 2 раза меньше, и условие непрерывности на границах интервалов не используется. Это снижает точность по сравнению с долгопериодическим сглаживанием примерно вдвое, так что этот метод применялся редко.

Точность определения параметров ориентации по наблюдениям одного прохождения звезды ожидалась равной 20 мс дуги для угла λ в направлении сканирования, 35 мс дуги для θ и 80 мс дуги для положения узла. Однако ошибки моделирования могут быть велики, что

приводит к значительным систематическим ошибкам при определении ориентации и прежде всего в краткосрочном представлении. Кроме того, точность в этом случае зависит от точности положений звезд. Номинальная точность положений во входном каталоге (0″3) приводит к следующим оценкам точности:

- 35–55 мс дуги для λ,
- 60–90 мс дуги для θ,
- 130–170 мс дуги для положения узла.

Использование координат звезд, полученных после первой итерации редукции данных Гиппаркоса, уменьшает ошибки определения θ и положения узла вдвое. Влияние повышения точности координат на точность определения угла $\lambda = \psi + \phi$ мы обсудим при описании редукции больших кругов (раздел 8.3).

8.2.7. Счет фотонов на основной решетке

При прохождении изображения по основной решетке свет от звезды модулируется по закону, описанному в § 5.3.1. Немного изменяя обозначения в формуле (5.15), запишем выражение для интенсивности в следующем виде

$$\begin{aligned} I(t) = I_0 + B + I_0 M_1 \cos(\omega(t - t_0) + \phi_1) + \\ + I_0 M_2 \cos 2(\omega(t - t_0) + \phi_2), \end{aligned} \tag{8.14}$$

где

t_0 – момент середины кадра,
I_0 – средняя интенсивность звезды,
B – интенсивность фона,
M_1 – коэффициент модуляции первой гармоники,
M_2 – коэффициент модуляции второй гармоники,
ϕ_1 – фаза первой гармоники,
ϕ_2 – фаза второй гармоники.

Частота ω определяется скоростью вращения спутника:

$$\omega = \frac{2\pi}{s} \frac{d(\psi + \phi)}{dt}. \tag{8.15}$$

Величины M_1 и M_2 – это первые члены разложения полученной интенсивности в тригонометрические ряды по времени. Решетка представляет собой частотный фильтр с коэффициентом передачи для третьей гармоники порядка 1–3%; следовательно, в выражении (8.14) ею можно пренебречь. Кроме того, M_1 и M_2 зависят от

размеров дифракционного изображения и распределения интенсивности в нем. По этой причине M_1 и M_2 являются функциями показателя цвета и положения изображения на решетке. То же самое верно и для разности фаз $\phi_1 - \phi_2$. Все эти величины представляются в виде многочленов четвертой степени по G и H с добавлением другого многочлена, умноженного на показатель цвета I_c. Имеем

$$M_1 = \sum_{i=0}^{4}\sum_{j=0}^{4-i} A_{ij} G^i H^j + I_c \sum_{i=0}^{3}\sum_{j=0}^{3-i} B_{ij}\, G^i\, H^j. \qquad (8.16)$$

Полиномы определяются для каждого поля зрения.

Вычисление коэффициентов модуляции $I_0 + B$, $I_0 M_1$, $I_0 M_2$, фаз ϕ_1 и ϕ_2 описано в § 5.3.2. В левую часть уравнения (8.14) подставляется суммарное число фотонов, полученное от звезды за время кадра наблюдений. Это дает в среднем около 600 уравнений, которые решаются методом наименьших квадратов. Чтобы сократить объем вычислений, число уравнений уменьшается посредством объединения тех уравнений, у которых значения $\omega(t - t_0)$ отличаются не более, чем на $\pm 3\%$. Для определения астрометрических параметров важнейшее значение имеют величины ϕ_1 и ϕ_2, которые служат для определения координаты звезды на решетке G в момент времени t_0.

8.2.8. Координаты на основной решетке

Положение изображения на решетке определяется по значениям фаз с помощью алгоритмов, приведенных в § 5.3.2. В соответствии с выражением (5.18) смещение изображения от центра щели в момент времени t_0 имеет вид:

$$\Delta G = \frac{s\Phi}{2\pi}, \qquad (8.17)$$

где Φ – обозначение для фазы первой гармоники в консорциуме NDAC. В консорциуме FAST использовалась комбинация двух фаз, которые пропорциональны весам, минимизирующим дисперсию Φ. В принципе веса различны для каждого наблюдения, но было бы крайне неудобно применять разные формулы. По этой причине были выбраны фиксированные средние дисперсии и средневзвешенные фазы, определяемые выражениями:

$$\Phi = C_1\phi_1 + C_2\phi_2; \qquad C_1 + C_2 = 1,$$
$$C_1 = \frac{(M_1^0)^2}{(M_1^0)^2 + 4(M_2^0)^2}; \quad C_2 = \frac{4(M_2^0)^2}{(M_1^0)^2 + 4(M_2^0)^2}, \tag{8.18}$$

где M_1^0 и M_2^0 – средние значения M_1 и M_2 для одиночной звезды с $I_c = 0,5$. Номинальные значения равны

$$M_1^0 = 0,7\,; \quad M_2^0 = 0,23\,; \quad C_1 = 0,75\,; \quad C_2 = 0,25.$$

В формуле (8.18) предполагается, что в ϕ_2 внесена поправка после калибровки разности $\phi_1 - \phi_2$.

Точность определения Φ зависит от числа фотонов, следовательно, от звездной величины звезды. На рис. 8.11 представлены средние ошибки определения Φ для двух звезд разных величин за первый год наблюдений.

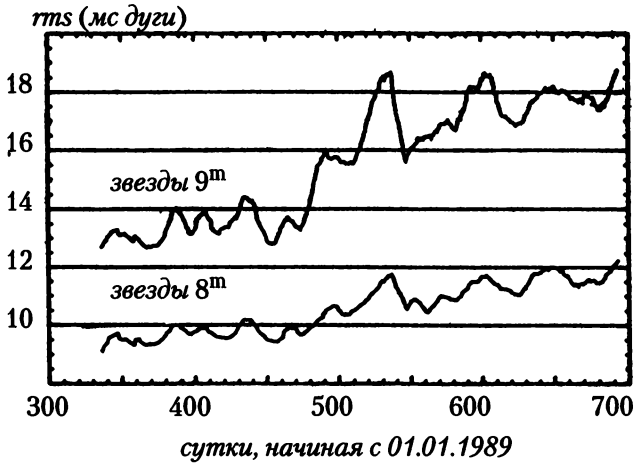

Рис. 8.11. Средняя ошибка определения взвешенной фазы за первый год наблюдений по данным консорциума FAST. Увеличение дисперсии с течением времени отражает старение оптической системы и фотоумножителя, а также расфокусировку. Короткопериодические неоднородности вызваны неоднородным распределением плотности звезд на опорном круге.

Чтобы получить G из соотношения (8.17), необходимо знать номер щели, где изображение звезды находилось в момент t_0. Номер

определяется по наилучшим известным координатам звезды, которые в сочетании с параметрами ориентации спутника, выведенными на основе данных УОЗ, позволяют вычислить сначала локальные небесные координаты u и v, а затем с помощью преобразования «поле-решетка» (8.6) и величины G_c и H_c. Координаты на решетке теперь вычисляются следующим образом:

$$G = ks + G_c, \qquad H = H_c.$$

Никаких изменений в вертикальном направлении нет, и далее H_c не меняется. Для G подбирается такое целое число k, чтобы значение G было как можно ближе к G_c.

8.2.9. Двойные и кратные звезды

Модуляционная кривая для двойной или кратной звездной системы представляет собой сумму модуляционных кривых каждой из компонент этой системы. Например, если модуляция каждой из компонент двойной звезды имеет вид:

$$A = I + B + IM_1 \cos(\omega t + \phi) + IM_2 \cos 2(\omega t + \phi),$$
$$A' = I' + B + I'M_1' \cos(\omega t + \phi') + I'M_2' \cos 2(\omega t + \phi'),$$

то результирующая модуляционная кривая определяется выражением:

$$A'' = J + B + JN_1 \cos(\omega t + \theta_1) + JN_2 \cos 2(\omega t + \theta_2).$$

После несложных алгебраических преобразований для новых коэффициентов модуляции получим:

$$\begin{gathered}
J = I + I', \\
JN_1 = \sqrt{I^2 M_1^2 + I'^2 M'^2_1 + 2II'M_1M_1' \cos(\phi - \phi')}, \\
JN_2 = \sqrt{I^2 M_2^2 + I'^2 M'^2_2 + 2II'M_2M_2' \cos 2(\phi - \phi')}, \\
JN_1 \cos\theta_1 = IM_1 \cos\phi + I'M_1' \cos\phi', \\
JN_1 \sin\theta_1 = IM_1 \sin\phi + I'M_1' \sin\phi', \\
JN_2 \cos 2\theta_2 = IM_2 \cos 2\phi + I'M_2' \cos 2\phi', \\
JN_2 \sin 2\theta_2 = IM_2 \sin 2\phi + I'M_2' \sin 2\phi'.
\end{gathered} \tag{8.19}$$

Очевидно, что θ_1 и θ_2 различны, а N_1 и N_2 в общем случае значительно отличаются от величин M_1 и M_2 для одиночных звезд. В

частности, все они зависят от разности $\phi - \phi'$, которая представляет собой угловое расстояние между компонентами на мгновенном или опорном большом круге. В разные моменты времени двойная звезда наблюдается в проекции на разные круги и, таким образом, значения параметров также различны. Это имеет два следствия.

(i) Точка изображения, соответствующая любой паре фаз или взвешенному среднему значению Ф, не соответствует более конкретному расположению компонент в двойной и тем более в кратной системе. Таким образом, метод определения астрометрических параметров, описанный в § 8.4.3, неприменим к кратным системам. Специальная процедура для обработки наблюдений кратных систем описана в § 8.6.1.

(ii) Формулы (8.19) представляют собой основу для обнаружения двойных систем и определения их основных параметров: расстояния между компонентами, позиционного угла и разности звездных величин компонент (см. § 8.6.1).

8.3. Редукция на большой круг

Зная параметры ориентации спутника и координаты на решетке всех звезд, наблюдаемых за один оборот, мы можем получить первые значимые астрометрические данные: абсциссы звезд на опорном большом круге. Мы увидим, что при этом уточняются коэффициенты преобразования «поле-решетка» и параметры ориентации спутника в направлении сканирования.

8.3.1. Геометрия редукции

Пусть S – звезда, наблюдаемая на каком-то мгновенном большом круге, и пусть положение этой звезды в системе координат опорного большого круга, использованное для определения ориентации (см. § 8.2.5), уже известно. Геометрия редукции показана на рис. 8.12.

Обозначим координаты звезды S в системе ОБК через (α, β), а в системе МБК как (ξ, η). Обозначим через H и K проекции S на мгновенный и опорный большой круг соответственно; пусть также N – это восходящий узел МБК на ОБК. Дугу NS можно вычислить двумя способами:

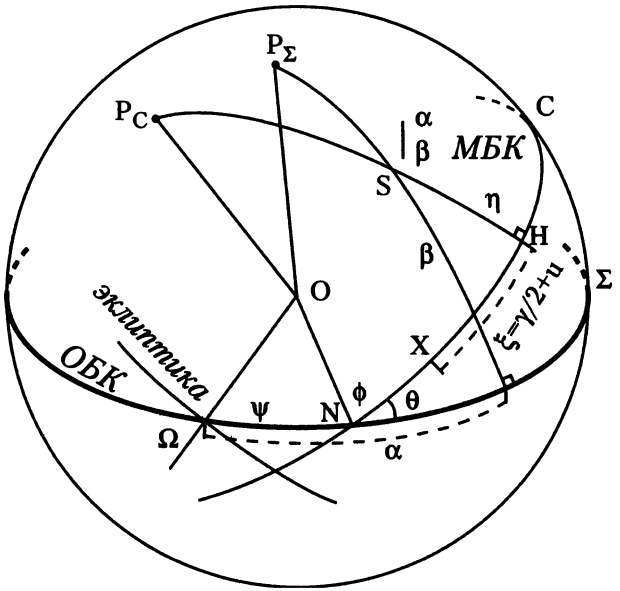

Рис. 8.12. Преобразование координат звезды S между системами мгновенного и опорного больших кругов.

$$\cos NS = \cos NH \cos SH = \cos NK \cos SK =$$
$$= \cos(\phi + \xi) \cos\eta = \cos(\alpha - \psi) \cos\beta.$$

Обозначая, как и прежде, через $\lambda = \phi + \psi$ угловую координату вдоль направления сканирования, получаем

$$\cos(\alpha - \psi) = \frac{\cos(\lambda - \psi + \xi)\cos\eta}{\cos\beta}.$$

Поскольку $\xi = u \pm \gamma/2$ и $\eta = v$, можно записать это соотношение в локальных небесных координатах u и v:

$$\cos(\alpha - \psi) = \frac{\cos(\lambda - \psi + u \pm \gamma/2)\cos v}{\cos\beta}. \tag{8.20}$$

В § 8.2.7 уже отмечалось, что v не является непосредственно наблюдаемой величиной, а вычисляется по координатам звезды в системе опорного большого круга и углам ориентации спутника:

$$v = v(\alpha, \beta, \lambda, \psi, \theta). \tag{8.21}$$

Разрешая (8.20) относительно α с учетом выражения (8.21) для v, получаем для наблюдения в момент времени t уравнение вида

$$\alpha = f(\beta, u, \lambda(t), \theta(t), \psi(t), \gamma). \tag{8.22}$$

8.3.2. Условные уравнения

Из формулы (8.5) видно, что u есть функция G, H и цвета звезды. Как показала практика, достаточно представить u в виде многочлена четвертой степени от G и H и в виде полинома третьей степени от этих параметров при коэффициенте I_c:

$$u_i = G + \sum_{j=0}^{4}\sum_{k=0}^{4-j} A_{ijk} G^j H^k + I_c \sum_{j=0}^{3}\sum_{k=0}^{3-j} A'_{ijk} G^j H^k, \tag{8.23}$$

где индекс i относится к номеру поля зрения. Основное уравнение метода — это уравнение (8.22), в котором u заменяется выражением (8.23):

$$\alpha = F\big(\beta, G, H, i, A_{ijk}, A'_{ijk}, \lambda(t), \theta(t), \psi(t), \gamma\big). \tag{8.24}$$

В этом уравнении предполагается, что

(i) γ известно неточно и зависит от показателя цвета:

$$\gamma = \gamma_0 + \Delta_1\gamma + I_c\Delta_2\gamma,$$

(ii) параметр $\lambda(t)$, полученный при определении ориентации, также не известен с достаточной точностью и, следовательно,

$$\lambda(t) = \lambda_0(t) + \Delta\lambda(t),$$

где $\lambda_0(t)$ — угол ориентации в направлении сканирования по данным устройства отождествления звезд.

Параметры A_{ijk} и A'_{ijk} также известны недостаточно точно:

$$A_{ijk} = A^0_{ijk} + \Delta A_{ijk}, \qquad A'_{ijk} = A'^0_{ijk} + \Delta A'_{ijk}.$$

Эти неизвестные входят в поправку $\Delta\alpha$ к вычисленному значению значению α. Вычислим F для исходных значений и выведем выражение для разности. В результате получим:

$$\begin{aligned}
&\alpha - F\left(\beta, G, H, i, A^0_{ijk}, A'^0_{ijk}, \lambda_0(t), \theta(t), \psi(t), \gamma_0\right) = \\
&= -\Delta\alpha + \sum_{ijk} \frac{\partial F}{\partial A^0_{ijk}} \Delta A_{ijk} + \sum_{ijk} \frac{\partial F}{\partial A'^0_{ijk}} \Delta A'_{ijk} + \\
&+ \frac{\partial F}{\partial \lambda_0(t)} \Delta\lambda(t) + \frac{\partial F}{\partial \gamma_0} \left(\Delta_1\gamma + I_c\Delta_2\gamma\right) + O\left(\epsilon^2\right) + \eta,
\end{aligned} \tag{8.25}$$

где η представляет собой поправку за фотонный шум в координатах решетки G, а член с $O(\epsilon^2)$ указывает, что мы пренебрегли эффектами второго порядка.

8.3.3. Составление и решение нормальных уравнений

Наблюдения за один оборот спутника, как правило, охватывают 1200–1500 звезд. На одну звезду в среднем приходится около 35 кадров (четыре прохождения по решетке), что дает около 50 000 условных уравнений (8.25). Далее отбираются наблюдения только высокого качества: по данным программы определения координат на решетке для каждой звезды устанавливается флажок, который указывает либо на большие среднеквадратичные ошибки определения коэффициентов модуляции, либо на опасность ошибки, кратной периоду решетки. Как правило, остается от 1000 до 1300 «хороших» звезд, так что система нормальных уравнений для определения поправок к параметрам ориентации и инструментальным параметрам строится по примерно 40 000 условным уравнениям (8.25).

После решения уравнений методом наименьших квадратов найденные параметры подставляются в уравнения для звезд, не участвовавших в решении, которые далее разрешаются только относительно поправок к абсциссам $\Delta\alpha$. Такие звезды назовем «пассивными». Наконец, положения малых планет и спутников больших планет определяются отдельно для каждого кадра (см. § 8.6.3).

Существует два способа решения системы нормальных уравнений для «активных» звезд в зависимости от модели представления $\Delta\lambda(t)$.

(i) *Геометрическое решение*

Одиночное некоррелированное значение $\Delta\lambda$ вычисляется для каждого кадра наблюдения (§ 8.1.6) следующими шагами:

- исключение неизвестных параметров ориентации,

• факторизация матрицы нормальных уравнений методом Холецкого и их решение [167] относительно инструментальных параметров и положений звезд,

• подстановка решения в уравнения, составленные по наблюдениям, и их решение относительно параметров ориентации спутника.

Уравнения имеют дефицит ранга, равный 1, так что все λ определяются с точностью до константы. Дефицит ранга устраняется методом минимизации нормы, что эквивалентно введению условия равенства нулю суммы всех поправок к абсциссам.

Число уравнений примерно в четыре раза больше числа неизвестных. Решение существует всегда, однако оно может содержать ошибки, кратные периоду решетки $s = 1''.208$. Эти ошибки могут встречаться как изолированно друг от друга, так и группами, вследствие коррекции ориентации на одном или нескольких интервалах.

(ii) *Сглаживание углов ориентации спутника*

Угол $\lambda(t)$ представляется кубическими сплайнами. Каждый сплайн применяется для 25–40 кадров; отдельные сплайны используются для представления угла во время коррекции ориентации. По сравнению с геометрическим решением число неизвестных уменьшается в 6–8 раз и составляет примерно 1200–1500. В остальном подход в целом не отличается от геометрического и включает следующие шаги:

• геометрическое решение для инструментальных параметров подставляется в условные уравнения,

• исключаются неизвестные, относящиеся к положениям звезд,

• после переопределения матрицы плана вычисляются параметры ориентации.

В окончательном виде имеются два набора параметров ориентации и абсцисс звезд вместе с их ковариационными матрицами. Они сравнивались с помощью статистического анализа. Как правило, предпочтение отдавалось сглаженному решению, если оно обладало приемлемым качеством. На первой итерации это происходило приблизительно в 80% случаев, а на последующих итерациях приближалось к 96%. В противном случае использовалось геометрическое решение. Наиболее часто встречавшаяся причина отказа от сглаженного решения — это недостаточное число наблюдений для построения аппроксимирующего сплайна.

Точность определения абсцисс на опорном большом круге зависит от точности координат на решетке, которая улучшается с увели-

Таблица 8.1. Среднеквадратичные ошибки (в миллисекундах дуги) определения абсцисс на первой итерации редукции на большие круги.

Звездная величина	Геометрическое решение (мс дуги)	Сглаженное решение (мс дуги)	Ошибка координат* (мс дуги)
≤ 6	3,0	1,8	0,6
6–7	3,3	2,2	1,0
7–8	3,5	2,6	1,5
8–9	3,8	3,1	2,1
9–10	4,5	3,8	2,8
10–11	5,4	4,7	4,3
≥ 11	7,0	4,7	4,3

* вычислена для 25 независимых наблюдений (кадров)

чением числа накопленных фотонов. В таблице 8.1 приведены среднеквадратичные ошибки редукции на большие круги геометрическим методом и методом сглаживания в зависимости от звездной величины. Для сравнения там же приведены среднеквадратичные ошибки определения координат на решетке по 25 кадрам (это типичное число наблюдений при редукции на большие круги). Эти результаты получены с параметрами ориентации, вычисленными по положениям звезд из входного каталога. Как показано на рис. 8.13, итерационное уточнение ориентации спутника на основе улучшен-

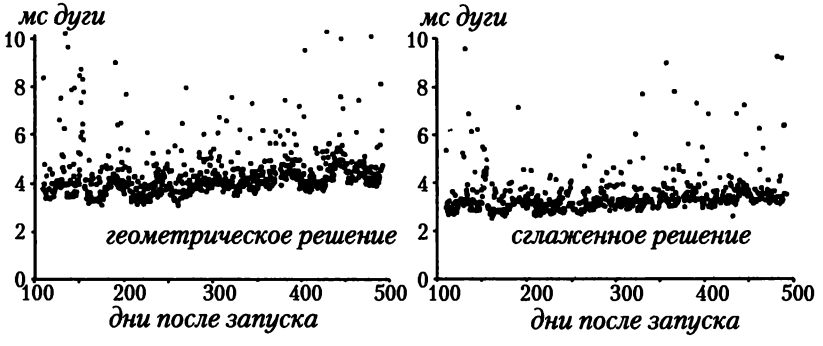

Рис. 8.13. Среднеквадратичные ошибки абсцисс по геометрическому и сглаженному решению после одной итерации за первый год наблюдений. Каждая точка представляет собой решение для одного опорного большого круга (данные консорциума FAST).

ного каталога звезд (см. раздел 8.5) повышает и точность определения абсцисс. Кроме того видно, что точность метода сглаживания примерно на 30% выше, чем точность геометрического решения.

8.4. Определение астрометрических параметров

Третий этап редукции представляет собой объединение результатов редукции на большие круги. Каждая звезда наблюдается на 30–50 разных больших кругах в моменты времени t_i. Результатом наблюдений являются абсциссы проекций звезды на опорные круги. Напомним, что абсциссы на опорном большом круге отсчитываются от условного нуль-пункта, соответствующего решению с минимальной нормой.

8.4.1. Основные уравнения

Пусть l_0 и b_0 – эклиптические долгота и широта звезды в момент времени t_0, μ_l, μ_b – ее годичное собственное движение по долготе и широте, а π – параллакс. Координаты на момент времени t_i как функции этих пяти астрометрических параметров имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} l(t_i) &= l_0 + \mu_l(t_i - t_0) + \frac{\pi P(t_i, l, b)}{\cos b}, \\ b(t_i) &= b_0 + \mu_b(t_i - t_0) + \pi Q(t_i, l, b), \end{aligned} \tag{8.26}$$

где P и Q – параллактические коэффициенты, определяемые в (4.16), которые могут быть вычислены заранее для любого момента времени t_i с необходимой точностью. Эклиптические координаты предпочтительнее экваториальных в силу симметрии закона сканирования относительно плоскости эклиптики, однако уравнения (8.26) можно с тем же успехом записать в терминах склонения и прямого восхождения.

Положение опорного большого круга задается углами Эйлера ψ_i, θ_i и $\Delta\Omega_i$. Последний угол задает неизвестное смещение нуль-пункта относительно восходящего узла эклиптики. Эти углы определяют преобразование

$$\mathcal{T} = \mathcal{R}_3(\Delta\Omega_i) \cdot \mathcal{R}_1(\theta_i) \cdot \mathcal{R}_3(\phi_i) \tag{8.27}$$

эклиптических координат (8.26) в координаты на опорном большом круге, из которых нам нужно знать только абсциссу α.

Астрометрические параметры приближенно известны, так что их истинные значения можно записать в виде

$$l_0 = l_0^0 + \Delta l, \qquad b_0 = b_0^0 + \Delta b,$$
$$\mu_l = \mu_l^0 + \Delta\mu_l, \quad \mu_b = \mu_b^0 + \Delta\mu_b,$$
$$\pi = \pi^0 + \Delta\pi,$$

где дополнительные члены представляют собой неизвестные поправки к априорным значениям, отмеченным верхним нулевым индексом. Если $\alpha^0(t_i)$ – вычисленная по приближенным значениям астрометрических параметров абсцисса в момент времени t_i в системе ОБК, то фактическое значение $\alpha(t_i)$ имеет вид:

$$\alpha(t_i) - \alpha^0(t_i) = \Delta\Omega_i + \frac{\partial\alpha^0(t_i)}{\partial l_0^0}\Delta l + \frac{\partial\alpha^0(t_i)}{\partial b_0^0}\Delta b + \\ + \frac{\partial\alpha^0(t_i)}{\partial\mu_l^0}\Delta\mu_l + \frac{\partial\alpha^0(t_i)}{\partial\mu_b^0}\Delta\mu_b + \frac{\partial\alpha^0(t_i)}{\partial\pi^0}\Delta\pi. \tag{8.28}$$

В уравнение (8.28) должны быть включены глобальные неизвестные $\Gamma_k (k = 1...K)$. Это, в частности, параметры модели изменения хроматичности с течением времени, коэффициенты периодических членов расстояния от Солнца и параметр γ общей теории относительности. Эти параметры не могут быть определены на этапе редукции на большие круги из-за слишком медленного изменения со временем (как, скажем, вековое изменение базового угла вследствие изменения дифракционного хроматизма) или из-за периодического характера (как, например, тепловые эффекты, обязанные своим происхождением нагреву Солнцем и повторяющиеся на каждом обороте спутника). Эти эффекты включаются в уравнение (8.28), и коэффициенты находятся при его решении.

8.4.2. Редукция на сферу

С учетом глобальных неизвестных Γ_k соотношения (8.28) для звезды j и опорного большого круга i имеют вид:

$$\alpha_{ij} - \alpha_{ij}^0 = \Delta\Omega_i + \frac{\partial\alpha_{ij}^0}{\partial l_j^0}\Delta l_j + \frac{\partial\alpha_{ij}^0}{\partial b_j^0}\Delta b_j + \\ + \frac{\partial\alpha_{ij}^0}{\partial\mu_{lj}^0}\Delta\mu_{lj} + \frac{\partial\alpha_{ij}^0}{\partial\mu_{bj}{}^0}\Delta\mu_{bj} + \frac{\partial\alpha_{ij}^0}{\partial\pi_j^0}\Delta\pi_j + \sum_{k=1}^{K}\frac{\partial\alpha_{ij}^0}{\partial\Gamma_k^0}\Delta\Gamma_k. \tag{8.29}$$

Основная цель редукции на сферу — это определение нуль-пунктов опорных больших кругов, то есть поправок $\Delta\Omega_i$. Это избавляет преобразование $\mathcal{T}$ (8.27) от дефицита ранга, матрица становится полностью определенной, и опорные большие круги задают опорную систему, относительно которой определяются положения и собственные движения наблюдаемых небесных тел.

Для решения этой фундаментальной задачи редукции с максимальной точностью необходимо использовать лишь абсциссы α_{ij}, определенные наилучшим образом. Как следствие в редукции на сферу участвуют только около 40 000 «первичных» одиночных звезд с наблюдениями наилучшего качества. Только наблюдения этих звезд используются для формирования матрицы плана на основе уравнений (8.28). За все время эксперимента получено около 10^6 уравнений первичных звезд. Неизвестными являются:

- около 200 000 астрометрических параметров,
- около 2000 нуль-пунктов опорных больших кругов,
- около 10 глобальных параметров.

Решение начинается с исключения неизвестных астрометрических параметров с последующим построением системы нормальных уравнений метода наименьших квадратов. Матрица нормальных уравнений имеет большую размерность и является слабо заполненной. Существует несколько методов решения таких систем [87]. В консорциуме FAST применялся итерационный метод сопряженных градиентов, называемый LSQR [206]; подробное описание метода приведено в работе [79]. Консорциум NDAC предпочел алгоритм факторизации Холецкого [167]. Было произведено сравнение методов, и полученные результаты были одинаковы.

Одна из трудностей третьего этапа редукции заключается в появлении при наблюдении некоторых звезд ошибок, кратных периоду решетки, на одном или нескольких больших кругах. Распределение ошибок положений этих звезд не является нормальным, что искажает решение. Оценки показали, что этот эффект не оказывает значительного влияния на результаты, если число звезд с такими ошибками не превышает доли процента. Звезды исключались из списка первичных, как только такие ошибки обнаруживались.

Еще одна трудность связана с дефицитом ранга нормальной системы (он равен 6). С физической точки зрения дефицит ранга эквивалентен инвариантности решения относительно произвольного поворота системы координат Гиппаркоса и затем ее вращения, за-

висящего от времени линейным образом. Для устранения дефицита ранга можно наложить шесть дополнительных условий, но опыт показал, что итерационный процесс сходится и без дополнительных ограничений. Следствием дефицита ранга является то, что координатная сетка Гиппаркоса произвольна, т.е. не связана ни с какой другой системой небесных координат. Задача привязки системы координат Гиппаркоса к общепринятым системам астрономических координат решалась отдельно после построения результирующего каталога. Эта процедура описана в § 8.6.3.

8.4.3. Определение астрометрических параметров

После решения нормальных уравнений и определения нуль-пунктов и глобальных неизвестных результаты подставляются в (8.29). Оставшиеся неизвестные — это пять астрометрических параметров. Число уравнений для каждой звезды равно числу опорных больших кругов, на которых она наблюдалась. Таким образом, остается решить 20–40 уравнений с пятью неизвестными для каждой звезды методом наименьших квадратов. Был разработан специальный алгоритм для обнаружения и коррекции ошибок, связанных с периодом решетки, в абсциссах звезд на больших кругах [14].

В методе предполагается, что абсцисса на опорном большом круге соответствует той точке, смещение которой описывается соотношением (8.26). Как мы видели (§ 8.2.3), в случае двойных и кратных звезд это не так. По этой причине двойные и кратные звезды не должны использоваться при редукции на сферу, а их астрометрические параметры определялись иначе, чем для одиночных звезд (§ 8.6.1).

С другой стороны, между звездами, которые Гиппаркос трактовал как одиночные, и звездами, признанными кратными согласно критерию (8.19), нет четкой границы. Некоторые двойные звезды могут оказаться настолько тесными, что их модуляционные кривые будут неотличимы от таковых для одиночных звезд, однако фотоцентр может при этом обладать кеплеровским движением. Такие звезды называются *астрометрическими двойными* и могут быть обнаружены только с помощью анализа остаточных уклонений при определении астрометрических параметров. Как следствие, к пяти астрометрическим параметрам были добавлены дополнительные неизвестные, позволяющие учесть кратность звезды.

8.5. Итерации и результаты для одиночных звезд

Внутренняя и внешняя точность редукции на большие круги зависит от нескольких величин, точность которых при первой итерации недостаточна из-за использования входного каталога, где большинство положений звезд имеют ошибки около 0″,3 и хуже. Это имеет место для углов ψ и θ, описывающих ориентацию спутника, которые не улучшаются при редукции на большие круги. То же самое справедливо и в отношении координат на решетке: номер щели определяется по координатам звезды из входного каталога, что может привести к ошибкам, кратным периоду решетки. Наконец, точность некоторых преобразований – например, преобразования «решетка–поле» для УОЗ – также зависит от исходных координат.

Несмотря на эти ошибки, для большинства одиночных звезд итерационный процесс, использующий в качестве начальных значений положения из входного каталога, сходится к решению, точность которого на 1–2 порядка лучше исходного. В этих условиях вполне естественно повторить редукцию, используя вновь полученный каталог вместо входного.

На самом деле далеко не все этапы редукции нуждаются в повторении. Анализ счета фотонов на устройстве отождествления звезд или на решетке не зависит от положения звезд и, следовательно, время прохождения через поле зрения УОЗ и модуляционные кривые для основной решетки можно не пересчитывать. При пересчете ориентации спутника используются не только уточненные положения звезд, но и значения $\psi(t) + \phi(t)$, определенные при редукции на опорные большие круги, точность которых значительно выше, чем по наблюдениям УОЗ. Координаты на решетке пересчитываются лишь в части определения номера щели по уточненным положениям звезд. Параметры преобразования «решетка-поле» для предыдущей итерации наряду с уточненной ориентацией спутника и координатами изображения на решетке служат входными данными следующей итерации для редукции на большие круги. Опыт показал, что на следующих итерациях метод динамического сглаживания оказывается успешным значительно чаще, чем при первичной обработке. Уточненные абсциссы используются для следующей итерации при редукции на сферу и определения астрометрических параметров.

В качестве эксперимента в консорциуме FAST после обработки данных первых 18 месяцев наблюдений было выполнено описанное

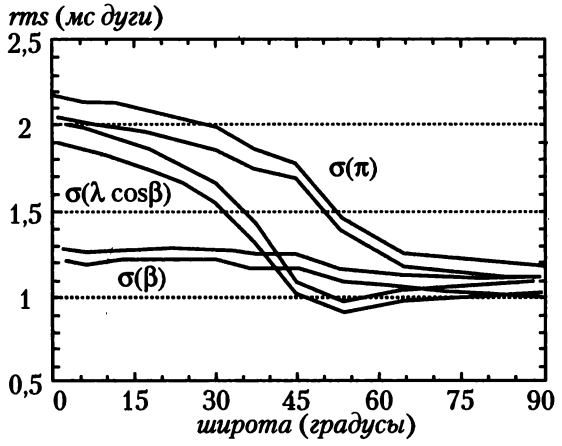

Рис. 8.14. Среднеквадратичные ошибки определения долгот, широт и параллаксов одиночных звезд в интервале звездных величин 8–10 по наблюдениям первых 18 месяцев эксперимента. Верхние кривые – значения до итерации, нижние – после итерации (по данным консорциума FAST). Сравните с окончательными результатами на рис. 8.20.

выше итерационное уточнение. Среднеквадратичные ошибки для звезд 8–10 величин, участвовавших в обоих решениях, приведены на рис. 8.14. Видно, что точность в среднем улучшилась на 5–8%. Еще одна итерация после редукции всех данных устраняет случайные и систематические ошибки.

На рис. 8.14 можно отметить зависимость среднеквадратичных ошибок от эклиптической широты. Это следствие принятого закона сканирования: звезды с малой широтой наблюдаются не так часто и только на больших кругах с большим наклоном к эклиптике. Из-за отсутствия наблюдений на больших кругах с небольшими наклонами точность в долготе и в собственном движении по долготе значительно хуже, чем в широте.

8.6. Специальные задачи

В предыдущих разделах, описывая основную редукцию данных, мы не затронули некоторые специальные задачи. Например, мы исключили из рассмотрения двойные и кратные звезды. Точно так же обработка наблюдений малых планет после определения абсцисс на опорных больших кругах выполняется отдельно от обработки на-

блюдений других объектов. Хотя основной целью эксперимента является определение астрометрических параметров, редукция фотометрических данных также является важной частью проекта Гиппаркос. Это, в частности, имеет важные последствия для обработки наблюдений двойных звезд. Поэтому ниже мы опишем, как решалась эта задача, и приведем оценки точности решения. И, наконец, привязка окончательного каталога Гиппаркос к небесной системе координат – чрезвычайно важный завершающий шаг редукции данных – завершит наш рассказ об эксперименте Гиппаркос.

8.6.1. Двойные и кратные звезды

В § 8.2.9 мы показали, что коэффициенты модуляции для двойных и кратных звезд зависят от угла между плоскостью орбитального движения системы и плоскостью мгновенного большого круга. В качестве примера на рис. 8.15 показана разность фаз $\theta_1 - \theta_2$ между первой и второй гармониками как функции проекции расстояния между компонентами, отнесенной к периоду решетки. Аналогичные разности фаз имеются и в N_1/N_2, и в $N_1^2+N_2^2$. Определение параметров звездной системы — это нетривиальная задача, потребовавшая разработки сложных алгоритмов, описание которых для консорциума FAST дается в [190], а для NDAC в [255].

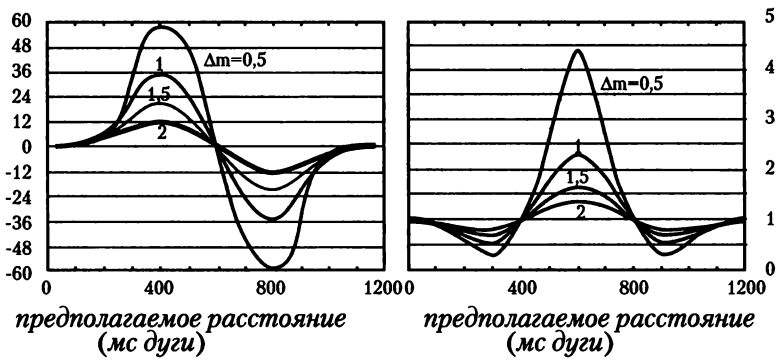

Рис. 8.15. Сдвиг фазы (в градусах) между первой и второй гармониками (*слева*) и в нормированном отношении коэффициентов модуляции $(N_1/N_2)/(M_2^0/M_1^0)$ (*справа*) для двойной звезды как функция проекции расстояния между компонентами на опорный большой круг, отнесенной к периоду решетки, и разности звездных величин компонент.

В результате обработки наблюдений двойных звезд получаются разности звездных величин компонент Δm, расстояние между компонентами ρ и позиционный угол θ на небесной сфере. Сами звездные величины определяются на этапе фотометрической редукции (§ 8.6.2) после необходимых процедур калибровки. Затем для каждого момента наблюдения двойной звезды находится проекция двойной системы на опорный большой круг. Зная длину проекции, можно определить разность фаз $\phi' - \phi$ компонент (§ 8.2.9). Располагая звездными величинами, мы определяем IM_1 и $I'M_1'$ для каждой компоненты. Затем из уравнения (8.19) вычисляются JN_1 и JN_2, и, наконец, ϕ, ϕ' и θ_1, θ_2.

Напомним, что абсцисса двойной звезды на опорном большом круге определяется из координаты G на решетке на основании взвешенной фазы (8.17) и (8.18):

$$G = ks + \frac{s(C_1\theta_1 + C_2\theta_2)}{2\pi},$$

что не соответствует какой-либо конкретной точке двойной системы. Поэтому, чтобы получить астрометрические параметры компонент, необходимо вычислять координаты на решетке для каждого из них. Например, для основной компоненты имеем:

$$\Delta G = \frac{s}{2\pi}[\phi - (C_1\theta_1 + C_2\theta_2)] + k's,$$

где k' — целое число, определенное так, чтобы для всех наблюдений оно относились именно к этой компоненте. Чтобы получить ΔG для другой компоненты, достаточно прибавить уже найденную проекцию расстояния между компонентами на опорный большой круг.

В принципе этого достаточно для определения астрометрических параметров двойной звезды. Но, если в системе имеется орбитальное движение, то для его описания необходимо введение дополнительных неизвестных и более сложное моделирование.

Способность распознать двойную систему и точность редукции зависит от разности звездных величин компонент Δm и от углового расстояния между ними. Из рис. 8.15 видно, что отличие отклика от отклика одиночной звезды убывает с увеличением Δm и с уменьшением проекции расстояния между компонентами. На практике предельное расстояние между компонентами, на котором еще удавалось обнаружить двойственность, составляло $0\overset{''}{,}1$–$0\overset{''}{,}15$. Когда разность

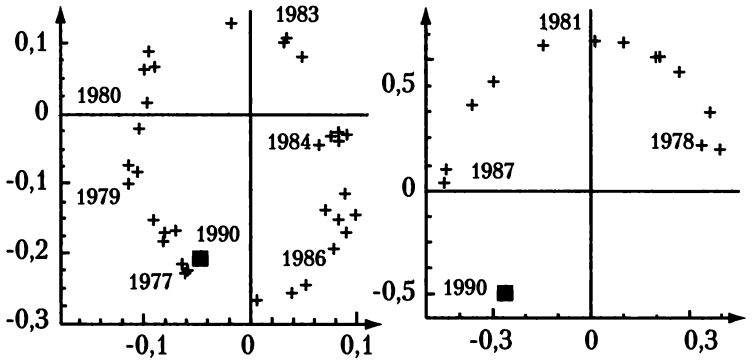

Рис. 8.16. Два примера спекл-интерферометрических наблюдений (*крестики*) двойных звезд и данные Гиппаркоса (*квадратик*) в начале миссии.

Δm становилась больше 3–3,5, шансы отождествить двойную систему становятся совсем малыми. В благоприятном случае относительное положение компонент определялось с точностью 5–15 мс дуги, а разность звездных величин – до сотых долей. С уменьшением расстояния и ростом Δm точность снижается. Сопоставление с результатами спекл-интерферометрии (см. раздел 9.2.) показало, что результаты Гиппаркоса имеют аналогичную точность; какие-либо систематические ошибки отсутствуют. Это иллюстрируется рис. 8.16, на котором показано, что угловые расстояния и позиционные углы, определяемые из наблюдений Гиппаркос, хорошо согласуются с результатами спекл-интерферометрических наблюдений.

Задачи редукции наблюдений тройных систем и систем большей кратности еще более сложные, но решения, как показано в [84, 216, 256], существуют.

8.6.2. Фотометрия в проекте Гиппаркос

Модуляционная функция (8.14), определенная в процессе редукции наблюдений на основной решетке, зависит от интенсивности, регистрируемой фотоумножителем. Фактически интенсивность входит в константу $I + B$ при условии, что постоянная фона B определена, или в выражение:

$$I^* = \frac{M_1^* (IM_1) + M_2^* (IM_2)}{M_1^{*2} + M_2^{*2}},$$

где M_1^* и M_2^* – априорные первый и второй коэффициенты модуляции, полученные методом независимой калибровки. Калибровка выполнялась по звездным величинам примерно 20 000 звезд, определенных из наземных фотометрических наблюдений и преобразованных в шкалу звездных величин Гиппаркоса (H_p) с помощью известной спектральной чувствительности фотоприемника основной решетки [91].

Точность определения звездной величины за одно прохождение по основной решетке составляет $\pm 0,004^m$ для ярких звезд 6-й величины, $\pm 0,014^m$ для звезд 9-й величины и $\pm 0,04^m$ для звезд 12-й величины. Тем не менее для непеременных звезд обработка всего массива наблюдений позволяет определить средние значения m с точностью в несколько тысячных звездной величины. Но самый интересный результат – это распознавание и анализ переменных звезд. На рис. 8.17 приведен пример цефеиды, которую удалось наблюдать в течение шести дней подряд; обратите внимание на отчетливо видимые два периода переменности.

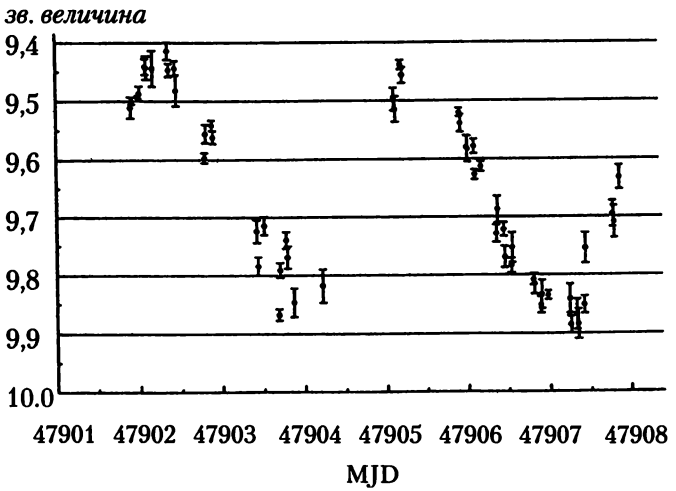

Рис. 8.17. Наблюдение цефеиды телескопом Гиппаркос. Период переменности равен 3,1 суток, интервал изменения звездной величины равен 9,41–9,86 (предоставлено Ф. Миньяром).

8.6.3. Объекты Солнечной системы

Гиппаркос наблюдал 55 относительно ярких объектов Солнечной системы: 48 малых планет, Уран, Нептун, три галилеевых спутника Юпитера (Европу, Ганнимед и Каллисто) и два спутника Сатурна (Япет и Титан). Использовались специально составленные эфемериды этих объектов с точностью лучше 0″,5. За одно прохождение видимое положение такого объекта может измениться на 0″,1, поэтому положение на опорном большом круге нужно было рассчитывать отдельно для каждого кадра наблюдений. Нормальная точка строится по 8–9 наблюдениям, используя изменения положения объекта из эфемерид [109].

Еще одна проблема заключается в том, что эти объекты не являются точечными, как звезды, а имеют значительные видимые размеры. Как следствие, их коэффициенты модуляции значительно изменяются. На рис. 8.18 показано поведение коэффициентов гармоник M_1 и M_2 как функций видимого диаметра ρ сферического тела по сравнению с номинальными значениями M_{01} и M_{02} для звезды.

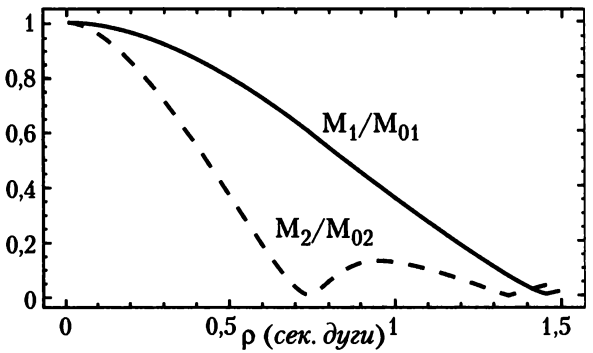

Рис. 8.18. Коэффициенты модуляции первых двух гармоник при наблюдении однородного светящегося диска как функции его диаметра ρ [109].

В результате возникает значимый сдвиг фотоцентра изображения. Эффект оказался меньше, чем точность наблюдений, но в будущих астрометрических экспериментах в космосе его надо будет учитывать. В целом было получено 4600 одномерных нормальных точек в проекции на опорные большие круги с точностью от 5 до 30 мс дуги в зависимости от яркости объектов и 2650 фотометрических наблюдений.

8.6.4. Привязка к внегалактической системе отсчета

Редукция на сферу приводит к построению системы координат Гиппаркоса, которая определена с точностью до шести произвольных параметров. Затем эта система должна быть привязана к какой-нибудь общепринятой системе отсчета. В действительности, система координат Гиппаркоса может быть приведена к любой опорной системе посредством произвольного поворота и вращения, зависящего от времени линейным образом [76]. Если $\mathcal{R}$ и $\mathcal{R}'$ – матрицы вращения, то единичный вектор в направление на звезду, равный $\mathbf{E}$, и вектор ее собственного движения $\mathbf{M}$ могут быть заменены на векторы:

$$\mathbf{E}'(t) = (\mathcal{R} + (t - t_0)\mathcal{R}')\mathbf{E}(t), \tag{8.30}$$

$$\mathbf{M}' = \mathcal{R}'\mathbf{M}. \tag{8.31}$$

Записав эти уравнения для некоторого числа звезд, положения и собственные движения которых известны в обеих системах координат, можно решить их относительно $\mathcal{R}$ и $\mathcal{R}'$.

В частности, в качестве внешней опорной системы можно было бы использовать систему FK5, поскольку все звезды этого каталога входят в программу Гиппаркоса[6]. Однако опыт показал, что даже незначительное изменение списка общих звезд в этом случае меняет элементы матриц на несколько миллисекунд дуги. Это означает, что решение для $\mathcal{R}$ и $\mathcal{R}'$ весьма неустойчиво. Причиной этого являются ошибки приведения каталога FK5 на эпоху наблюдений Гиппаркоса (около 1990 г.) со средней эпохи наблюдений FK5, равной 1950.0.

С другой стороны, в связи с утверждением новой внегалактической системы отсчета (§ 4.1.1), основанной на координатах внегалактических объектов, было куда более естественным привести систему Гиппаркоса в соответствие именно с этой системой. Пять независимых методов было предложено для вычисления матриц $\mathcal{R}$ и $\mathcal{R}'$ [155].

Очевидная трудность этой задачи заключается в фактическом отсутствии подходящих общих объектов: квазары, являясь мощными радиоисточниками, в оптическом диапазоне слишком слабы для непосредственного наблюдения в эксперименте Гиппаркос, а радиозвезды, включенные в программу, были либо слабыми в радиодиапазоне, либо имели значительные размеры. Это делало невозмож-

[6] Как, собственно, и предполагалось на стадии предполетного исследования. (*Прим. ред.*)

ным определение их координат на радиоинтерферометрах с высокой точностью. По этой причине использовались оптические методы привязки систем отсчета.

(i) *Наблюдения на радиоинтерферометрах со сверхдлинными базами*

Станции сети РСДБ (см. § 10.2.4) наблюдали 12 радиозвезд относительно расположенных вблизи квазаров. Это была основная программа наблюдений для привязки системы Гиппаркоса. Эти наблюдения имели максимальный вес при определении матрицы $\mathcal{R}$ и внесли заметный вклад в вычисление $\mathcal{R}'$.

(ii) *Другие радионаблюдения*

Около 30 радиозвезд наблюдались в одну, а несколько из них, в две эпохи (1984-1994 гг.) на «Очень большой решетке» (Very Large Array, VLA, § 10.2.2) для точного определения матрицы $\mathcal{R}'$. Матрица $\mathcal{R}$ была получена с несколько меньшей точностью, чем на РСДБ, из-за того, что точность наблюдений на VLA не лучше нескольких сотых секунды дуги. Наблюдения двенадцати радиозвезд на радиоинтерферометре MERLIN (Великобритания) также учитывались при определении $\mathcal{R}$.

(iii) *Наблюдения на космическом телескопе имени Хаббла*

С помощью астрометрических средств космического телескопа имени Хаббла (раздел 5.4) можно определить угловое расстояние от звезды Гиппаркоса до точечного внегалактического источника. Изменение этих расстояний со временем позволяет определить $\mathcal{R}'$.

(iv) *Фотографические и ПЗС-наблюдения*

Сравнения положений звезд Гиппаркоса с оптическими положениями квазаров, определяющих ICRS, позволяет определить $\mathcal{R}$. Это было сделано в рамках совместной программы по связи систем отсчета, выполнявшейся в Гамбургской обсерватории и Военно-морской обсерватории США. Программа включала наблюдения больших полей вокруг 78 выбранных источников на телескопе Шмидта. Кроме того, для независимого определения R' были привлечены 13 звездных полей, которые были сфотографированы в Боннской обсерватории на интервале около 90 лет, и наблюдения 24 других полей на несколько менее продолжительном интервале, выполненные в Потсдамской обсерватории.

(v) *Фотографические обзоры*

Еще одним методом определения $\mathcal{R}'$ является определение собственных движений звезд, которые выведены по фотографическим наблюдениям и отнесены предположительно к неподвижным вне-

галактическим источникам. В северном полушарии такие собственные движения были определены в рамках Ликского обзора; в южном полушарии эта работа была частично выполнена в рамках Йельского обзора [102]. В программе наблюдений этих обзоров оказалось более 10 000 звезд Гиппаркоса, что весьма способствовало определению $\mathcal{R}'$. Аналогичная программа, включавшая около 900 ярких звезд Гиппаркоса, присутствовавших в каталоге слабых звезд (КСЗ), также послужила определению $\mathcal{R}'$.

В результате было получено шесть независимых решений для $\mathcal{R}$ и двенадцать для $\mathcal{R}'$, причем некоторые методы позволили определить только двухмерные матрицы. Для определения наиболее вероятных значений векторов вращения $\mathbf{R}$ и $\mathbf{R}'$, представляющих матрицы $\mathcal{R}$ и $\mathcal{R}'$ было использовано два метода [175]. Оценка точности окончательного результата такова: 0,6 мс дуги для каждого компонента $\mathbf{R}$ и 0,25 мс дуги в год для компонентов $\mathbf{R}'$ [155].

8.7. Окончательный каталог Hipparcos

Консорциумы FAST и NDAC независимо друг от друга построили два каталога, следуя методике, которая кратко изложена в предыдущих разделах и подробно описана в томах 1 и 3 опубликованного каталога [57]. Окончательные астрометрические параметры, полученные каждым консорциумом, не были – и не могли быть – полностью идентичными. Было обнаружено, что корреляция между ними составляет 0,7. Поскольку астрономическое сообщество ожидало единый окончательный каталог, было осуществлено объединение этих двух каталогов.

8.7.1. Объединение каталогов

Упомянутая выше корреляция между двумя каталогами может быть объяснена тем фактом, что большая часть случайных ошибок астрометрических параметров обязана своим происхождением фотонному шуму, общему для обоих каталогов. Отличие результатов объясняются также различием моделей, принятых на разных этапах редукции. Это обстоятельство позволяло надеяться на значительное улучшение результатов после объединения каталогов. Оптимальный метод объединения должен быть основан на относительных весах каждого наблюдения, а не весов положений звезд, как это было бы при вычислении средневзвешенных окончательных коор-

динат при создании сводного астрометрического каталога. Кроме того, объединение астрометрических параметров не позволило бы корректно вычислить ковариации.

Было принято решение начать объединение каталогов с этапа редукции на большие круги, поскольку оставшиеся этапы составления обоих каталогов практически идентичны. Таким образом, определенные двумя консорциумами абсциссы на опорных больших кругах рассматривались как коррелированные наблюдения, на основе которых была заново проведена редукция на сферу и вычислены астрометрические параметры. Эта процедура подробно описана в главе 17 третьего тома каталога.

8.7.2. Содержание каталога Hipparcos

Окончательный каталог Hipparcos был опубликован Европейским космическим агентством в 1997 г. [57]. Издание включает 16 томов и набор компакт-дисков. Астрометрические параметры и звездные величины вместе с ковариационными матрицами для каждой звезды и дополнительной информацией о переменности, кратности и т.д. приводятся в томах с 5-го по 9-й. Последующие тома содержат результаты для двойных и кратных систем, данные о переменных звездах, карты отождествления и атлас неба. Астрометрические параметры приведены для 117 955 объектов, а фотометрические — для 118 204. Распределение объектов по звездным величинам приведено на рис. 8.19. Каталог практически полон до звездной величины $H_p = 7,5$.

(i) *Астрометрические результаты*

Положения и собственные движения приведены в системе отсчета ICRS для средней эпохи наблюдений J1991.25. Медианная стандартная ошибка положений на среднюю эпоху каталога для звезд с $H_p < 9$ составляет 0,77 мс дуги по $\alpha \cos \delta$ и 0,64 мс дуги по δ. Медианные стандартные ошибки годичных собственных движений по $\alpha \cos \delta$ и δ для звезд с той же величиной H_p составляют 0,88 мс дуги/год и 0,74 мс дуги/год, соответственно. Медианная стандартная ошибка параллаксов равна 0,97 мс дуги. Сравнение с другими известными источниками показало, что систематические ошибки не превосходят 0,1 мс дуги. Единственное исключение – это ошибки собственных движений долгопериодических двойных звезд, что может быть объяснено неучтенным орбитальным движением. Послед-

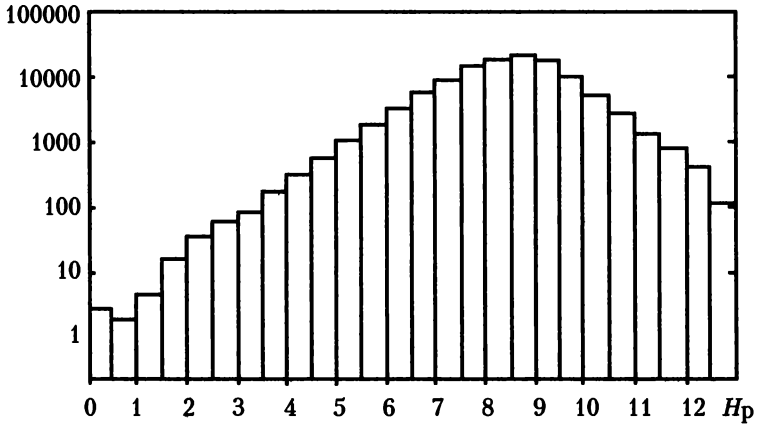

Рис. 8.19. Распределение объектов каталога Hipparcos по звездной величине в логарифмической шкале [191].

ний результат был получен из сопоставления с каталогом FK5, собственные движения которого получены по наблюдениям на интервалах времени порядка 50 лет.

Параллаксы с относительной точностью лучше 10% определены для приблизительно 20 000 звезд, а лучше 20% – для почти 50 000 звезд. Кроме того, определены параметры 12 195 двойных или кратных систем (среди них почти 3000 систем открыты впервые); еще 8542 звезды, по-видимому, не являются одиночными.

Среднеквадратичные ошибки собственных движений и парал-

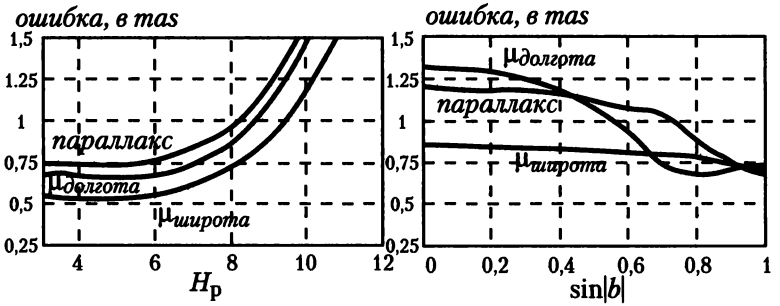

Рис. 8.20. Стандартные отклонения параллаксов и собственных движений одиночных звезд каталога Hipparcos как функция звездной величины Гиппаркоса H_p (*слева*) и эклиптической широты (*справа*).

лаксов в зависимости от звездной величины и эклиптической широты представлены на рис. 8.20.

(ii) *Фотометрические результаты*

Медианная стандартная ошибка звездных величин в фотометрической системе Гиппаркос для $H_p < 9$ составляет $0,0015^m$. Для 11600 звезд обнаружена или заподозрена переменность; у половины из них выявлен тип переменности.

8.8. Эксперимент Тихо

В исходной формулировке проекта Гиппаркос роль устройства отождествления звезд заключалась исключительно в определении ориентации спутника (§ 8.2.5). Однако вскоре было замечено, что УОЗ может служить источником важных научных данных [119], и в проект были внесены некоторые изменения, включая возможность проведения измерений на УОЗ в двух спектральных диапазонах. Детальное описание эксперимента, получившего название «Тихо», дано в [210]; обзор методики редукции приведен в [118]. Полное описание редукции приведено в томе 4 [57].

8.8.1. Принцип эксперимента Тихо

Уравнение (8.12), полученное в § 8.2.5, используется в основной схеме редукции для определения ориентации спутника, полагая положения звезд известными. С другой стороны, считая известной ориентацию спутника, можно использовать это уравнение для вычисления положений наблюдаемых звезд. В этом и заключается принцип эксперимента Тихо.

Ориентация спутника определялась в ходе основного эксперимента Гиппаркос из положений программных звезд. В результате итерационной процедуры ориентация спутника определялась с максимальной точностью, которую обеспечивала наблюдательная аппаратура и результирующий каталог Hipparcos, а именно несколько миллисекунд дуги в направлении сканирования и около $0''.05$ в других компонентах. Ориентация спутника в результате выполнения основной программы миссии относилась к системе отсчета Гиппаркоса.

Для определения ориентации спутника использовалось подмножество (около 48 тысяч) из $\sim$ 118 000 программных звезд Гиппаркоса, а всего на решетке УОЗ наблюдалось более миллиона звезд.

На выходе УОЗ для каждой из них был зарегистрирован модулированный сигнал, который можно было использовать для определения момента прохождения по системе щелей УОЗ. Для каждого момента прохождения такой звезды можно записать уравнения (8.12) и решить их относительно координат звезды. Эти уравнения не обязательно записывать в системе опорного большого круга — это можно сделать в эклиптических или экваториальных координатах.

8.8.2. Обнаружение звезд

В отличие от основного эксперимента, где наблюдались только звезды предварительно составленного списка, в эксперименте Тихо анализировались все данные, зарегистрированные устройством отождествления звезд. Этот анализ был невозможен без предварительных данных о положениях и звездных величинах звезд. Для этого послужил входной каталог Tycho, содержавший около 3 миллионов звезд с величинами менее $B = 12,8$ и $V = 12,1$. Он был составлен на основе *каталога гидировочных звезд* космического телескопа имени Хаббла в Центре звездных данных (Страсбург) [60]. Этот каталог вместе с параметрами ориентации позволял предсказать момент прохождения звезды через барицентр каждой группы щелей УОЗ. Отметим, что для решения этой задачи не нужны окончательные параметры ориентации; вполне достаточно первого приближения, вычисляемого на борту спутника, поскольку его точность заметно выше точности входного каталога Tycho, равной $2''$.

Предвычисленное время прохождения звездой группы щелей равно 0,07 с, что соответствует $12''$ на небе, с серединой в центре группы. Реальное время прохождения звезды по решетке почти всегда находилось в пределах этого интервала. Обнаружение прохождения звезды основано на вычислении корреляции сигнала с теоретической функцией отклика четырех щелей (§ 8.2.1) со значительными промежутками между ними, которая затем была исправлена за фактическую скорость вращения. Если обнаруживалась значимая корреляция с отношением сигнала к шуму больше 1,5 в пределах интервала прохождения, то это событие рассматривалась как обнаружение звезды, и фактическое время прохождения оценивалось по методу, описанному в § 8.2.2.

Чтобы увеличить отношение сигнал-шум, необходимо было тщательно промоделировать фоновый шум и вычесть его. Для этого была вычислена функция распределения отсчетов фотонов по 6400

реализациям в каждом канале. Получилась сумма пуассоновского распределения фотонов фона и более нерегулярного распределения света от звезд. Они легко разделяются, и фон определяется по величине медианы в нижней части распределения. Средний фон составлял 3 отсчета за (1/600 с), однако при прохождении спутником радиационных поясов Земли это значение возрастает до 40. При таком фоновом излучении ненаблюдаемы даже звезды 7-й величины.

Корреляционная функция непрерывно вычисляется для всего потока данных с УОЗ. Корреляционный пик вне предвычисленного интервала прохождения с отношением сигнал-шум более 1,8 объяснялся появлением в поле звезды, отсутствующей во входном каталоге Tycho; такие наблюдения просто добавлялись в список для дальнейшей обработки. Ограничение на отношение сигнал-шум снизу было принято с целью устранения артефактов; впоследствии оно было ослаблено (раздел 8.9).

8.8.3. Идентификация звезд

Не все обнаруженные прохождения действительно являются прохождениями реальных звезд. Ложные обнаружения обязаны своим происхождением ярким звездам, локальным всплескам фона и другим причинам. Процесс идентификации позволил установить, какие из наблюдавшихся прохождений соответствуют звездам, и отбросить ложные события.

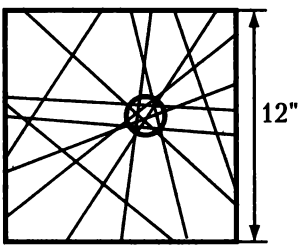

Рис. 8.21. Идентификация наблюдаемой звезды. Радиус кружка равен априорной оценке ошибки наблюдений.

Кроме того, в процессе окончательной редукции предвычисленное время прохождения уточнялось посредством высокоточной реконструкции ориентации спутника. Представим себе карту неба вокруг предсказанного положения звезды. Звезда, наблюдаемая в

некоторый момент времени t, находится в этот момент на проекции средней щели на небесную сферу. Ее траектория движения на карте представляет собой прямую линию. Если нарисовать такие прямые для всех наблюдений звезды, то они будут пересекаться в одной точке, соответствующей фактическому положению звезды в пределах ошибок наблюдения. На рис. 8.21 приведен пример такой карты размером $12'' \times 12''$. Кружок соответствует распределению ошибок. Из рисунка видно, что три наблюдения относятся к другим звездам или представляют собой артефакты.

8.8.4. Уравнения для определения астрометрических параметров

Для завершающей стадии редукции данных Тихо принимались только надежно идентифицированные прохождения. Основное уравнение построено на основе формализма, развитого в § 8.2.5. Уравнения для проекции на небо барицентрической линии группы щелей записываются следующим образом:

• Для вертикальной решетки:

$$u = G_0 + \Delta G_0 +_1 H + A_2 H^2 + \epsilon(A_3 + A_4 H). \qquad (8.32)$$

• Для верхней наклонной решетки:

$$u = G_1 + H + \Delta H_0 + B_1 H + B_2 H^2 + \epsilon(A_3 + B_4 H).$$

• Для нижней наклонной решетки:

$$u = G_1 - H - \Delta H_0 + C_1 H + C_2 H^2 + \epsilon(A_3 + C_4 H).$$

В этих уравнениях, $\epsilon = +1$ для предыдущего и $\epsilon = -1$ для последующего полей зрения; G_0 и G_1 – априорные значения координат пересечения решеток с осью G. В процессе решения помимо уточнения параметров преобразования «решетка - поле» и дисторсии щелей второго порядка определяются поправки вдоль оси G, а для наклонных щелей – вертикальное смещение. Всего в уравнения входят 14 неизвестных, подлежащих определению.

Наблюдениям на вертикальных щелях был присвоен значительно больший вес, чем наблюдениям на наклонных щелях, поскольку ориентация спутника, связанная с вертикалью, известна намного точнее, а влияние ошибок в координате H, известной с худшей точностью, проявляется только при определении калибровочных поправок. В связи с этим мы ограничимся рассмотрением прохождения звезды только по вертикальным щелям.

Поскольку ориентация спутника в момент времени t_i известна, переход от локальных небесных координат u, v к эклиптической системе l, b прост и не содержит никаких дополнительных неизвестных. Это преобразование, примененное к формулам (8.32), дает уравнение следующего вида:

$$Z(l, b, \Delta G_0, A_1, A_2, A_3, A_4, t_i) = 0. \tag{8.33}$$

Заметим, что на самом деле при редукции данных Тихо в консорциуме TDAC использовались экваториальные, а не эклиптические координаты. Мы же опишем редукцию наблюдений в эклиптических координатах, чтобы сохранить единообразие с описанной выше редукцией наблюдений основного эксперимента.

Координаты звезды в момент времени t_i представляют собой функции пяти астрометрических параметров согласно выражениям (8.26). Вводя, как в § 8.4.1, поправки к астрометрическим параметрам и подставляя их в (8.33) или в аналогичные уравнения для наклонных щелей, можно получить формулы, аналогичные формулам редукции на сферу (8.29), но без неизвестного нуль-пункта. Из этих выражений можно найти 14 калибровочных параметров. Поскольку (8.33) удовлетворяется тождественно, обозначив через Z_c значение Z, вычисленное с приближенными значениями астрометрических параметров $l_0^0, b_0^0, \mu_l^0, \mu_b^0$ и π^0 и инструментальных параметров $\Gamma_k^0 + \Delta\Gamma_k (1 \le k \le 14)$, мы получаем условное уравнение для звезды j на момент времени t_i:

$$\begin{aligned} -Z_c = \frac{\partial Z_{cij}}{\partial l_j^0}\Delta l_j + \frac{\partial Z_{cij}}{\partial b_j^0}\Delta b_j + \frac{\partial Z_{cij}}{\partial \mu_{lj}^0}\Delta\mu_l + \\ + \frac{\partial Z_{cij}}{\partial \mu_{bj}^0}\Delta\mu_b + \frac{\partial Z_{cij}}{\partial \pi_j^0}\Delta\pi_j + \sum_{k=1}^{14}\frac{\partial Z_{cij}}{\partial \Gamma_k^0}\Delta\Gamma_k. \end{aligned} \tag{8.34}$$

8.8.5. Определение астрометрических параметров

Наблюдения за весь период эксперимента дают несколько сотен таких уравнений для каждой звезды. Тем не менее, прямое решение условных уравнений нежелательно, поскольку инструментальные параметры Γ_k меняются со временем. Сначала необходимо определить инструментальные параметры. Для этого условные уравнения группируются примерно в течение недели наблюдений, причем учитываются только уравнения для звезд с хорошо известными положениями. В начале эксперимента в этом качестве выступали звезды из

наиболее точных астрометрических каталогов, а по завершении основного эксперимента – звезды из каталога Hipparcos, координаты, собственные движения и параллаксы которых вычислены на основе полного решения системы.

Условные уравнения группы в результате сводятся к виду:

$$-Z_c = \sum_{k=1}^{14} \frac{\partial Z_{cij}}{\partial \Gamma_k} \Delta\Gamma_k,$$

откуда и определяются параметры Γ_k для соответствующего интервала времени. После выполнения этой процедуры для всего периода наблюдений найденные значения инструментальных параметров подставляются в (8.34). Теперь, как и при обработке наблюдений основного эксперимента, для каждой звезды остаются только уравнения относительно пяти неизвестных астрометрических параметров.

Ожидаемые точности прямо зависят от точности определения ориентации спутника при редукции наблюдений основного эксперимента и от общего числа зарегистрированных фотонов. Поскольку вклад ошибок определения ориентации в общую ошибку одинаков для всех звезд, точность определения положения обратно пропорциональна квадратному корню потока от звезды. Разница с точностью результатов основного эксперимента объясняется в основном различием в наблюдательном времени. Обсудим этот момент.

Звезда, проходящая по основной решетке, наблюдается в среднем в течение 4,5 с. Пересечение этой звездой щели УОЗ дает данные для коррелирования с теоретическим откликом группы щелей (§ 8.2.1) лишь в течение 0,03 с, так что общее время наблюдения составляет 0,25 с, или в 18 раз меньше, чем на основной решетке. С учетом того, что размер щели УОЗ по вертикали составляет около 75% от размера основной решетки, время наблюдения звезды в основном эксперименте примерно в 25 раз больше, чем в эксперименте Тихо. Отношение точностей пропорционально квадратному корню из отношения числа собранных фотонов или из отношения времен наблюдения, что то же самое. Значит, точность положений Тихо должна быть примерно в 5 раз хуже, чем в основном эксперименте, что и подтверждается сравнением окончательных результатов.

8.8.6. Каталог Tycho

Каталог Tycho, имеющийся на компакт-дисках, содержит данные о 1 058 332 звездах. Он полон до звездной величины $V_T \approx 10,5$ и

включает часть звезд до величины $V_T \approx 11,5$. Медианная стандартная ошибка астрометрических параметров на среднюю эпоху наблюдений J1991.25 для звезд с $V_T < 9$ составляет 7 мс дуги. Медианная стандартная ошибка фотометрических данных составляет $0,014^m$ в величинах B_T и $0,012^m$ в V_T. Медианные стандартные ошибки для всех звезд каталога составляют 25 мс дуги в положении и $0,06^m$ в величинах V_T. В эксперименте были разрешены двойные звезды с расстоянием между компонентами более $2''$; было выявлено большое число двойных систем с расстоянием до $0''.4$.

8.9. Каталог Tycho-2

При редукции данных Тихо большой объем информации остался неиспользованным. В основном это связано с принятым для надежной идентификации прохождений ограничением 1,8 на минимальное отношение сигнал-шум (§ 8.8.2). Одно простое сложение числа фотонов от каждой звезды при прохождении обоих полей зрения позволяет повысить предельную звездную величину каталога Tycho на $0,4^m$. Во время наблюдений это было трудно сделать по техническим причинам, но стремительное увеличение мощности вычислительных средств позволило взяться за решение этой задачи. Более того, стало возможным выполнить не только сопоставление двух полей зрения при одном прохождении, но и объединить все наблюдения одной звезды [123].

8.9.1. Идентификация прохождений

Цель идентификации прохождений – найти в непрерывном потоке телеметрических данных со счетчика фотонов УОЗ информацию о фотонах, соответствующих прохождению данной звезды. Первое необходимое условие решения этой задачи состоит в наличии надежного входного каталога с достаточно точными собственными движениями. Такой каталог был построен на основе нескольких каталогов, описанных в § 5.1.7. Это — опорный каталог Tycho [120], ACT [287] и STARNET [228], собственные движения которых были выведены по данным Астрографического каталога. Кроме того, собственные движения были получены по положениям каталога гидировочных звезд и каталога положений USNO-A с достаточно большой разницей в эпохах и из 143 других наземных каталогов, приведенных к системе отсчета Гиппаркос. В результате был построен

второй входной каталог Tycho (TIC2), включающий более 7 700 000 звезд, из них более 96% с собственными движениями. Средняя точность положений составляет 0″,25, однако встречаются отскоки до 2″. Тем не менее этого было вполне достаточно для идентификации прохождений на основе окончательных углов ориентации спутника.

8.9.2. Вычисление положений звезд

Наблюдение одного прохождения звезды состоит из 31 отсчета фотонов. Если предвычисленное положение звезды взять в качестве начала стандартных координат в касательной плоскости, то геометрия наблюдений характеризуется:

- положением начала координат внутри центральной (16-й) щели,
- позиционным углом щели,
- поправочным множителем, дающим отличие мгновенного значения скорости сканирования от среднего за весь период наблюдений.

Если $\mathbf{r}(x, y)$ – фактическое положение звезды относительно начала координат, а ψ_i – позиционный угол i-ого направления сканирования, описываемого вектором $\mathbf{d}_i(\cos\psi_i, \sin\psi_i)$, то положение начала координат на решетке пропорционально $\mathbf{r}_i \cdot \mathbf{d}_i$. Основная идея редукции заключается в одновременном рассмотрении всех рядов отсчетов $i = 1, ..., N$. На рис. 8.22 иллюстрируется увеличение разрешающей способности в результате накопления наблюдений после устранения фона. Тот же подход применяется для оценки звездной величины при условии отсутствия переменности.

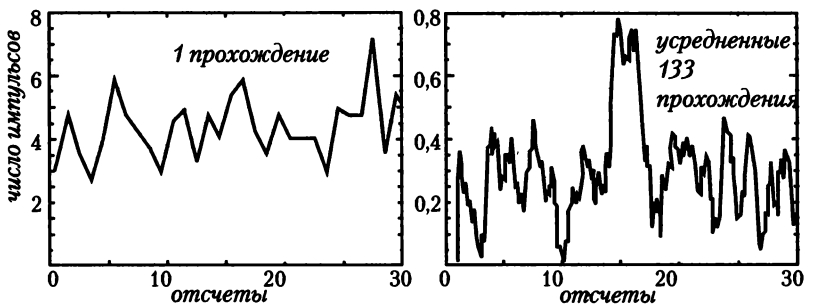

Рис. 8.22. Наблюдение слабой звезды HIP12785, величина которой равна $V_T = 10,8$. На *левом* графике показан результат одного прохождения (ряд из 31 отсчета). На *правом* графике показано нормированное среднее число фотонов для 133 прохождений звезды после вычитания фона.

При определении астрометрических параметров оценка смещения на опорном большом круге искалась по максимуму корреляции $c_i(\tau)$ между числом фотонов n_{ij} и откликом щели R (§ 8.2.2):

$$c_i(\tau) = \sum_{j=1}^{31} n_{ij} R(\tau_j - \tau), \tag{8.35}$$

где τ – момент времени, когда $c_i(\tau)$ достигает максимума. Основная идея состоит в том, чтобы использовать тот же принцип накопления для свертки c_i и, после учета весов w_i, найти оценку вектора $\mathbf{r}$, дающую максимум величины корреляции [123]:

$$c(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{N} w_i c_i(\mathbf{r} \cdot \mathbf{d}_i / v_i), \tag{8.36}$$

где v_i – нормированная мгновенная скорость сканирования. Все вычисления выполняются с учетом масштабного фактора $1/v_i$. Затем вычисляются значения кросс-корреляционной функции для некоторого числа точек вокруг решения уравнения (8.36). Получившиеся C должны быть меньше, чем $c(\mathbf{r})$. Иначе результат служил указанием на кратную систему, артефакт или ошибку идентификации.

8.9.3. Каталог Tycho-2

Каталог Tycho-2 [122] содержит положения и звездные величины 2 538 913 звезд по данным эксперимента Тихо на среднюю эпоху наблюдений 1992.5. Для звезд, которые наблюдались наземными телескопами по крайней мере один раз и для которых имелось собственное движение, положение приводится на стандартную эпоху J2000.0. Медианная стандартная ошибка положений ярких звезд ($V_T < 9$) не отличается от каталога Tycho и равна 7 мс дуги, однако для каталога в целом она достигает 60 мс дуги. Медианная стандартная ошибка годичных собственных движений равна 2,5 мс дуги/год. Каталог полон на 99% до величины $V_T < 11,0$ и на 95% до $V_T < 11,5$.

Глава 9.

Астрометрия очень малого поля зрения

В отличие от различных астрометрических методов исследования, в которых анализируются изображения звезд в фокальной плоскости телескопа, можно получить астрометрические параметры – и получить их с очень высокой точностью – используя не изображения, а волновые свойства света, о чем мы упомянули в § 2.1.3 и 2.1.4. Методы, которые будут описаны далее, основаны на интерференции когерентного света (см. раздел 2.3) или на явлении дифракции (раздел 2.2). В этой главе мы расскажем об этих методах и их использовании для восстановления изображения звезды или для получения информации о структуре малой области вокруг источника излучения. Такой смысл мы придаем выражению *очень малое поле зрения*. Астрометрическая информация, которая может быть получена таким способом – это видимые размеры (диаметр) одиночной звезды или относительное положение компонент двойной или кратной системы.

9.1. Амплитудная интерферометрия звезд

Интерферометрия сейчас – наиболее мощная методика наземных астрометрических наблюдений. Обзор интерференционных методов наблюдения можно найти в работе [243].

Существует два метода анализа интерференционной картины,

получаемой в интерферометре Майкельсона. Проще всего измерить амплитуду света в полосах. На этом принципе основана амплитудная интерферометрия, которая используется в астрометрии очень малого поля зрения. Более сложный путь – это измерение положения интерференционных полос и их фаз, но преимуществом этого метода является возможность измерения больших углов. Фазовая интерферометрия будет рассмотрена в главе 10.

9.1.1. Интерференционные полосы

Рассмотрим плоский волновой фронт F (рис. 9.1), амплитуда которого задана как функция времени выражением (2.5). Предположим, что в начальный момент времени фаза волны F равна ϕ, а мгновенная амплитуда F является следующей функцией времени

$$U = a\cos(\omega t - \phi). \tag{9.1}$$

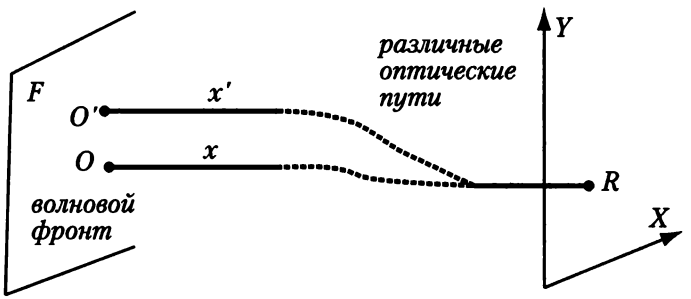

Рис. 9.1. Интерференция между лучами, исходящими из точек O и O' одного и того волнового фронта.

Волновой фронт попадает в инструмент и достигает приемника R в фокальной плоскости XY. Длина оптического пути равна

$$x = \int_F^R n(s)\,ds.$$

Интеграл берется вдоль траектории луча в инструменте. Мгновенная амплитуда в точке R тогда равна

$$U = a\cos\left(\omega t - \frac{2\pi x}{\lambda} - \phi\right).$$

Теперь предположим, что другая часть волнового фронта F достигает точки R, распространяясь по другому пути, так что длина оптического пути равна x'. Мгновенная амплитуда этой части волны F в R равна

$$U' = a\cos\left(\omega t - \frac{2\pi x'}{\lambda} - \phi\right).$$

Применяя принцип суперпозиции (§ 2.1.4), получаем мгновенную амплитуду результирующей волны в точке R:

$$\begin{aligned} W &= U + U' = \\ &= 2a\cos\left(\tfrac{\pi}{\lambda}(x' - x)\right)\cos\left(\omega t - \tfrac{\pi}{\lambda}(x' + x) - \phi\right) = \\ &= A\cos(\omega t - \phi'). \end{aligned} \tag{9.2}$$

Амплитуда суммарной волны равна

$$A = 2a\cos\frac{\pi}{\lambda}(x' - x),$$

а фаза:

$$\phi' = \frac{\pi}{\lambda}(x + x') + \phi.$$

Освещенность в точке R согласно (2.8) будет:

$$E \cong \frac{A^2}{2} = 2a^2\cos^2\left(\frac{\pi}{\lambda}(x' - x)\right) = a^2\left(1 + \cos\frac{2\pi(x' - x)}{\lambda}\right). \tag{9.3}$$

Освещенность, таким образом, является функцией разности длины оптических путей. В фокальной плоскости это, очевидно, функция координат R, поэтому на плоскости наблюдается интерференционная картина. Максимальная освещенность $E_{max} \cong 2a^2$ достигается, когда разность оптических путей такова, что $x' - x = K\lambda$, где K – целое число. Минимальная освещенность E_{min} равна нулю при $x' - x = \lambda/2 + K\lambda$. Однако существуют два ограничения для системы интерференционных полос, задаваемых формулой (9.3).

(i) В общем случае свет немонохроматичен. Системы интерференционных полос различны для разных длин волн. Это приводит к размазыванию интерференционной картины. Чем больше разность длин оптических путей, тем более размыты интерференционные полосы. Только полоса, соответствующая $x' - x = 0$, одинакова для всех длин волн. Она называется *центральной* или *белой полосой*.

(ii) Так называемое монохроматическое излучение естественного происхождения на самом деле имеет определенную ширину спектра. Интерференционные полосы появляются, поскольку справедлив принцип суперпозиции, в пределах длины когерентности света (раздел 2.3). Данное обстоятельство ограничивает допустимую разность длин оптических путей длиной когерентности (она равна $l = \lambda^2/\Delta\lambda$), и, таким образом, область плоскости XY, где появляются интерференционные полосы, также ограничена.

9.1.2. Интерферометр Майкельсона

Звездный интерферометр Майкельсона – это астрономический инструмент, в котором на единственный приемник проецируются два изображения источника света, получаемые при прохождении света по двум различным оптическим путям. Затем две волны складываются.

Этого можно достичь с помощью одного телескопа, в который свет проникает через две разнесенные на некоторое расстояние апертуры. Также можно использовать два телескопа, направленных на одну и ту же звезду и регистрирующих свет на одном и том же приемнике. Второй способ сейчас является общепринятым.

Однако для получения интерференции недостаточно направить на детектор два световых пучка. Необходимо, чтобы два волновых фронта, входящих в каждый телескоп, были когерентны и описывались одним и тем же выражением типа (9.1). Два телескопа размещаются таким образом, чтобы оптические пути от каждого из них до приемника были одинаковы. Это схематично изображено на рис. 9.2 для горизонтальной конфигурации интерферометра север–юг, наблюдающего звезды, проходящие через меридиан. При компенсации оптического пути должно выполняться условие:

$$|(AB + BC + CD + DR) - (A'B' + B'C' + C'D' + D'R)| < l, \quad (9.4)$$

где l – длина когерентности и длины отрезков соответствуют длинам оптических путей.

Пусть z – зенитное расстояние звезды, а d – расстояние между осями двух телескопов. Тогда разность путей до зеркал C и C' будет равна $PP' = d \sin z$. Она должна быть скомпенсирована перемещением зеркала DD' по горизонтали между телескопами. Другим решением может быть фиксация приемника и изменение длин CD и

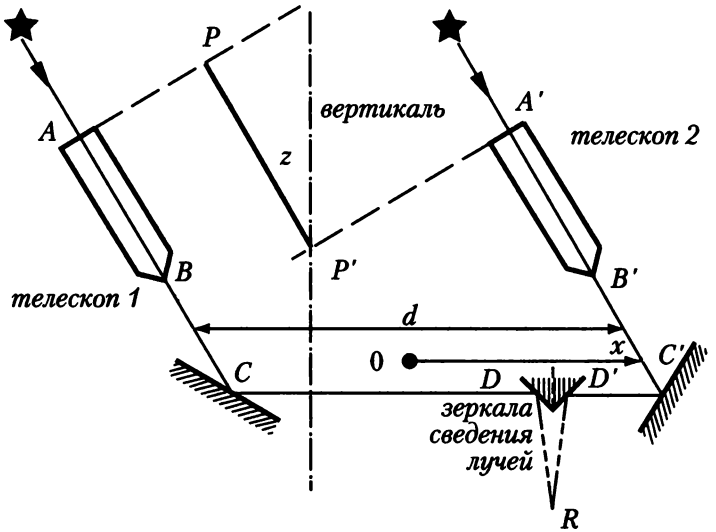

Рис. 9.2. Схема горизонтального интерферометра с базой север–юг с компенсацией оптических путей.

$C'D'$ с помощью системы зеркал, одно из которых является подвижным. Такое устройство называется линией задержки (см. § 9.1.4). Если условие (9.4) удовлетворяется, тогда на приемнике R появляются интерференционные полосы.

Основной проблемой данного метода является компенсация задержки в пределах длины когерентности l. Пример, приведенный в § 2.3.2 ($l = 0,25$ мм для $\lambda = 0,5$ мкм и $\Delta\lambda = 1$ нм) – чисто теоретический, поскольку на практике стараются получить больше света и для этого используют бо̀льшие полосы $\Delta\lambda$. Сейчас применяются фильтры с шириной полосы пропускания порядка 0,1 мкм, обеспечивающие длину когерентности порядка нескольких длин волн.

9.1.3. Основное уравнение звездной интерферометрии

Мгновенная картина, показанная на рис. 9.2, со временем меняется. Из-за вращения Земли изменяется разность длин оптических путей для двух апертур телескопов. Поэтому необходимо передвигать приемник или изменять длину линии задержки. Проанализируем в общем случае геометрию оптического интерферометра.

Пусть A и B – оптические центры двух телескопов. В локаль-

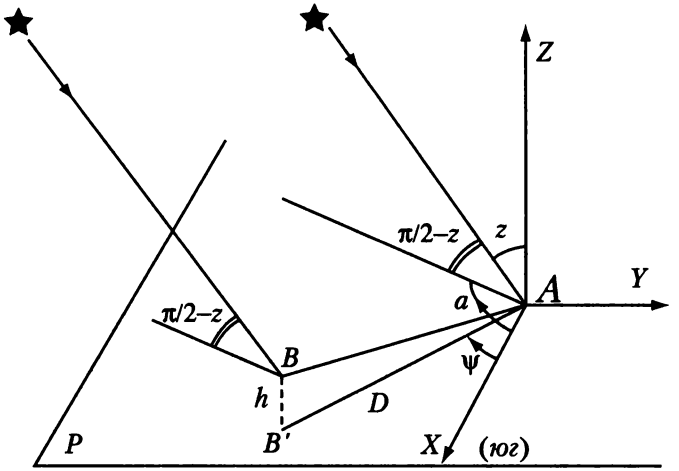

Рис. 9.3. Вычисление разности пути в точках A и B для волнового фронта, приходящего от источника S.

ной системе координат, определенной в § 4.1.6 (ось OX направлена в точку юга), компоненты вектора **AB** равны

$$\mathbf{AB} = \begin{cases} & D\cos\psi, \\ - & D\sin\psi, \\ & h, \end{cases}$$

где D – расстояние по горизонтали между A и B (база интерферометра), h – разность высот и ψ – азимут **AB** (рис. 9.3).

Единичный вектор в направлении на звезду, заданный ее азимутом a и зенитным расстоянием z, имеет компоненты (см. § 4.1.6):

$$\mathbf{AE} = \begin{cases} & \sin z\cos a, \\ - & \sin z\sin a, \\ & \cos z. \end{cases}$$

Разность хода до точек A и B, которую необходимо компенсировать, равна

$$x = \mathbf{AB}\cdot\mathbf{AE} = D\cos\psi\sin z\cos a + D\sin\psi\sin z\sin a + h\cos z. \quad (9.5)$$

Изменение разности хода в зависимости от времени задается уравнением:

$$\frac{dx}{dt} = D\cos\psi\frac{d}{dt}(\sin z\cos a)+D\sin\psi\frac{d}{dt}(\sin z\sin a)+h\frac{d}{dt}(\cos z). \quad (9.6)$$

В локальной системе небесных координат H, δ компоненты **AE** будут равны (§ 4.1.6)

$$\mathbf{AE}\begin{cases} & \cos\delta\cos H, \\ - & \cos\delta\sin H, \\ & \sin\delta. \end{cases}$$

Матрица вращения, связывающая две системы, есть $\mathcal{R}_2(\pi/2-\phi)$, так что в результате получим:

$$\begin{cases} \sin z\cos a & = \sin\phi\cos\delta\cos H - \cos\phi\sin\delta \\ \sin z\sin a & = \cos\delta\sin H \\ \cos z & = \cos\phi\cos\delta\cos H + \sin\phi\sin\delta, \end{cases} \quad (9.7)$$

где ϕ – широта и H – часовой угол, связанный с местным звездным временем T и прямым восхождением по формуле:

$$H = T - \alpha.$$

Коэффициенты в (9.6) являются производными левой части системы уравнений (9.7), так что, если мы продифференцируем правые части, в которых H является единственной величиной, зависящей от времени, и заметим что

$$\frac{dH}{dt} = \frac{dT}{dt} = s,$$

где

$$s = 15''{,}041\,068 \quad \text{в секунду},$$

или

$$s = 0{,}000\,072\,921\,154 \quad \text{радиан в секунду},$$

то вычисления приведут (9.6) к следующему виду:

$$\frac{dx}{dt} = [-D\cos\psi\sin\phi\cos\delta\sin H + D\sin\psi\cos\delta\cos H]\frac{dT}{dt} - \\ -h\cos\phi\cos\delta\sin H\frac{dT}{dt} = As. \quad (9.8)$$

Это основное уравнение, которое описывает изменение положения интерференционных полос со временем. Применим его к двум схемам интерферометров.

(i) *Горизонтальный интерферометр север–юг*:
$\psi = 0$ и $h = 0$, следовательно:

$$\frac{dx}{dt} = -Ds \sin\phi \cos\delta \sin H.$$

В меридиане $H = 0$, значит величина x постоянна и полосы стационарны. Это оптимальная конфигурация для анализа интерференционной картины.

(ii) *Горизонтальный интерферометр в первом вертикале*:
$\psi = \pi/2$ и $h = 0$; значит

$$\frac{dx}{dt} = Ds \cos\delta \cos H.$$

Изменение разности хода и, соответственно, смещение полос максимально в меридиане.

Подставляя (9.8) в (9.3), получаем выражение для освещенности как функции времени:

$$E = a^2 \left(1 + \cos\frac{2\pi As\,(t - t_0)}{\lambda}\right). \tag{9.9}$$

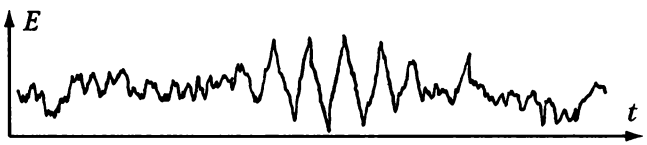

Рис. 9.4. Зависимость освещенности, наблюдаемой с постоянным временем задержки (инфракрасный интерферометр CERGA).

Можно построить график изменения E со временем; на рис. 9.4 изображен пример реальных наблюдений. Центральная полоса находится в середине, полосы становятся более и более слабыми при движении от центра. Это объясняется двумя причинами.

(i) Увеличивающаяся расфокусировка изображений по мере того, как звезда движется относительно оптических осей телескопа.

(ii) Наличие спектральной ширины у линии излучения приводит к малому времени когерентности; при большем времени свет становится некогерентным. В действительности полосы не исчезают мгновенно, а размываются постепенно по мере того, как увеличивается доля некогерентного света.

Чтобы увидеть центральную часть интерференционной картины, необходимо компенсировать изменения длин оптических путей перемещением либо приемника, либо зеркала линии задержки. В нескольких оптических интерферометрах, работающих в мире в настоящее время, используются оба эти метода, иногда одновременно. Лучшим методом, хотя и более сложным в техническом отношении, является использование линии задержки. Этот метод позволяет корректировать длину оптического пути в широком диапазоне при перемещении звезды по небу. Опишем теперь одну из старейших использовавшихся систем, которая допускала проведение также и фазовых интерферометрических наблюдений. Более современные конструкции интерферометров будут описаны в конце главы.

9.1.4. Описание интерферометров

Первый звездный интерферометр Майкельсона для оптического диапазона был создан Лабейри [159] в обсерватории CERGA (Грасс, Франция). Это интерферометр с базой север–юг, длина которой изменяется от 7 до 62 м. На нем можно было производить наблюдения в инфракрасной (2,2 мкм) и видимой областях спектра. Телескопы с апертурами 26 см позволяли наблюдать только звезды ярче 4-й звездной величины [198]. Перемещение телескопов давало возможность грубо выравнивать оптические пути. Остающаяся часть компенсировалась точным перемещением каретки, на которой была установлена оптическая система сведения лучей и приемник. Результаты этой пионерской работы были использованы при создании другого инструмента: так называемого *большого интерферометра с двумя телескопами* (Grand Interferomètre à deux tèlescopes) с двумя подвижными 1,5-метровыми телескопами [198].

Рассмотрим конструкцию интерферометра Mark III, располагавшегося в обсерватории Маунт Вилсон. Он был задуман для проведения как амплитудных, так и фазовых наблюдений [246]. Ему в свою очередь предшествовали два макета. Наблюдения на Mark III начались в сентябре 1986 г. [244] и были прекращены в июле 1993 г. Этот прибор стал предшественником другого, более точного и эф-

фективного инструмента: интерферометра NPOI (§ 9.1.8). В интерферометр Mark III входили четыре 25-сантиметровых сидеростата[1], которые могли работать парами, образуя четыре отдельных интерферометра: 12-метровый и 20-метровый с базами, расположенными по линии север–юг (N–S), и 9- и 16-метровый с ориентацией баз по линии северо-восток–юго-запад (NE–SW). Одновременно мог быть задействован только один из них, так как центральный детектор и следящая система были общими для всех.

Свет от двух работающих сидеростатов направлялся с помощью жестко закрепленных зеркал в центральное здание, где располагалась регистрирующая аппаратура.

К зеркалу сидеростата с обратной стороны было прикреплено сферическое зеркало из керамики Zerodur. Поверхность сферы обрабатывалась с точностью $\lambda/10$, и центр сферы совпадал с осью вращения с точностью до 20 мкм. Для контроля положения этой точки в пространстве использовались четыре лазерных интерферометра. Они определяли расстояние между четырьмя опорными уголковыми отражателями, закрепленными на пластине из инвара, установленной на том же бетонном основании, что и зеркало сидеростата, и поверхностью сферы. Точность в определении положения центра сферы составляла доли микрометра.

Объединение пучков света происходит на светоделительной пластинке, на которую пучки приходят с двух перпендикулярных направлений (рис. 9.5). И проходящий через светоделитель пучок, и отраженный пучок опять разделяются на два, один из которых направляется на приемник, а другой на устройство слежения за звездой. Общий вид стола для соединения лучей в интерферометре представлен на рис. 9.6.

Сидеростаты должны обеспечивать параллельность двух интерферирующих лучей с точностью до нескольких долей секунды дуги. Это осуществляется устройством слежения за звездами [38], которое является сервосистемой, получающей информацию о положении сидеростатов от лазерных интерферометров и их ориентации относительно наблюдаемой звезды от одного из интерферирующих

[1] Сидеростат – вспомогательное устройство для направления в неподвижный телескоп света звезды, движущейся по небу вследствие суточного вращения небесной сферы. Основным элементом является зеркало. В интерферометре Mark III оно поворачивалось вокруг горизонтальной оси, лежащей в плоскости зеркала. Вторая неподвижная ось была наклонена к западу под углом 75° к вертикали. (*Прим. ред.*)

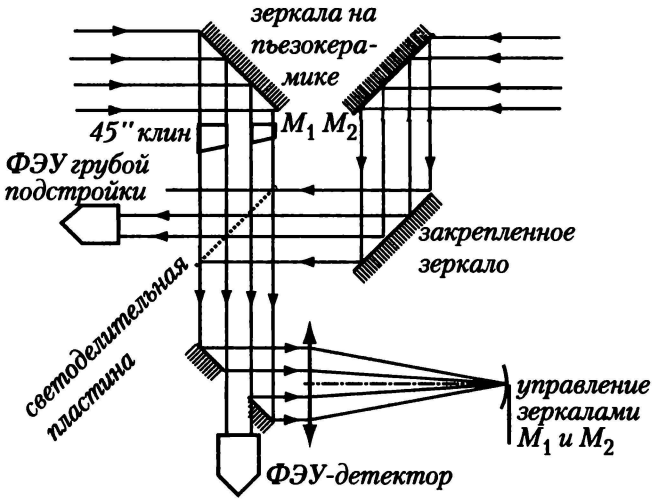

Рис. 9.5. Схема оптической системы сведения лучей в интерферометре Mark III.

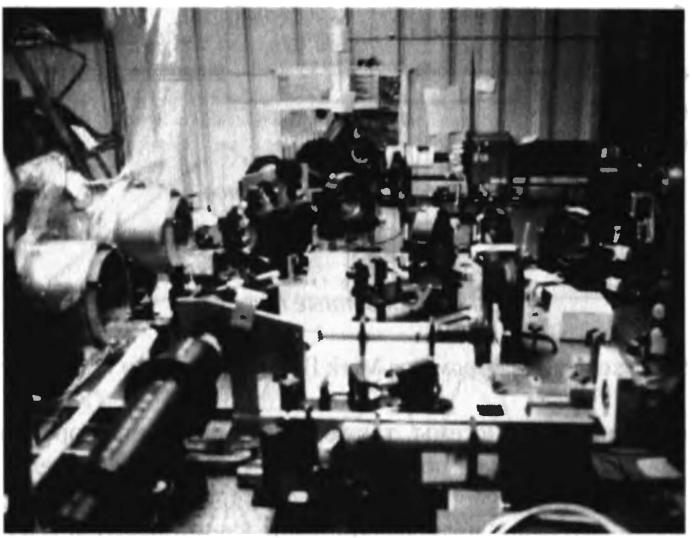

Рис. 9.6. Вид стола для сведения лучей в интерферометре Mark III (*с разрешения* М. Шао).

лучей. Для этого один из лучей слегка отклоняется клином и направляется внешней частью кольцевого зеркала в телескоп. Центральная

часть кольцевого зеркала прозрачна, и пучок света попадает на детектор. Компьютер вычисляет поправки к положению сидеростатов, они изменяются шагами по 0″,02 для плавного слежения за звездами.

Между сидеростатами и центральным зданием свет распространяется в вакуумированных трубах во избежание влияния атмосферной турбулентности. Сначала световые лучи направляются на две линии задержки (рис. 9.7). Линия задержки, используемая для уравнивания длин оптических путей лучей, представляет собой подвижное зеркало, чье положение постоянно контролируется лазерным интерферометром. Лазерный пучок отражается рефлектором типа «кошачий глаз», закрепленным на зеркале. Следящая система анализирует интерференционную картину и вычисляет поправки к положению зеркала, передвигая его по прецизионным рельсам при помощи мотора. Вся система вакуумирована.

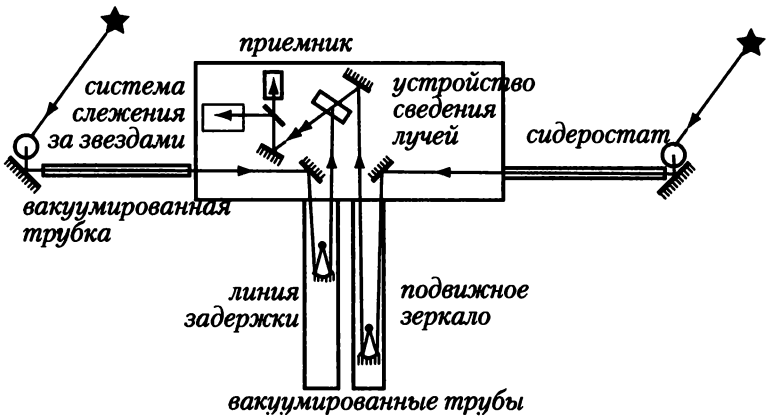

Рис. 9.7. Схема интерферометра Mark III в обсерватории Маунт Вилсон.

Роль приемной системы, также называемой детектором полос, двойственна. Ее главная цель состоит в том, чтобы определить интенсивность центральной полосы. Это основная величина, используемая в амплитудной интерферометрии. Кроме этого система предназначена для измерения фазы или сдвига центральной полосы относительно фиксированного положения центральной полосы во второй линии задержки. Относительный сдвиг полос позволяет точно определить разность хода и используется в астрометрии, как будет показано далее в разделе 10.1. Информация о фазе также исполь-

зуется для управления положением зеркал в первой линии задержки, чтобы осуществить более точное слежение за изменением фазы.

Суть метода состоит в следующем [246]. Положение зеркала второй линии задержки изменяется при помощи пьезоэлектрического преобразователя с частотой 500 Гц. Закон движения линейный с амплитудой, равной λ. Следовательно, разность хода линейно возрастает за одну миллисекунду и далее убывает в течение следующей миллисекунды (рис. 9.8). Интенсивность интерференционной картины изменяется в зависимости от разности фаз. Общая формула, описывающая это изменение, определяется выражением (9.9). Так как светоделительная пластинка вносит дополнительный сдвиг фаз, равный $\pi/2$, то реальное изменение интенсивности света в зависимости от времени описывается формулой:

$$E(t) \simeq 2a^2 \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\frac{dx}{dt}(t - t_0) + \frac{\pi}{2}\right)\right], \qquad (9.10)$$

где

$$\frac{dx}{dt} = \pm 1000\lambda.$$

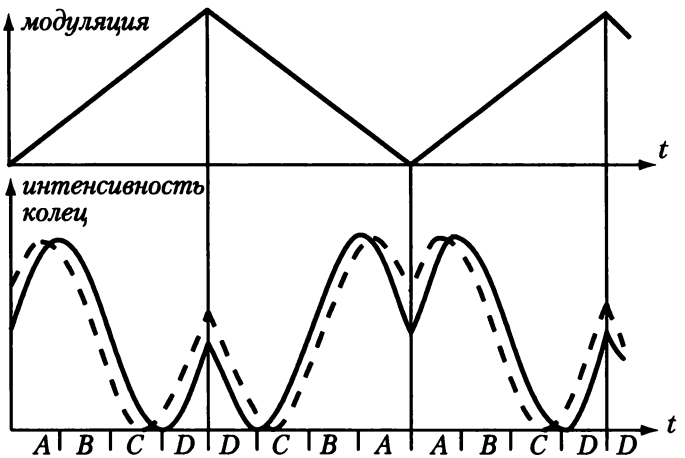

Рис. 9.8. Модуляция разности путей треугольной волной (*верхний рисунок*) и результирующая интенсивность света на детекторе (*нижний рисунок*): при нулевой (*сплошная линия*) и ненулевой разности фаз (*пунктирная линия*).

За опорную точку, которая соответствует нулевой разности фаз, принимается центральное положение модулирующего зеркала в момент t_0. Однако из-за сдвига фаз максимум освещенности приходится на одну четверть периода пилообразного движения ранее. Изменения интенсивности, вычисленные по формуле (9.10), показаны на рис. 9.8 сплошной линией. Если разность длин оптических путей Δx не равна нулю, когда модулирующее зеркало находится в центральном положении, то дополнительная разность фаз, которую необходимо добавить в (9.10), равна

$$\phi = \frac{2\pi\Delta x}{\lambda}.$$

Изменение интенсивности в этом случае показано на рис. 9.8 пунктирной линией.

На практике фотоумножитель регистрирует фотоны на интервалах времени, равных 0,25 мс, синфазных модулирующему сигналу. Пусть A, B, C, D – числа, пропорциональные числу фотонов, зарегистрированных за четыре интервала (рис. 9.8). Тогда

$$A = \int\limits_{-0,00025}^{0} \left[1 + \cos\left(2000\pi t + \frac{\pi}{2} + \phi\right)\right] dt,$$

$$A = a_0 + \cos\phi + \sin\phi,$$

Аналогично,

$$B = a_0 + \cos\phi - \sin\phi,$$
$$C = a_0 - \cos\phi - \sin\phi,$$
$$D = a_0 - \cos\phi + \sin\phi.$$

Измерения могут быть скомбинированы следующим образом:

$$\frac{A - C}{B - D} = \frac{\cos\phi + \sin\phi}{\cos\phi - \sin\phi} = \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{4} + \phi\right),$$

откуда можно определить ϕ и, соответственно, $\Delta x = \phi\lambda/2\pi$. Амплитуда пропорциональна параметру

$$E = \sqrt{(C - A)^2 + (D - B)^2}.$$

Определение Δx в реальном времени используется для контроля другой линии задержки, чтобы скорректировать разность хода на Δx и зафиксировать положение центральной полосы на детекторе основного приемника. Время реакции детектора полос составляет 4 мс, что значительно меньше типичного периода атмосферной турбулентности, равного нескольким сотым долям секунды (см. § 3.4.1). Поэтому детектор полос также дает возможность скорректировать влияние атмосферной турбулентности со среднеквадратичной ошибкой порядка 1/6 ширины полосы [244].

В этой главе мы обсуждаем только амплитудную интерферометрию. В этом методе достаточно, чтобы приемник измерял интенсивность интерференционных полос. В главе 10 будет показано, как можно на этой основе проанализировать более тщательно полную геометрию интерференционной картины.

Методом амплитудной интерферометрии в рамках астрометрии очень малого поля зрения можно проводить исследования двойных звезд и измерять диаметры звезд. В следующих разделах кратко рассмотрены принципы таких измерений. Когда же одновременно работают несколько интерферометров, то можно и восстановить изображение (§ 9.1.8).

9.1.5. Наблюдения двойных звезд

Для простоты предположим, что двойная звезда состоит из двух точечных источников света S_1 и S_2, наблюдаемых горизонтальным интерферометром с базой север–юг. Пусть α и δ – координаты звезды. Разность хода в горизонтальном интерферометре с базой север–юг задается выражением (9.5), где $h = \psi = 0$, так что $x' - x = D \sin z \cos a$, или, из первого уравнения (9.7) имеем:

$$x' - x = D(\sin\phi\cos\delta\cos(T-\alpha) - \cos\phi\sin\delta).$$

Разность хода между двумя звездами получим, продифференцировав это уравнение:

$$\begin{aligned}\Delta x = D\big[&\sin\phi\cos\delta\sin(T-\alpha)\,\Delta\alpha - \\ &- (\sin\phi\sin\delta\cos(T-\alpha) + \cos\phi\cos\delta)\,\Delta\delta\big].\end{aligned} \tag{9.11}$$

Две звезды не являются когерентными источниками. Поэтому освещенность от пары источников равна сумме освещенностей от каждой из компонент. Применяя (9.3), получаем для S_1 и S_2:

$$E_1 = 2a^2\left(1+\cos\frac{2\pi\left(x'-x\right)}{\lambda}\right), \quad E_2 = 2b^2\left(1+\cos\frac{2\pi\left(x'-x-\Delta x\right)}{\lambda}\right)$$

и полная освещенность равняется

$$E = E_1 + E_2 = 2a^2 + 2b^2 + \cos\frac{2\pi\left(x'-x\right)}{\lambda}\left[2a^2 + 2b^2\cos\frac{2\pi\Delta x}{\lambda}\right] +$$

$$+\sin\frac{2\pi\left(x'-x\right)}{\lambda}\left[2b^2\sin\frac{2\pi\Delta x}{\lambda}\right].$$

Можно преобразовать это уравнение путем введения новой амплитуды A и новой фазы θ так, что

$$E = 2a^2 + 2b^2 + A\cos\left(2\pi\frac{\left(x'-x\right)}{\lambda} - \theta\right).$$

Имеем

$$\begin{gathered} A\cos\theta = 2a^2 + 2b^2\cos\frac{2\pi\Delta x}{\lambda}, \\ A\sin\theta = 2b^2\sin\frac{2\pi\Delta x}{\lambda}, \\ A = \sqrt{4a^4 + 4b^4 + 8a^2b^2\cos\frac{2\pi\Delta x}{\lambda}}. \end{gathered} \tag{9.12}$$

Интерферометрические наблюдения двойных звезд состоит в измерении A как функции времени и расчета параметров звезды по временны̀м изменениям Δx. Подставим (9.11) в (9.12). Получим

$$A^2 = 4a^4 + 4b^4 + 8a^2b^2\cos\left[C - P\cos\left(T-\alpha\right) + Q\sin\left(T-\alpha\right)\right], \tag{9.13}$$

где

$$C = -\frac{2\pi D}{\lambda}\cos\phi\cos\delta\Delta\delta,$$

$$P = \frac{2\pi D}{\lambda}\sin\phi\sin\delta\Delta\delta,$$

$$Q = \frac{2\pi D}{\lambda}\sin\phi\cos\delta\Delta\alpha.$$

Вводя новые переменные

$$R = \sqrt{P^2+Q^2} = \frac{2\pi D}{\lambda}\sin\phi\sqrt{\sin^2\delta\Delta\delta^2 + \cos^2\delta\Delta\alpha^2}$$

и

$$\beta = \operatorname{arctg}\left(\frac{\operatorname{tg}\delta\Delta\delta}{\Delta\alpha}\right)$$

перепишем формулу (9.13) в виде:

$$A^2 = 4a^4 + 4b^4 + 8a^2b^2\cos\left[C + R\sin\left(T - \alpha - \beta\right)\right]. \qquad (9.14)$$

Это периодическая функция по времени, так как $T = s(t - t_0)$. Ее период ΔT равен времени, за которое $R\sin(T - \alpha - \beta)$ увеличивается на 2π. Будучи выражено в звездном времени, ΔT задается выражением:

$$2\pi = R\left[\sin\left(T + \Delta T - \alpha - \beta\right) - \sin\left(T - \alpha - \beta\right)\right],$$

или

$$\pi = R\cos\left(T + \frac{\Delta T}{2} - \alpha - \beta\right)\sin\frac{\Delta T}{2}. \qquad (9.15)$$

Время ΔT обычно равно нескольким минутам, потому что R велико по сравнению с 2π. Двойную звезду можно просканировать несколько раз в разные моменты по звездному времени. В результате можно точно определить ΔT, а затем R и β, из которых можно вывести P, Q, и в конце концов $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$.

Следующий пример дает возможность оценить порядок величин параметров. Возьмем следующие значения:

$$D = 20\,\text{м}; \quad \phi = 45^\circ; \quad \lambda = 0,5\,\text{мкм}; \quad \delta = 30^\circ.$$

Получаем

$$P = 431\Delta\delta; \quad Q = 746\Delta\alpha,$$

где $\Delta\delta$ и $\Delta\alpha$ выражены в секундах дуги. Для наблюдений в меридиане ($T - \alpha = H = 0$), выражение (9.14) переходит в

$$\pi = \sqrt{(431\Delta\delta)^2 + (746\Delta\alpha)^2}\cos\left(\frac{\Delta T}{2} - \operatorname{arctg}\frac{0.577\Delta\delta}{\Delta\alpha}\right)\sin\frac{\Delta T}{2}.$$

Можно видеть, что период велик для тесных двойных звезд. Если предположить что $\Delta\alpha = \Delta\delta = 0''\!,1$, то получим $\Delta T \simeq 22$ минуты. Для $\Delta\alpha = \Delta\delta = 1''$, он уменьшается до 130 с.

Подобное рассуждение, конечно, справедливо и для интерферометра с базой, расположенной в любом другом направлении.

9.1.6. Интерферометрия протяженных источников

Для простоты предположим, что удаленный монохроматический источник наблюдается на горизонтальном интерферометре с базой север–юг. Принцип, конечно, справедлив для любого интерферометра, но тогда выкладки будут сложнее.

Пусть O – точка, для которой разность длин оптических путей равна нулю. Для любой другой точки P источника, размеры которого считаются малыми, разность хода так же, как и для двойной звезды, может быть выражена формулой (9.11). Разность хода линейна относительно дифференциальных координат $\Delta\alpha\cos\delta$ и $\Delta\delta$, которые мы обозначим как ξ и η, соответственно. Аналогично, пусть A и B – это коэффициенты при $\Delta\alpha\cos\delta$ и $\Delta\delta$ в (9.11). Таким образом выражение (9.11) примет вид:

$$\Delta x = A\xi + B\eta. \tag{9.16}$$

Амплитуду волны, приходящей на один из телескопов, опишем выражением (2.5), считая что фаза равна нулю. В комплексном представлении на основании (2.6) получим:

$$V_1 = a\exp i\omega t.$$

Для второго телескопа амплитуда волны для центральной интерференционной полосы равна

$$V_2 = a\exp i\omega t\exp\frac{2i\pi}{\lambda}\left(A\xi + B\eta\right).$$

Однако, если существует ошибка в компенсации длин оптических путей, то возникнет дополнительный сдвиг фаз ϕ между V_1 и V_2, так что в действительности имеем:

$$V_2 = a\exp i\omega t\exp\frac{2i\pi}{\lambda}\left(A\xi + B\eta\right)\exp\left(i\phi\right).$$

Согласно принципу суперпозиции комплексную амплитуду W получаем путем сложения V_1 и V_2. Согласно (2.8) результирующая освещенность равна

$$\begin{aligned} e \simeq WW^* &= \left(V_1 + V_2\right)\left(V_1^* + V_2^*\right) = \\ &= V_1V_1^* + V_2V_2^* + V_1V_2^* + V_2V_1^* = \\ &= 2a^2 + 2a^2\cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}\left(A\xi + B\eta\right) + \phi\right]. \end{aligned} \tag{9.17}$$

Реальная освещенность определяется интегралом от (9.17) по всему протяженному источнику. Для каждой точки элементарная амплитуда будет

$$a = I(\xi, \eta) ds,$$

где $I(\xi, \eta)$ – интенсивность света точки P. Поскольку две независимые точки источника являются некогерентными излучателями, то полная освещенность равна интегралу от (9.17) по всем элементарным источникам:

$$\begin{aligned} E &= \int\limits_S e ds = \\ &= \int\limits_S I(\xi, \eta) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(A\xi + B\eta) + \phi\right)\right] ds = \\ &= \int\limits_S I(\xi, \eta) ds + \int\limits_S I(\xi, \eta) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(A\xi + B\eta) + \phi\right) ds. \end{aligned} \tag{9.18}$$

Сначала предположим, что дополнительного сдвига фаз нет, и детектор точно настроен на центральную интерференционную полосу, то есть $\phi = 0$. Тогда (9.18) упрощается:

$$E(0) = \int\limits_S I(\xi, \eta) ds + \int\limits_S I(\xi, \eta) \cos\frac{2\pi}{\lambda}(A\xi + B\eta) ds.$$

Нормированное значение второго интеграла обозначается как γ_{12} и называется коэффициентом фазовой когерентности или комплексной степенью когерентности:

$$\gamma_{12} = \frac{\int\limits_S I(\xi, \eta) \cos(2\pi(A\xi + B\eta)/\lambda) ds}{\int\limits_S I(\xi, \eta) ds},$$

и мы имеем:

$$E(0) = E_S + E_S |\gamma_{12}|.$$

Вычислим функцию γ_{12} для простого случая: предположим, что звезда представляет собой однородно светящийся диск радиуса R, и что наблюдения проводятся в меридиане. Значит в формуле (9.11) $T = \alpha$, а в (9.16) остается только второй член, равный $B = D \cos\phi \cos\delta$.

Вводя полярные координаты ρ, θ так, что $\eta = \rho\cos\theta$, получаем

$$\gamma_{12} = \int\limits_0^R \rho d\theta \int\limits_0^{2\pi} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\rho B\cos\theta\right) d\theta.$$

Этот интеграл уже упоминался в § 2.2.2 и выражался через функции Бесселя. Если ввести переменную $z = 2\pi\rho B/\lambda$, то второй интеграл равен $2\pi J_0(z)$, и окончательно получим:

$$\gamma_{12} = \frac{2J_1(z_0)}{z_0}, \quad \text{где} \quad z_0 = \frac{2\pi RB}{\lambda}. \tag{9.19}$$

Определение γ_{12} не дает даже намека на то, как можно измерить эту функцию. Но, если вернуться к формуле (9.18), то можно заметить, что максимальное значение $E_{\max}$ величины E – это $E(0)$, вычисленное для $\phi = 0$. Минимум получается для $\phi = \pi$, так что имеем

$$E_{\min} = E_S - E_S\,|\gamma_{12}|\,.$$

Определим новую наблюдаемую величину, называемую *функцией видности*, следующим соотношением

$$V = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}} \qquad \text{или} \qquad V = \frac{2E_S\,|\gamma_{12}|}{2E_S} = |\gamma_{12}|\,. \tag{9.20}$$

Изменение V как функции z_0 показано на рис. 9.9.

В случае наблюдений в плоскости меридиана при помощи горизонтального интерферометра с базой север–юг, равной D, имеем

$$V = \frac{J_1(2\pi RD\cos\phi\cos\delta)}{\pi RD\cos\phi\cos\delta}.$$

На практике функция видности измеряется при различных длинах баз интерферометра. Наиболее пригодными для этой задачи являются интерферометры с переменными базами, которые были описаны в § 9.1.4. Однако можно достичь тех же целей при проведении наблюдений при различных часовых углах, так что, когда A и B изменяются, функция γ_{12} также изменяется. В результате мы получаем несколько соотношений между наблюдаемыми значениями функции видности и R.

Обработка наблюдений состоит в подгонке R таким образом, чтобы теоретическое значение функции видности соответствовало

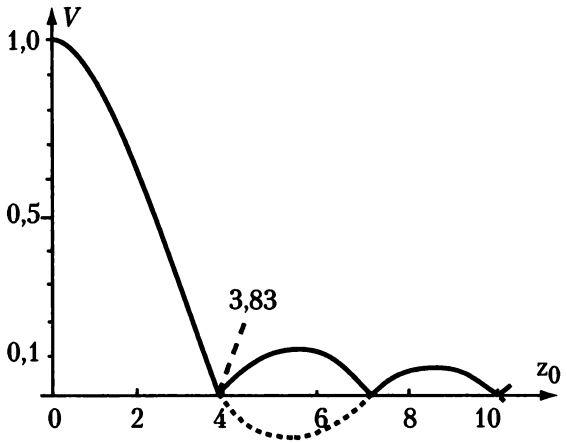

Рис. 9.9. Изменение функции видности в зависимости от z_0. Функция $2J_1(z_o)/z_0$ показана пунктирной линией.

экспериментальным значениям при разных конфигурациях источника относительно базы интерферометра. На рис. 9.10 приведен пример такой обработки: на интерферометре Марк III проводились наблюдения звезд α CMi и α Cas при 66 и 152 различных азимутах и базах, соответственно. Полученные значения R равны $5,26 \pm 0,5$ и $5,30 \pm 0,05$ мс дуги, соответственно.

Другим применением функции видности является определение параметров орбитального движения двойных звезд. Если относительное положение и расстояние компонент меняется, то из временных вариаций функции видности можно вывести орбитальные элементы системы в проекции на небо [3]. Если имеется более чем два интерферометра, которые наблюдают одновременно одну и ту же звезду, то можно реконструировать ее изображение [20]. Этот метод не рассматривается в данной книге. Он основан на полной обработке функций видности, как это делается в радиоинтероферометрии, по так называемому методу CLEAN [277, 299].

9.1.7. Разрешающая способность интерферометра

Есть два метода оценки разрешающей способности интерферометра. Согласно первому, она соответствует минимальному измеримому диаметру звезды. Обратившись к результатам предыдущего раздела, увидим, что вторичные максимумы функции видности не

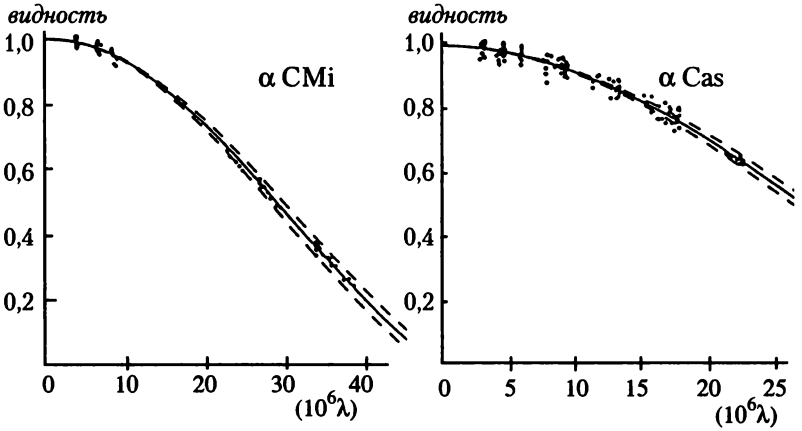

Рис. 9.10. Наилучшее приближение функции видности по четырем наблюдениям звезд α CMi и α Cas на интерферометре Mark III на волне λ = 800 мкм (из [199]).

наблюдаются. Первый нуль кривой, для которой видность равна нулю, соответствует $z_0 = 3,83$. При наилучших условиях наблюдения, когда $B = D$, соотношение (9.19) приводит к выражению:

$$2R = \frac{2 \times 3,83\lambda}{2\pi D} \simeq 1,22\frac{\lambda}{D}.$$

Это – критерий Рэлея: интерферометр имеет разрешающую способность телескопа с диаметром, равным базе интерферометра.

9.1.8. Другие оптические интерферометры

Интерферометр Mark III, конструкция которого была описана в § 9.1.4, считался прототипом. После того, как он прекратил свою работу, на тех же принципах были построены два усовершенствованных инструмента, так что общее описание прибора, данное выше, вполне подходит и к ним.

Тест-интерферометр, расположенный в Паломарской обсерватории, является прототипом для тестирования интерферометров, предназначенных как для использования с наземными телескопами, так и для запуска в космос, в частности для телескопа Keck и для выполнения космической интерферометрической программы (Space Interferometry Mission, SIM, см. § 12.4.2). Его конструкция позволяет проводить одновременные наблюдения двух звезд, а так-

же фазовые измерения (см. гл. 10) для целей астрометрии. Он состоит из трех сидеростатов с апертурами 40 см, которые обеспечивают базы до 110 м [41].

Прототип морского оптического интерферометра *Navy Prototype Optical Interferometer* (NPOI) сейчас работает в обсерватории Лоуэлл около Флагстаффа, Аризона. В основе его конструкции лежат идеи, использованные при разработке интерферометра Mark III, но он имеет значительно большие размеры. И хотя он также рассматривался как модель, сейчас интерферометр имеет характеристики работающего инструмента. Наблюдения ведутся с 1994 г., когда интерферометр еще не был полностью готов. Завершен он был позже [4]. Как астрометрический инструмент он предназначался для измерения прямых углов с точностью около 2 мс дуги (см. § 10.1.4). Это – двухкоординатный интерферометр. Так как на нем можно наблюдать звезды методом амплитудной интерферометрии одновременно на нескольких базах, ориентированных в разных направлениях, то это позволяет строить и изображения звезд.

Для построения изображения используется система, состоящая из 30 опор, на которых смонтированы подвижные сидеростаты с апертурой 50 см. Диафрагмой вырезается узкий пучок диаметром 12 см, который далее по вакуумированным трубам направляется в 100-метровую линию задержки. Опоры расположены вдоль трех плеч, каждое из которых длиной около 250 м. Три световода расположены вдоль каждого из плеч, так что максимум три сидеростата на одном плече могут быть задействованы одновременно. Всего шесть сидеростатов могут быть использованы одновременно, создавая 15 вариантов расположения баз интерферометра (рис. 9.11). Сидеростаты распределены таким образом, что можно получить конфигурации с равноотстоящими элементами для баз от 4,8 до 437 м. Конечно, они также могут использоваться для построения произвольных баз. Это менее эффективно для построения изображений, но бо̀льшие длины баз дают возможность исследовать близкие двойные звезды или измерять диаметры звезд.

Используемый диапазон длин волн 450–850 нм подразделяется на 32 спектральных канала, что позволяет использовать робастный метод отслеживания групповой задержки сигнала, т.е. метод, устойчивый к изменениям статистических характеристик сигнала.

Сидеростат направляет лучи от звезды через диафрагму на набор зеркал, которые могут поднять или опустить его на три уровня

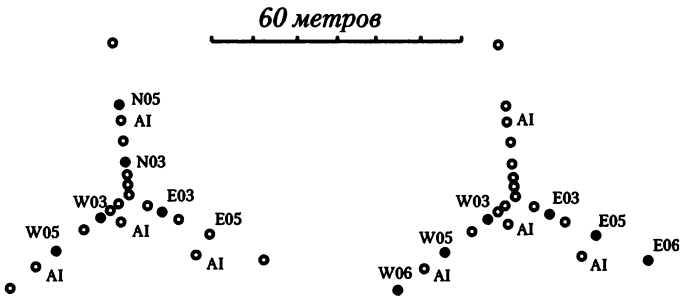

Рис. 9.11. Конструкция интерферометра NPOI. Плечи интерферометра простираются за пределы рисунка на расстояние 250 м от центра системы. *Черными точками* показаны две рабочие конфигурации (из [4]).

и направить в одну из трех вакуумированных труб. В центре прибора зеркало отражает свет в перископическую систему, которая передает его в длинную линию задержки, осуществляющую задержку с шагом 28 м. Далее луч сужается до 3,5 см и направляется в быструю линию задержки длиной в 35 м, имеющую конструкцию и действующую по принципам, описанным в § 9.1.4. Далее луч попадает в смеситель, способный смешивать три пары входящих лучей одновременно. Более подробное описание устройства см. в [4].

При наилучшей конфигурации баз и качестве изображения минимальный диаметр, который может быть измерен интерферометром NPOI, равен 0,2 мс дуги с 1% точностью. Предельная звездная величина равна 7–8. Разрешающая способность интерферометра при измерении разделения двойных звезд равна 0,065 мс дуги со стандартной ошибкой 0,010 мс дуги. Двойные звезды разрешаются инструментом, если разность звездных величин меньше 4. В режиме построения изображений можно распознать до 10 структур на звездном диске и измерить потемнение к краю. Примеры таких наблюдений приведены в работах [129, 100]. Об использовании интерферометра NPOI в астрометрии и его возможностях см. § 10.1.4 и 10.1.5.

9.2. Спекл-интерферометрия

В § 3.4.6 было показано, что изображение звезды в большом телескопе является случайным набором пятен (спеклов). Каждый спекл – это по сути искаженная интерферометрическая картина, размеры которой соответствуют, в случае если источник является

точечным, разрешающей способности инструмента. Другими словами, каждый спекл содержит всю информацию о взаимном расположении объектов, которую можно было бы получить на данном телескопе, если его поместить вне атмосферы. Это иллюстрируется тем фактом, что интерференционная картина от двойной звезды состоит из двух почти идентичных интерферограмм (см. рис. 3.6). С течением времени каждый спекл становится практически независимым от предыдущего или последующего; этот промежуток составляет всего несколько сотых секунды. Поэтому естественным желанием было постараться объединить содержащуюся в разных спеклах информацию с целью увеличения точности, которая пропорциональна квадратному корню от числа спеклов. Этот метод был придуман Лабейри [158]. Первая полная теория этого метода была создана Корфом [148] и усовершенствована Родье и Родье [222].

9.2.1. Обработка наблюдений автокорреляционным методом

Спекл-интерферометрия основана на анализе изображений небесных тел, полученных при очень малых временах экспозиции, когда структура изображения как бы заморожена. Предположим, что мы используем при наблюдениях очень узкий фильтр, так что хроматические эффекты пренебрежимо малы.

Пусть $I(\mathbf{r})$ – распределение интенсивности изображения (C), зависящей от положения $\mathbf{r}$ в фокальной плоскости. Для того, чтобы увеличить количество информации, содержащейся в каждом спекле и, наоборот, подавить случайные сигналы, необходимо вычислить автокорреляционную функцию:

$$R(\mathbf{w}) = \iint\limits_{(C)} I(\mathbf{w}+\mathbf{r})\, I(\mathbf{r})\, d\mathbf{r}. \tag{9.22}$$

Примем длину волны λ за единицу длины. Тогда, нормируя координаты, запишем автокорреляционную функцию в виде:

$$T(\mathbf{w}) = \frac{\iint\limits_{(C)} I(\mathbf{w}/\lambda + \mathbf{r}/\lambda)\cdot I(\mathbf{r}/\lambda) d\mathbf{r}/\lambda^2}{\iint\limits_{(C)} I^2(\mathbf{r}/\lambda) d\mathbf{r}/\lambda^2}. \tag{9.23}$$

Если объект является точечным источником света, то функция $T(\mathbf{w})$ представляет собой пьедестал, ширина которого соответствует качеству астрономического изображения, с центральным узким пиком,

который объясняется автокорреляцией спеклов. Диаметр этого пика связан с диаметром телескопа, в то время как ширина пьедестала зависит от параметра Фрида.

Если объект имеет сложную структуру, то автокорреляция изображений $I(\mathbf{w})$ получается из свертки автокорреляции распределения яркости объекта $I_0(\mathbf{w})$ с функцией $T(\mathbf{w})$:

$$I(\mathbf{w}) = I_0(\mathbf{w}) \star T(\mathbf{w}), \tag{9.24}$$

и структура центрального пика спеклов оказывается тоже более сложной (рис. 9.12). Например, если звезда имеет большой диаметр, то центральный пик имеет бо̀льшую ширину, чем пик в $T(\mathbf{w})$, что позволяет определить диаметр звезды. Если наблюдается двойная звезда, то автокорреляционная функция имеет, в дополнение к центральному пику спеклов, два симметрично расположенных вторичных пика вдоль линии, соединяющей компоненты (рис. 9.12). Измерения этих пиков дают возможность точного определения разделения компонент и позиционного угла системы.

На рис. 9.12 представлены три случая (слева направо): одинарная звезда с разрешенным диаметром, двойная звезда и одинарная неразрешенная звезда (верхняя линия). На второй линии показаны примеры соответствующих распределений спеклов и ниже – автокорреляционные функции. Автокорреляционная функция неразрешенного точечного источника – это оптическая передаточная функция (ОПФ).

9.2.2. Обработка наблюдений с помощью преобразования Фурье

Преобразование Фурье автокорреляционной функции (9.22) имеет вид:

$$S(\mathbf{w}) = \mathcal{F}(R(\mathbf{w})) = |\mathcal{F}(I)|^2, \tag{9.25}$$

где $\mathcal{F}(I)$ – преобразование Фурье распределения интенсивности $I(\mathbf{r})$ изображения. Если объект не является точечным источником света, имеем:

$$S(\mathbf{w}) = \mathcal{F}(I_0) \times \mathcal{F}(T),$$

где $\mathcal{F}(I_0)$ – преобразование Фурье автокорреляционной функции яркости объекта $I_0(\mathbf{w})$ и $\mathcal{F}(T)$ – оптическая передаточная функция, показанная на рис. 3.8. Отсюда ясно, что анализ $S(\mathbf{w})$ может дать информацию о размерах объекта.

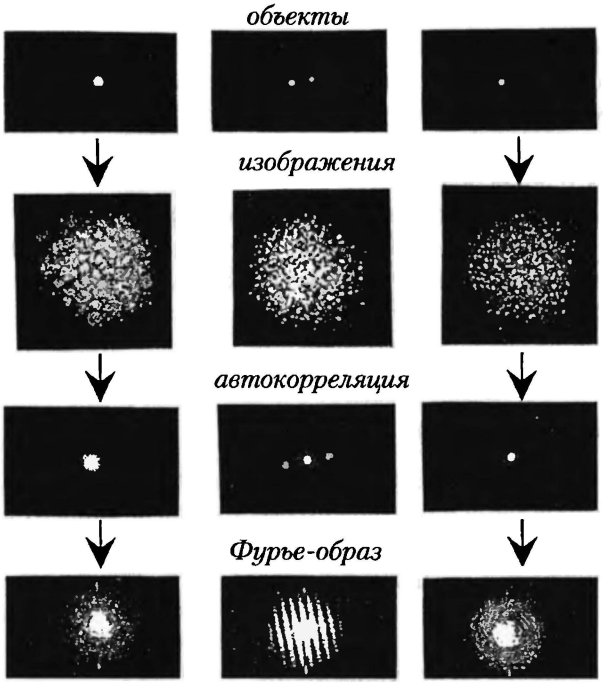

Рис. 9.12. Модели, иллюстрирующие принцип обработки спекл-интерферограмм с помощью автокорреляционного метода и Фурье-преобразования. Модельные объекты показаны в *верхней части* рисунка (см. текст). Следующая группа – это спекл-изображения. Третья сверху группа – автокорреляционная функция большого числа изображений. В *нижней части* показано Фурье-преобразование $S(\mathbf{w})$ (*с разрешения* Д. Бонно).

Заметим, что из теории Фурье-преобразований следует, что если

$$\mathcal{F}(I(\mathbf{r})) = I(\mathbf{w}),$$

то

$$\mathcal{T}(I(a\mathbf{r})) = \frac{1}{a} I(\frac{\mathbf{w}}{a}),$$

откуда видно, что в Фурье-пространстве ширина S меньше для звезд бо̀льших диаметров (рис. 9.12, нижняя линия).

9.2.3. Наблюдения

Спекл-интерферометр состоит из фотоэлектрического приемника, расположенного в фокусе большого телескопа. Его чувствитель-

ность должна быть достаточна для записи всех деталей изображения, состоящего из спеклов, за несколько миллисекунд. Поскольку необходимо анализировать это изображение во всех деталях, применяют удлинитель фокуса: чтобы каждый спекл отображался в нескольких пикселях ПЗС-приемника и записывался в таком виде на компьютере, используются фокусные отношения порядка 300–500. Далее определяется автокорреляционная функция или, если мы работаем в Фурье-пространстве, ее Фурье-преобразование. Результат добавляется к аналогичным результатам, полученным из предыдущих ПЗС-кадров. Окончательный анализ производится на основании средних вычисленных функций.

9.3. Покрытия звезд Луной

Старый, но до сих пор широко используемый метод определения диаметров звезд или углового расстояния компонент в двойных системах – это наблюдения интерференционной картины, получаемой при покрытии звезд Луной, и анализа ее изменений со временем.

9.3.1. Дифракция на полуплоскости

Можно представить лунный диск в виде полуплоскости. Пусть источник света находится на бесконечности. Лучи от источника дифрагируют на границе полуплоскости П, находящейся на расстоянии D от экрана E, где наблюдается дифракционная картина (рис. 9.13). Пусть x, y координаты точки P полуплоскости П и ξ, η – координаты точки Q на E.

Вычислим освещенность в точке Q. Разность оптического пути относительно недифрагировавшего луча PP' равна

$$\Delta = \sqrt{D^2 + (x-\xi)^2 + (y-\eta)^2} - D.$$

Поскольку D велико по сравнению с размером изображения, можно разложить Δ в ряд и оставить только один член:

$$\Delta = \frac{1}{2D}[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2].$$

Далее проведем преобразования, аналогичные описанным в § 2.2.1.

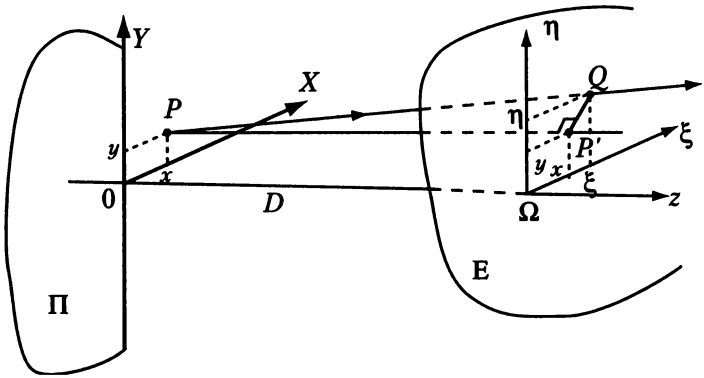

Рис. 9.13. Дифракция на полуплоскости П.

Пусть $k = 2\pi/\lambda$. Интегрируя по полуплоскости, заданной условием $x \geq 0$, найдем амплитуду волны в Q:

$$U \approx \int\limits_{y=-\infty}^{+\infty} \int\limits_{x=0}^{+\infty} \cos\left(\omega t - \frac{k}{2D}\left[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2\right]\right) dxdy. \qquad (9.26)$$

Сделаем замену переменных:

$$v = \sqrt{\frac{k}{\pi D}}\,(y-\eta)\,, \qquad u = \sqrt{\frac{k}{\pi D}}\,(x-\xi)\,.$$

Разложив косинус, как функцию трех аргументов, приведем интеграл к виду

$$\begin{aligned} U \approx \cos\omega t \Bigg[&\int\limits_{u'}^{\infty} \cos\frac{\pi u^2}{2} du \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \cos\frac{\pi v^2}{2} dv - \\ &- \int\limits_{u'}^{\infty} \sin\frac{\pi u^2}{2} du \int\limits_{-\infty}^{\infty} \sin\frac{\pi v^2}{2} dv \Bigg] \\ + \sin\omega t \Bigg[&\int\limits_{u'}^{\infty} \sin\frac{\pi u^2}{2} du \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \cos\frac{\pi v^2}{2} dv + \\ &+ \int\limits_{u'}^{\infty} \cos\frac{\pi u^2}{2} du \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \sin\frac{\pi v^2}{2} dv \Bigg], \end{aligned} \qquad (9.27)$$

где u' – это значение u при $x = 0$:

$$u' = -\xi\sqrt{\frac{k}{\pi D}}.$$

Введем интегралы Френеля:

$$P(u) = \int\limits_0^u \cos\frac{\pi u^2}{2}du; \qquad Q(u) = \int\limits_0^u \sin\frac{\pi u^2}{2}du.$$

Можно показать, что $P(\infty) = Q(\infty) = 1/2$. Из соображений симметрии имеем:

$$\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \cos\frac{\pi u^2}{2}du = 2P(\infty) = 1,$$

и аналогично,

$$2Q(\infty) = 1.$$

Таким образом выражение (9.27) принимает вид:

$$U \approx \cos\omega t\left[\frac{1}{2} + P(u') - \frac{1}{2} - Q(u')\right] + \sin\omega t\left[\frac{1}{2} + P(u') + \frac{1}{2} + Q(u')\right].$$

Соответствующая освещенность пропорциональна сумме квадратов коэффициентов:

$$J \approx 1 + 2P(u') + 2Q(u') + 2P^2(u') + 2Q^2(u'),$$

или,

$$J \approx 2\left[\left(\frac{1}{2} + P(u')\right)^2 + \left(\frac{1}{2} + Q(u')\right)^2\right]. \qquad (9.28)$$

9.3.2. Приложение к покрытиям Луной

Луна движется относительно звезд, так что ξ – это линейная функция по времени, и нужно в формуле (9.27) заменить u' выражением

$$u' = U(t - t_0)\sqrt{\frac{k}{\pi D}} = U(t - t_0)\sqrt{\frac{2}{\lambda D}},$$

где λ – длина волны. Предположим, что наблюдение производится в диапазоне длин волн $\lambda_1 - \lambda_2$ со спектральным распределением $S(\lambda)$. Интегрируя (9.28), получаем

$$J(t) = 2\int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda)\Big\{\Big[\frac{1}{2} + P\Big(U(t-t_0)\sqrt{\frac{2}{\lambda D}}\Big)\Big]^2 + \\ + \Big[\frac{1}{2} + Q\Big(U(t-t_0)\sqrt{\frac{2}{\lambda D}}\Big)\Big]^2\Big\}d\lambda$$

или, после упрощения выражения:

$$J(t) = \int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda)\, F\left(\lambda, U(t-t_0)\sqrt{\frac{2}{\lambda D}}\right) d\lambda. \qquad (9.29)$$

Если объект не является точечным, то необходимо дополнительно проинтегрировать по его поверхности. Модельные кривые, построенные для различных диаметров звезд, показаны на рис. 9.14.

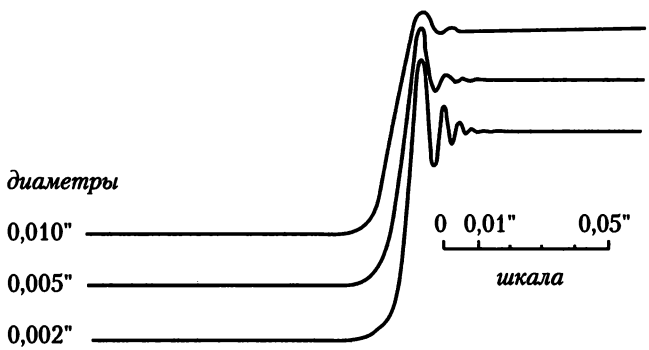

Рис. 9.14. Модельные сигналы от звезд с разными диаметрами, полученные на телескопе с 60-см апертурой в полосе 0,05 мкм на волне $\lambda = 0,5$ мкм ([77]).

Модельные кривые зависят также от длины волны: дифракционная картина более сжата для более коротких длин волн.

9.3.3. Наблюдения покрытий

Принцип наблюдений прост [202]. Задача заключается в регистрации интенсивности света от звезды во время ее исчезновения

или появления из-за темного диска Луны. Установка состоит из фотометра, расположенного в фокусе телескопа. Величина интенсивности регистрируется с шагом порядка 1 мс в течение нескольких секунд. Одновременно записываются метки времени. Свет от источника обычно разделяют на несколько спектральных полос и затем фильтруют для формирования спектрально узких пучков, которые одновременно регистрируются несколькими фотоумножителями. Разделение производится набором дихроичных пластин. Другим решением является выбор спектральных полос из протяженного спектра звезды. Для каждого диапазона длин волн строится кривая, аналогичная показанным на рис. 9.14. При этом учитывается фон неба в отсутствие звезды. При наблюдениях должны быть соблюдены специальные меры предосторожности. В частности, необходимо уменьшить фоновый шум и подавить засветку от паразитных звезд. Это делается путем использования малой диафрагмы, расположенной в фокальной плоскости. Ведение телескопа должно быть точным, особенно при наблюдении появлений звезд из-за диска Луны. Фильтры используются как можно более узкие для уменьшения хроматического уширения отклика. Однако, поскольку число наблюдаемых звезд ограничено траекторией Луны на небе, необходимо найти оптимум между числом звезд и шириной фильтров. Использование телескопов с большой апертурой приводит к увеличению предельной звездной величины, но (см. § 9.3.5, (i)) в свою очередь уменьшает разрешающую способность.

9.3.4. Обработка наблюдений

Первоначально наблюдения покрытий звезд Луной использовались для определения положения Луны. Длинные серии данных, полученные за несколько столетий, были проанализированы для изучения вращения Земли в шкале эфемеридного времени [260]. Эта задача сейчас утратила актуальность. Несмотря на то, что точность хронометрирования момента покрытия очень высокая, вычислить с такой же точностью положение центра масс Луны невозможно из-за ошибок в определении положения края Луны, которые равны примерно 1 км. Поэтому современная задача – это определение диаметров звезд или строения двойных систем. Точность, достигнутая при наблюдениях покрытий, сравнима с точностью интерферометрических наблюдений, но для этого требуется значительно менее дорогостоящая аппаратура.

Пять параметров p_i (i = 1..5) определяются при покрытии Луной одиночной звезды:

- интенсивность сигнала I,
- интенсивность фона B,
- видимая скорость сближения V,
- время покрытия t_0,
- диаметр звезды Ф.

Метод, который обычно применяется для определения этих параметров, это метод подгонки [62] и сравнения наблюдений с серией моделей с различными значениями параметров p_i (i= 1..P). Для одиночной звезды определяются, во-первых, t_0 и V в предположении, что звезда является точечным источником. Далее, используя модели, показанные на рис. 9.14, получаем приближенное значение Ф. Окончательная подгонка всех n параметров p_i производится методом наименьших квадратов для всех моментов наблюдений t_j:

$$I(t_j) = J(t_j, p_{i0}) + \sum_{i=1}^{P} \Delta p_i \frac{\partial J(t_j + p_{i0})}{\partial p_i},$$

где J – это модель, описываемая формулой (9.29), соответствующая предварительным значениям параметров; частные производные определяются численно.

Основная проблема заключается в форме той части лунного края, которая закрывает звезду. Если край плоский, но он наклонен, то это приведет только к изменению видимой скорости V. Но, если на краю есть кратер или гора с размерами, сравнимыми с величиной проекции диска звезды на поверхность Луны, то вид кривой $J(t)$ может значительно измениться, и в результат могут быть внесены большие систематические ошибки. Эта проблема обсуждается Эвансом [62]. Для уменьшения влияния таких возмущений надо проанализировать отклики, полученные одновременно в разных цветах, потому что производимый эффект зависит от длины волны, как и обычная интерференционная картина.

Редукция наблюдений в нескольких цветах производится по методу, описанному выше для одного цвета. Модели строятся для каждого диапазона. Параметры V и t_0 одинаковы для всех цветов, но для некоторых звезд, таких как красные гиганты, звезды с оболочкой, B_e звезды и т.д., диаметр различен для каждого цвета и, очевидно, I и B различны. Несмотря на увеличившееся число параметров, ко-

торые необходимо определить, большее количество информации и наличие общих неизвестных дает возможность независимо определить значения неизвестных, особенно если можно принять распределение яркости по поверхности звезды равномерным.

В случае двойных или кратных звездных систем, или звезд со значительным потемнением к краю, расчет значительно сложнее, и необходимо построение специальных моделей. В качестве примера на рис. 9.15 показан результат реального наблюдения покрытия Луной тройной звезды η Девы [78]. Сигнал от второй звезды явно виден, так как ее покрытие происходит через некоторое время после первой. Подгонка наблюдений к модели двойной звезды дает систематическую разность, которая исчезнет в модели тройной звезды, а среднеквадратичное уклонение уменьшится в два раза. Угловое расстояние от главной компоненты второй и третьей звезды равно 28 ± 2 мс дуги и 7 ± 2 мс дуги, разность звездных величин равна примерно 2^m.

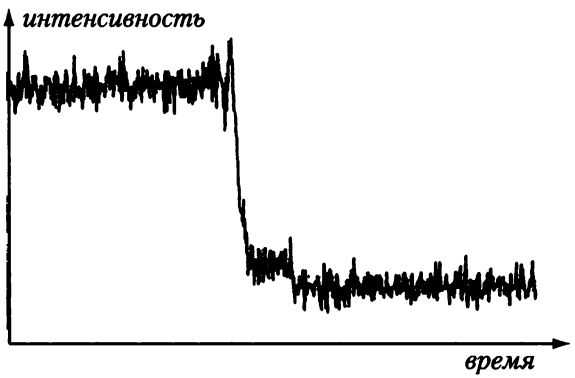

Рис. 9.15. Наблюдение η Девы, проведенное 19 мая 1986 г. в обсерватории CERGA с фильтром на центральной волне $\lambda = 0,41$ мкм в полосе 0,04 мкм. Отношение сигнал/шум равно 17.

9.3.5. Достигнутая точность

Важным параметром инструментов астрометрии малого поля зрения является разрешающая способность ρ. Несколько факторов ограничивают ее величину при наблюдениях покрытий.

(i) Видимое угловое расстояние звезды от лунного лимба различно для разных частей телескопа. Полосы Френеля в результате этого размываются[2]. Теоретическая разрешающая способность равна

$$\rho_{lim} = 2d/D,$$

где d – диаметр телескопа и D – расстояние до Луны.
(ii) Другим ограничением является скорость оцифровки данных фотометром. Как и в случае модулирования сигнала решеткой (§ 5.3.2), происходит демпфирование сигнала из-за конечного времени измерения Δt. Соответствующее ограничение на разрешающую способность равно

$$\rho_{lim} = 2U\Delta t/D.$$

(iii) Хроматическое размытие интерференционной картины является третьим ограничением. Если $\Delta\lambda$ – спектральная ширина фильтра, то имеем

$$\rho_{lim} = \sqrt{\Delta\lambda/D}.$$

(iv) Атмосферные возмущения могут иметь частоты, близкие к частоте движения полос интерференционной картины, и их интенсивность может быть изменена. Этот эффект оценить невозможно. Можно сказать только, что чем лучше качество изображения, тем меньше эффект.
(v) Вклад уже упомянутых локальных неоднородностей лимба Луны непредсказуем. По-видимому, они встречаются не очень часто, что следует из сравнения наблюдений одного и того же покрытия с разных пунктов на Земле.

Используя типичные значения инструментальных параметров: $d = 1$ м; $\Delta t = 1$ мс и $\Delta\lambda = 0,04$ мкм, получим оценку вклада трех ограничивающих факторов в пределах от 1 до 2 мс дуги. Это реальная точность, полученная разными наблюдателями при определении диаметров звезд или при наблюдения двойных звезд при условии, что разность звездных величин компонент не превышает 3. Определение времени покрытия имеет точность около 1 мс.

[2] А их пространственная оцифровка ограничивается. (*Прим. ред.*)

Глава 10.

Фазовая интерферометрия

В предыдущей главе мы обсуждали вопрос о том, как получить астрометрическую информацию из измерений интенсивности полос интерференционной картины в виде функции либо времени, либо расстояния между оптическими осями двух телескопов. Мы видели, что из анализа этих измерений можно получить параметры, характеризующие распределение света на участке небесной сферы размером в несколько секунд дуги. Оптическая схема использовалась для фиксации центральной полосы интерференционной картины на катоде фотоумножителя, но мы не рассмотрели изменение длины оптического пути от источника до фиксированной точки приемника сигналов. В этой главе будет описано, какую дополнительную информацию можно получить из этого параметра, и мы увидим, что интерферометрия является замечательным методом глобальной астрометрии. Этот метод называется *фазовой интерферометрией*, потому что измеряется не только амплитуда, но и фаза полос интерференционной картины.

10.1. Оптическая фазовая интерферометрия

На интерферометре Mark III, описание которого приведено в § 9.1.4, и прототипе морского оптического интерферометра (NPOI), описанного в § 9.8.1, можно измерять вариации разности оптических

путей при помощи лазера. Лазерная система контроля отслеживает движение одного из зеркал линии задержки, в то время как другое зеркало закреплено. Разность путей вычисляется по положению зеркал друг относительно друга (см. § 9.1.4).

10.1.1. Общая теория

Разность оптического пути x между волновыми фронтами, приходящими от звезды S, в оптических центрах A и B двух телескопов задается выражением (9.5) как функция горизонтального расстояния D между A и B, разности высот h, азимута ψ базы **AB** и видимых горизонтальных координат звезды. Чтобы представить это соотношение в системе видимых локальных экваториальных координат δ' и $H' = T - \alpha'$, применим преобразование (9.7) и получим:

$$\begin{gathered} x = D\cos\psi\,(\sin\phi\cos\delta'\cos H' - \cos\phi\sin\delta') + \\ + D\sin\psi\cos\delta\sin H' + h\,(\cos\phi\cos\delta'\cos H' + \sin\phi\sin\delta')\,. \end{gathered} \tag{10.1}$$

Разделяя члены на две группы, зависящие только от положения инструмента и геометрии наблюдений и связанные с видимым направлением на звезду, преобразуем выражение (10.1) к виду:

$$\begin{gathered} x = (D\cos\psi\sin\phi + h\cos\phi)\cos\delta'\cos H' + \\ + (D\sin\psi)\cos\delta'\sin H' + (h\sin\phi - D\cos\psi\cos\phi)\sin\delta'. \end{gathered} \tag{10.2}$$

Предположим, что за время наблюдения параметры инструмента не изменяются, и определим постоянные:

$$\begin{gathered} A = D\cos\psi\sin\phi + h\cos\phi, \quad B = D\sin\psi, \\ C = h\sin\phi - D\cos\psi\cos\phi. \end{gathered} \tag{10.3}$$

Введем также обозначения:

$$\begin{gathered} \xi' = \cos\delta'\cos H' = \cos\delta'\cos(T - \alpha'), \\ \eta' = \cos\delta'\sin H' = \cos\delta'\sin(T - \alpha'), \;\; \zeta' = \sin\delta'. \end{gathered} \tag{10.4}$$

В результате получим:

$$x = A\xi' + B\eta' + C\zeta'. \tag{10.5}$$

На практике нас интересует истинное положение α, δ звезды, не искаженное рефракцией. В горизонтальных координатах, вводя рефракцию R согласно (3.3), и называя z истинным зенитным расстоянием, соответствующим α и δ, имеем

$$\xi' = \cos\phi\cos(z - R) + \sin\phi\cos a\sin(z - R),$$
$$\eta' = \sin a\sin(z - R),$$
$$\zeta' = \sin\phi\cos(z - R) - \cos\phi\cos a\sin(z - R).$$

Поскольку R – малый угол, можно разложить эти величины в степенной ряд по R. Называя ξ, η и ζ истинными значениями величины (10.4) без учета рефракции, получим:

$$\begin{aligned} \xi' &= \xi - R(\sin\phi\cos a\cos z - \cos\phi\sin z) + O(R^2), \\ \eta' &= \eta - R\sin a\cos z + O(R^2), \\ \zeta' &= \zeta - R(-\cos\phi\cos a\cos z - \sin\phi\sin z) + O(R^2), \end{aligned} \tag{10.6}$$

где ξ, η, ζ равны, соответственно, $\cos\delta\cos H$, $\cos\delta\sin H$, $\sin\delta$. Члены, пропорциональные R^2, могут достигать $0''\!,05$ для зенитных расстояний порядка 60°. Они должны вычисляться и учитываться в уравнениях. Членами третьего порядка можно пренебречь.

Величина x, получаемая после подстановки (10.6) в (10.5), обычно неизвестна, но можно определить ее изменения во времени по изменениям длины линии задержки. Пусть x_0 — это неизвестная разность путей в момент времени t_0, когда приемник был наведен на центральную линию интерференционной картины, и было точно измерено положение зеркала линии задержки. В момент наблюдений t величины ξ, η и ζ изменяются из-за изменения звездного времени, которые мы представим в виде:

$$T = T_0 + s(t - t_0),$$

где T_0 — звездное время в момент $t = t_0$ и s — константа. Тогда,

$$\begin{aligned} \xi &= \cos\delta\cos(T_0 + s(t - t_0) - \alpha) = \\ &= \xi_0\cos s(t - t_0) - \eta_0\sin s(t - t_0), \\ \eta &= \cos\delta\sin(T_0 + s(t - t_0) - \alpha) = \\ &= \xi_0\sin s(t - t_0) + \eta_0\cos s(t - t_0), \\ \zeta &= \sin\delta. \end{aligned} \tag{10.7}$$

Здесь были использованы следующие обозначения:

$$\xi_0 = \xi(t_0) = \cos\delta\cos(T_0 - \alpha),$$
$$\eta_0 = \eta(t_0) = \cos\delta\sin(T_0 - \alpha), \quad \zeta_0 = \zeta(t_0) = \sin\delta.$$

Окончательное выражение для x получается путем подстановки (10.7) в (10.6) и результата в (10.5). После несложных алгебраических преобразований получаем:

$$\begin{aligned} x(t) = {} & [A\cos s\,(t-t_0) + B\sin s\,(t-t_0)]\,\xi_0 + \\ & + [B\cos s\,(t-t_0) - A\sin s\,(t-t_0)]\,\eta_0 + C\zeta_0 - \\ & - R\,[D\cos z\cos(\psi - a) - h\sin z] + O\left(R^2\right). \end{aligned} \tag{10.8}$$

10.1.2. Обработка наблюдений

Как было упомянуто выше, величина $x(t)$ ненаблюдаема, но изменения положения зеркала линии задержки дают значения $x(t) - x_0$. Процедура наблюдений состоит в наведении интерферометра на N звезд S_i и измерении разностей $x_{ij} - x_0$ в моменты времени t_j. При записи уравнений наблюдений согласно модели (10.8) необходимо следовать процедуре, описанной в § 4.4.2. Целью является определение инструментальных параметров и положений звезд, причем неизвестными считаются поправки ΔA, ΔB, ΔC, $\Delta\alpha_i$ и $\Delta\delta_i$ к принятым значениям A°, B°, C°, $\Delta\alpha_i^\circ$ и $\Delta\delta_i^\circ$. Однако база интерферометра и длина линии задержки изменяются с температурой. Можно частично учесть этот эффект, добавив линейные по времени члены $\Delta A'$, $\Delta B'$, $\Delta C'$ и $\Delta x_0'$ к неизвестным. Для каждого момента времени считаем, что значение $R(t_{ij})$ рефракции вычисляется без ошибок согласно теории, описанной в § 3.1.5. Условное уравнение для наблюдения звезды i в момент времени t_{ij}, таким образом, будет иметь вид:

$$\begin{aligned} x_{ij} = {} & x_0 + \Delta x_0 + t\Delta x_0' + (A\cos s(t_{ij}-t_0) + \\ & + B\sin s(t_{ij}-t_0))(-\sin\delta_i^\circ\cos(T_0-\alpha_i^\circ)\Delta\delta + \\ & + \cos\delta_i^\circ\sin(T_0-\alpha_i^\circ)\Delta\alpha) + \\ & + (B\cos s(t_{ij}-t_0) - A\sin s(t_{ij}-t_0))\times \\ & \times(-\sin\delta_i^\circ\sin(T_0-\alpha_i^\circ)\Delta\delta - \cos\delta_i^\circ\cos(T_0-\alpha_i^\circ)\Delta\alpha) + \\ & + [(\Delta A + t\Delta A')\cos s(t_{ij}-t_0) + \\ & + (\Delta B + t\Delta B')\sin s(t_{ij}-t_0)]\cos\delta_i^\circ\cos(T_0-\alpha_i^\circ) + \\ & + [(\Delta B + t\Delta B')\cos s(t_{ij}-t_0) - \\ & - (\Delta A + t\Delta A')\sin s(t_{ij}-t_0)]\cos\delta_i^\circ\sin(T_0-\alpha_i^\circ) + \\ & + C\cos\delta_i^\circ\Delta\delta + (\Delta C + t\Delta C')\sin\delta_i - \\ & - R(t_{ij})[D\cos z_{ij}^\circ\cos(\psi - a_{ij}) - h\sin z_{ij}^\circ] + O(R^2). \end{aligned} \tag{10.9}$$

Верхний нулевой индекс показывает, что величины рассчитаны с использованием начальных координат звезды α_{ij}° и δ_{ij}°. В общем, если каждая из N звезд наблюдается J раз, то получается $N \times J$ уравнений с $7 + 2N$ неизвестными. Два параметра не могут быть определены из этих наблюдений без специальных калибровочных или дополнительных наблюдений: Δx_0 (см. § 10.1.5) и рефракция. Сделанные выше допущения о рефракции некорректны, потому что модель не достаточно точна по сравнению с точностью интерферометрических наблюдений и из-за того, что имеются значительные короткопериодические флуктуации оптического пути в атмосфере.

Необходимость определения длины базы интерферометра из наблюдений звезд приводит к ограничению точности конечных результатов, в частности, из-за корреляции длины базы с другими неизвестными. Для решения проблемы необходимо найти способ ее независимого измерения, при этом метод должен обеспечивать необходимую точность. Это делается в интерферометре NPOI, для чего создана сложная сеть вспомогательных высокоточных лазерных интерферометров (§ 10.1.4).

10.1.3. Поправка за рефракцию в интерферометре Mark III

Если точность моделирования рефракции не достаточна, то можно было бы рассчитать и ввести в уравнения поправки ΔR_{ij} для каждого наблюдения. Однако это не выход, так как тогда число неизвестных будет больше числа уравнений. Одним из решений является проведение наблюдений в двух диапазонах длин волн (или в разном цвете). Как было показано в § 3.2.3, это дает возможность определить эмпирическую поправку к модели рефракции. На интерферометре Mark III можно измерять фазу в красном и голубом каналах по методу, описанному в § 9.1.4.

Пусть λ_R и λ_B — длины волн и ϕ_R и ϕ_B — фазы, найденные для каждого из цветов. Соответствующая разность фаз будет равна

$$\Delta x_R = \frac{\lambda_R \phi_R}{2\pi} \qquad \text{и} \qquad \Delta x_B = \frac{\lambda_B \phi_B}{2\pi}.$$

Эти величины объединяются в «двухцветную» разность фаз Δx согласно выражению [40]:

$$\Delta x_{2C} = \Delta x_R + D(\Delta x_R - \Delta x_B),$$

где D — нормированная дисперсия для двухцветных наблюдений, определяемая выражением (3.26) в § 3.2.4. Эта формула в интерферометрии аналогична эмпирической поправке к рефракции (3.27).

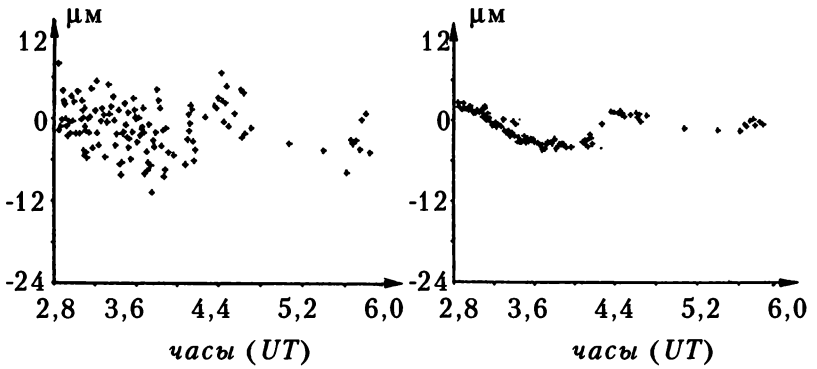

Рис. 10.1. Пример измерения на интерферометре Mark III разности путей, которые выполнялись каждые 10 с, при наблюдениях звезды β Cas: *слева* – результаты для одного цвета; *справа* – после коррекции хроматической рефракции [40].

Учет этой поправки сказывается в уменьшении хроматической дисперсии, которая вносится атмосферой в разность фаз. Эффективность этого метода иллюстрируется на рис. 10.1; видно, что точность измерений улучшается в 3 или даже в 10 раз [243]. Эта поправка, аналогично полученной в § 3.2.3, дает возможность использовать монохроматическую формулу Лапласа для рефракции при вычислении членов $R(t_{ij})$ в выражении (10.9). Однако желательно добавить в (10.9) несколько дополнительных членов к R, представляющих собой поправки к принятой модели рефракции. Тем не менее, если измеряются большие углы на небесной сфере, то все равно учет двухцветной поправки не достаточен для очень точной астрометрии. Рекомендуется использовать наблюдения в нескольких цветах. Этот принцип осуществлен в интерферометре NPOI.

10.1.4. Астрометрия на интерферометре NPOI

При наблюдениях на прототипе морского оптического интерферометра (NPOI) (см. § 9.1.8) имеется возможность для осуществления фазовой интерферометрии. Устройство состоит из дополни-

тельной системы, состоящей из четырех сидеростатов с апертурой 35 см и измерительных метрологических столов, которые расположены в отдельных павильонах и жестко закреплены на массивных фундаментах. Измерительные столы расположены в изолированных, термостабилизированных до 0, 1°С камерах. Три павильона располагаются на тех же Y-образных плечах интерферометра на расстоянии 20 м от центра (рис. 9.11 и 10.2), где установлен четвертый сидеростат. Они составляют три 20-метровых и три 35-метровых интерферометра. Выбор баз такой длины объясняется компромиссным решением между достижением максимальной угловой точности и необходимостью избежать разрешения наиболее ярких звезд [4]. Системы контроля инструмента, световоды и оптические системы аналогичны описанным для амплитудного интерферометра (§ 9.1.8).

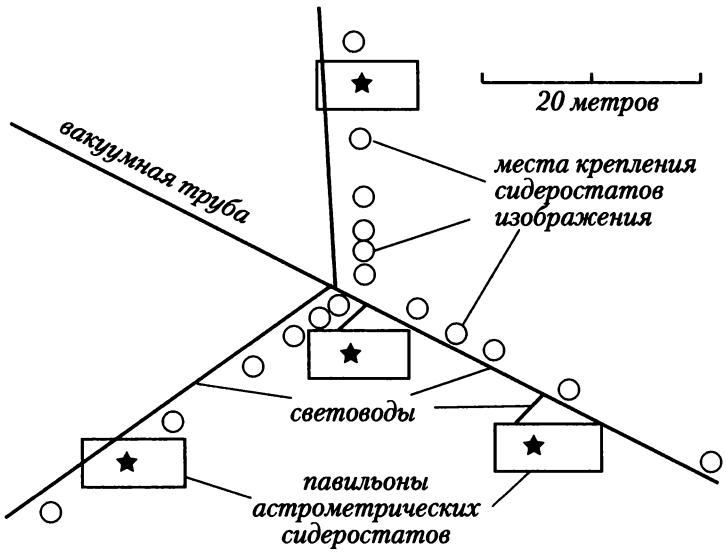

Рис. 10.2. Увеличенный чертеж центральной части интерферометра NPOI с указанием павильонов астрометрических сидеростатов [100].

Для того, чтобы избежать введения большого числа инструментальных параметров, определяемых уравнением (10.9), была создана сложная метрологическая система. Геометрические параметры установки точно измеряются с использованием интерферометров на ба-

зе He–Ne лазеров, помещенных в особые камеры с постоянной в пределах до 0,1°С температурой. Целью измерений является отслеживание движения опорных точек осей зеркал сидеростатов, определяющих базы интерферометра в течение ночи, как относительно друг друга, так и относительно фундаментов. Для достижения точности наблюдений порядка 2 мс дуги, надо знать длины баз с точностью до 100 нм [130].

Сложный метрологический контроль осуществляется четырьмя системами.

• Система позиционирования сидеростата состоит из пяти интерферометров, отслеживающих положение отражателя типа «кошачий глаз», который размещен в центре зеркала. Ее задачей является измерение движения зеркала относительно метрологического стола.

• Следующая система состоит из шести He-Ne интерферометров, расположенных в трех углах метрологического стола, для измерения его вертикальных движений относительно отражателей, закрепленных в скальном массиве на глубине 7 м под поверхностью земли.

• Система контроля движения фундаментов состоит из четырех метрологических столов с одиннадцатью He-Ne интерферометрами для измерения их относительных горизонтальных движений и вращений столов.

• Система слежения за температурным расширением состоит из интерферометра, измеряющего температурное расширение метрологического стола, на котором он установлен.

Совокупность этих измерений дает компоненты векторов баз в координатной системе, жестко привязанной к скальному основанию.

Другая важная особенность интерферометра NPOI относится к учету рефракции. Двухцветный метод, описанный в § 10.1.3, был модифицирован: наблюдения ведутся в 32 спектральных диапазонах. Слежение за интерференционной картиной осуществляется с помощью системы компенсации групповой задержки, в которой используются интерференционные полосы всех порядков совместно с модуляцией задержки. К задержке на каждой базе добавляется малое число длин волн, одновременно измеряется скорость изменения числа фотонов в каждом спектральном диапазоне и для каждой базы. Это дает возможность скорректировать вносимые атмосферой флуктуации в задержку на 200 мс промежутках времени [130].

10.1.5. Астрометрическая точность

Интерферометр Mark III мало использовался в астрометрии. Сообщается, что средняя ошибка для 50-ти наблюдений 12 звезд (в течение пяти ночей) равна примерно 10 мс дуги в прямом восхождении и 6 мс дуги в склонении [245]. Это не противоречит критерию Рэлея, который для $D = 20$ м и $\lambda = 0,5$ мкм дает $\sim$ 6 мс дуги. Согласно исследованию Шао и Колавита [243] более высокая точность (в 3–5 раз) может быть достигнута при использовании двухцветных наблюдений. Поэтому использование многоцветной интерферометрии в NPOI считается перспективным.

Попытки использования NPOI для решения астрометрических задач начались недавно. Измерения движения точек крепления сидеростатов показали периодические смещения на 200 нм. Целью работ является достижение точности 1–3 мс дуги при наблюдениях звезд с величинами до 8 или 9. Интерферометр может быть использован и для определения диаметров звезд. Например, Хаджан и др. [100] измерили диаметр α Ari с ошибкой 0,07 мс дуги.

10.2. Радиоинтерферометрия

Принципы, на которых основана интерферометрия, являются общими для любых электромагнитных волн. Необходимо лишь смешать сигналы, принимаемые двумя приемниками, от одного и того же источника волн. На поверхности Земли достаточно сильный поток из космического пространства можно принимать лишь в двух спектральных окнах. Одно из них – это окно пропускания видимого света от ближнего ультрафиолета до инфракрасной части спектра, второе – это окно пропускания радиоволн. В предыдущем разделе были рассмотрены вопросы оптической интерферометрии, данный раздел посвящен особенностям радиоинтерферометрии.

10.2.1. Радиотелескопы

Радиоастрономия — это очень обширный раздел астрономии. Методы и инструменты, которые используются в радиоастрономии, в корне отличаются от таковых в оптической астрономии. В задачу данной книги не входит описание этих методов. Принципы работы инструментов, описание их конструкций можно найти в книгах по радиоастрономии, например, в [225] или в [34]. Применение радиоинтерферометрии рассматривается в монографиях [277, 301].

Радиотелескоп состоит из трех основных элементов: приемника, совмещенного с облучателем, зеркала, отражающего и фокусирующего радиоволны на облучатель, и преобразователя, который трансформирует электрический сигнал от приемника к требуемому виду. Зеркалом обычно является параболоид вращения, аналогичный зеркалу оптических телескопов. Разрешающая сила радиотелескопа определяется критерием Рэлея, потому что атмосферные возмущения очень малы в радиодиапазоне и не приводят к размыванию изображений, как в оптической области. В диапазоне длин волн от 3 см до 15 см (частоты лежат в пределах 10–2 ГГц), наиболее часто используемых в астрометрии, даже самый большой радиотелескоп в Эффельсберге (Германия) с диаметром 100 м имеет разрешение в пределах от $5'$ до $1'$. Ясно, что такое разрешение не годится для решения астрометрических задач. В действительности большинство полноповоротных телескопов имеют диаметры 20–40 м.

Наиболее распространенный тип облучателя — это полуволновый диполь (рис. 10.3), длина которого соответствует приему/передаче радиоволн определенной частоты в узком диапазоне частот. Но, как и большинство антенн, а диполь является антенной, они представляют собой когерентные детекторы в том смысле, что принимаемый/излучаемый сигнал пропорционален мгновенной амплитуде (2.3), а не средней интенсивности, как в оптических инструментах. Но для того, чтобы сохранить информацию о фазе сигнала, необходимо, чтобы зеркало не вносило значительных аберраций в волновые фронты. Для этого поверхность зеркала должна быть очень точной. Отклонения формы радиотелескопа от параболоида вращения не должны превышать $\lambda/10$. Замена диполя на облучатель в виде конуса позволяет принимать сигналы в очень широкой полосе частот.

Электромагнитное поле, генерируемое радиоволнами, индуцирует в облучателе напряжение v, пропорциональное мгновенной амплитуде (2.3) волны, с постоянным сдвигом по фазе $\Delta\phi$:

$$v = b\cos(\omega t - \phi + \Delta\phi) = b\cos(\omega t - \psi). \qquad (10.10)$$

Частота возбуждаемого напряжения слишком велика, чтобы его можно было анализировать, и соответствует периоду изменений напряжения порядка 10^{-11} с. Поэтому, первой задачей приемника является уменьшение частоты сигнала без изменения его фазы и амплитуды (10.10). Это осуществляется с помощью различных схем гетеродинных и супергетеродинных приемников.

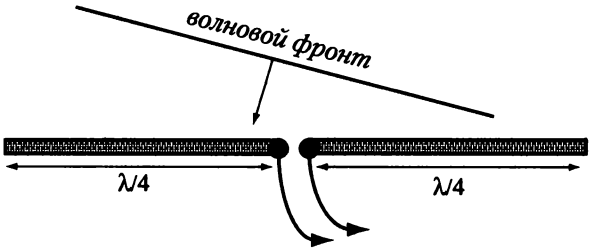

Рис. 10.3. Полуволновый диполь состоит из двух проводящих стержней длиной $\lambda/4$, соединенных с приемником высокочастотными кабелями, по которым передается информация.

Осциллятор производит опорный синусоидальный сигнал с угловой частотой, равной ω_0:

$$v' = b' \cos \omega_0 t.$$

Оба сигнала v и v' смешиваются в нелинейном контуре. Известно много типов таких смесителей. Рассмотрим простой тип квадратичного смесителя, выход которого пропорционален мощности сигнала. На выходе смесителя получается сигнал, мощность I которого пропорциональна квадрату напряжения, так что на выходе мы имеем:

$$\begin{aligned} I &= k[b\cos(\omega t - \psi) + b'\cos\omega_0 t]^2 = \\ &= k\left[b^2\cos^2(\omega t - \psi) + b'^2\cos^2\omega_0 t + 2bb'\cos(\omega t - \psi)\cos\omega_0 t\right]. \end{aligned}$$

Проведя тригонометрические преобразования, получим:

$$\begin{aligned} I = k(b^2 + b'^2)/2 + k(b^2\cos 2(\omega t - \psi) + b'^2\cos 2\omega_0 t)/2 + \\ + kbb'[\cos((\omega + \omega_0)t - \psi) + \cos((\omega - \omega_0)t - \psi)]. \end{aligned} \tag{10.11}$$

На выходе смесителя получается сигнал, представляющий сумму постоянного, трех высокочастотных и низкочастотного членов. Последний из них выделяется низкочастотным фильтром, на выходе которого будет сигнал:

$$I' = kbb'\cos((\omega - \omega_0)t - \psi). \tag{10.12}$$

Итак, с помощью гетеродинного метода удается выделить сигнал, мощность которого пропорциональна амплитуде принимаемого сиг-

нала. При этом фаза остается неизменной, а частота значительно понижается, если частота гетеродина ω_0 выбирается близкой к ω. Легко снизить частоту сигнала I' до 1–2 МГц.

В действительности источник не является монохроматическим, и на выходе фильтра мы получаем все частоты в его полосе пропускания. Так как амплитуда и фаза принимаемого сигнала могут зависеть от частоты f (или угловой частоты $\omega = 2\pi f$), то мощность на выходе приемника представляется суммой компонент. Общий вид выражения (10.12) есть:

$$I = kb' \sum b(\omega) \cos((\omega - \omega_0)t - \psi(\omega)). \qquad (10.13)$$

10.2.2. Интерферометрия в радиодиапазоне

Поскольку на выходе радиотелескопов выделяются сигналы, первоначальные фазы и амплитуды которых сохранены, то достаточно передать их по коаксиальной линии на коррелятор. Пусть I_A и I_B — мощности низкочастотных сигналов на выходе приемников телескопов A и B. Если разность путей волновых фронтов до коррелятора равна Δx, то временная задержка равна

$$\tau = \Delta x / c.$$

Коррелятор сравнивает мощности сигналов, полученные в моменты времени t от A и $t + y$ от B, и вычисляет корреляционную функцию

$$P(y) = \int_{t_1}^{t_2} I_A(t)\, I_B(t + y)\, dt$$

за некоторое время накопления. Функция максимальна, когда I_A и I_B одинаковы. Величина y, соответствующая этому максимуму, точно равна τ. Если радиотелескопы различаются по размерам, то мощности сигналов $I_A(t)$ и $I_B(t + \tau)$ от одного источника не равны. Поэтому, более предпочтительно использовать *нормированную корреляционную функцию*:

$$R(y) = \frac{P(y)}{\int_{t_1}^{t_2} I_A^2 dt \int_{t_1}^{t_2} I_B^2 dt}. \qquad (10.14)$$

На самом деле, как отмечалось в предыдущем параграфе, мы получаем сигналы, проинтегрированные по полосе пропускания приемника. Пусть w — полоса пропускания, одинаковая для обоих приемников. Тогда нормированная корреляционная функция имеет в зависимости от величины $\Delta\tau = \tau - y$ вид, показанный на рис. 10.4. Поскольку $\Delta\tau = 0$ соответствует максимуму корреляции, функция R обращается в нуль при $y = \pm 1/w$, являющимся временем когерентности согласно определению, данному в § 2.3.2. Но из-за того, что R является функцией мгновенной амплитуды и, соответственно, фазы ψ, в отличие от рис. 2.5 появляется тонкая структура. Теория, подобная кратко изложенной в § 2.3.1, дает для R следующее выражение

$$R(\Delta\tau) = V\frac{\sin \pi w \Delta\tau}{\pi w \Delta\tau}\cos\psi(\Delta\tau) = A(\Delta\tau)\cos\psi(\Delta\tau). \qquad (10.15)$$

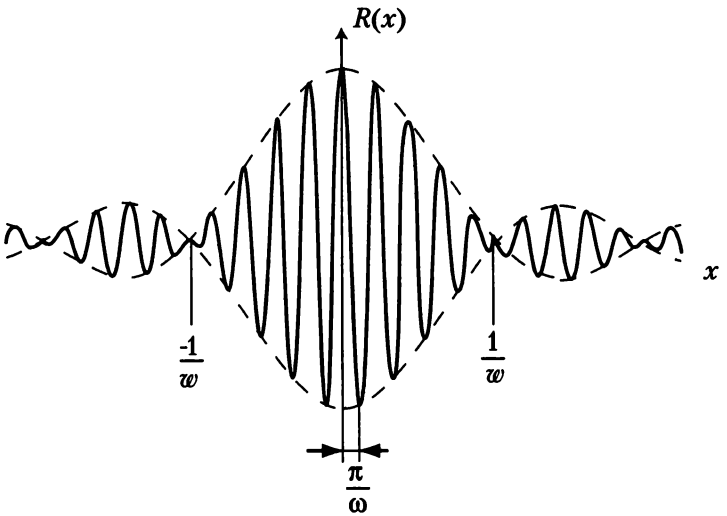

Рис. 10.4. Нормированная корреляционная функция с центром при нулевой временной задержке.

Отметим, что коэффициент при $\cos\psi(\Delta\tau)$ имеет размерность квадрата амплитуды. Он в точности равен функции видности, заданной выражением (9.20) для света.

Основной целью исследований с помощью радиоинтерферометров было однако решение не астрометрических задач, а составление

Рис. 10.5. Вид интерферометра в Вестербруке (Голландия).

карт протяженных радиоисточников. Используя вращение Земли для изменения относительного положения радиоисточника и базы интерферометра, можно проанализировать структуру объектов, наблюдая их под разными углами. Добавление данных наблюдений с других радиотелескопов обеспечивает увеличение скорости построения карты, улучшение чувствительности и разрешения путем реализации так называемого *апертурного синтеза*. Были созданы интерферометры, содержащие большое число параболических антенн (рис. 10.5), что позволяет построить $N(N-1)$ баз для N телескопов.

Самый большой интерферометр из связанных между собой радиотелескопов — это «Очень большая решетка» (Very Large Array, VLA) в Нью-Мексико [276]. Он состоит из 27 идентичных параболических антенн диаметром 25 м. Они передвигаются по рельсам, которые расположены в виде буквы Y, причем каждое плечо имеет длину около 21 км. Длина максимальной базы равна 35 км, что при длине волны 5 см дает теоретическое разрешение примерно 0″,3.

Однако одновременное использование большого количества антенн позволяет значительно уменьшить эту величину. Ряд астрометрических наблюдений положений радиозвезд по отношению к квазарам позволил найти их координаты со средней точностью 0″,03 [66]. Однако в настоящее время VLA не используется для решения астрометрических задач, так как появились более точные астрометрические инструменты: РСДБ.

10.2.3. Радиоинтерферометрия со сверхдлинной базой

Радиоинтерферометрия со сверхдлинной базой (РСДБ) (по-английски Very Long Baseline Interferometry, VLBI) отличается от короткобазовой интерферометрии тем, что телескопы не связаны друг с другом[1]. Поэтому они могут быть разнесены на сколь угодно большие расстояния, которые ограничиваются лишь размерами Земли и общим полем зрения на небе. Вместо передачи по коаксиальным линиям, сигналы принимаются, оцифровываются и записываются на магнитные носители. Далее магнитные ленты посылаются на центральный компьютер, на котором производится их обработка: вычисляется корреляционная функция R (10.14) и определяется временная задержка[2]. Большинство больших радиотелескопов участвуют в РСДБ наблюдениях, образуя межконтинентальные сети. Наблюдения проводятся, в основном, в двух частотных диапазонах, соответствующих S-полосе (2300 МГц или 13 см) и X-полосе (8400 МГц или 3,6 см), для учета ионосферной рефракции (см. § 3.3.2).

Во многих случаях большие радиотелескопы участвуют в РСДБ наблюдениях периодически, так как они решают другие задачи, что, конечно же, ограничивает время наблюдений в РСДБ режиме. В дополнение, разнообразие конструкций радиотелескопов приводит к трудностям в калибровке радиоинтерферометров со сверхдлинной базой. Поэтому желательно было бы иметь несколько радиотелескопов, которые работали бы только по программам РСДБ наблюдений. Такие сети были созданы, и одной из них является сеть IRIS (International Radio Interferometric Surveying). На ней выполняются регулярные наблюдения предварительно отобранных внегалак-

[1] Идея РСДБ была впервые предложена советскими учеными. См. [6*]. (*Прим. ред.*)

[2] На самом деле функции коррелятора более широки (см., например, [10*]): в частности вычисляется и скорость изменения временной задержки. (*Прим. ред.*)

тических радиоисточников для определения параметров вращения Земли [238]. Другой сетью является очень большая РСДБ решетка (Very Long Baseline Array, VLBA), состоящая из десяти высокоточных 35-ти метровых антенн. Все они расположены на территории США таким образом, чтобы оптимизировать пространственно-частотное заполнение [201]. Максимальная база равна 8600 км. Это многофункциональный интерферометр, рассчитанный на решение всевозможных астрономических задач, включая астрометрические и геодезические исследования. Решетка может проводить РСДБ наблюдения и с другими радиотелескопами, так как снабжена коррелятором, рассчитанным на 20 антенн.

Для того, чтобы правильно вычислить функцию корреляции, необходимо при записи сигнала на разных пунктах формировать метки времени. Чрезвычайно важно, чтобы период этих меток был одним и тем же на обеих записях. Это означает, что опорные частоты должны быть равны между собой, то есть на обоих телескопах должны быть установлены очень точные и стабильные осцилляторы (хранители времени). Чаще всего это водородные мазеры (§ 11.1.3), которые выдают опорную частоту, а также являются и часами. Синхронизация часов на телескопах выполняется разными методами, например, с помощью системы глобального позиционирования (Global Positioning System, GPS) (см. раздел 11.4).

В качестве системы регистрации на большинстве телескопов используется система Mark III. Регистрация ведется одновременно на двух частотах S и X диапазонов в 28 полосах по 2 МГц шириной. Преобразование частоты к полосе 2 МГц и смешение двух частот производятся независимо в каждом из 28 каналов. Частота опроса равна 4 МГц (два отсчета на период), сигнал оцифровывается двумя уровнями (нулем и единицей), так что каждый отсчет представлен одним битом. Биты записываются на 28-канальной магнитной пленке с плотностью 13 000 бит/см. Суммарный поток данных, таким образом, составляет 112 миллионов бит в секунду; метки времени записываются через каждые 5 мс.

Коррелятор вычисляет корреляционную функцию (10.15) для каждого из 28 каналов. Однако, существует дополнительная проблема, отсутствующая при наблюдениях на короткобазовых радиоинтерферометрах. Частота $\psi(\Delta\tau)$ возникает из-за вращения Земли и представляет собой разность доплеровского смещения частот

(§ 4.3.4) на радиотелескопах из-за их разной скорости[3]. Эта разность может достигать 10^5 Гц в случае широко разнесенных по долготе телескопов на экваторе. Поэтому необходимо предварительно вычислить сдвиг частот, который имеет вид:

$$\psi(\Delta\tau) = 2\pi g(t - t_0) + \psi_0(\Delta\tau). \tag{10.16}$$

Затем коррелятор рассчитывает функцию биения S корреляционной функции R и косинусоиды с частотой f, близкой к частоте интерференции:

$$S(\Delta\tau) = A(\Delta\tau)\cos(2\pi g(t - t_0) + \psi_0)\cos 2\pi f(t - t_0).$$

Отфильтровывая высокочастотные компоненты S, получим

$$S'(\Delta\tau) = \frac{A(\Delta\tau)}{2}\cos(2\pi(g - f)(t - t_0) + \psi_0). \tag{10.17}$$

Эта компьютерная операция позволяет искусственно уменьшить частоту интерференции. В результате корреляционной обработки определяются амплитуда $A(\Delta\tau)$, частота $\psi_0(\Delta\tau)$ и в конце концов τ. Окончательным результатом является усреднение задержки τ по 28 каналам каждую секунду и вычисление соответствующей разности хода

$$\Delta x = \tau c.$$

10.2.4. Редукция РСДБ наблюдений

Моделирование разности хода выполняется так же, как и в § 9.1.3. Пусть X_1, Y_1, Z_1 — координаты антенны A в земной геоцентрической системе отсчета, а X_2, Y_2, Z_2 — координаты антенны B. Компоненты вектора $\mathbf{S} = \mathbf{AB}$ в этой системе равны

$$\mathbf{S} = \mathbf{AB}\begin{cases} X_2 - X_1, \\ Y_2 - Y_1, \\ Z_2 - Z_1. \end{cases}$$

Для того, чтобы выразить компоненты этого вектора в небесной системе отсчета, надо применить матрицу вращения (см. § 4.1.7). Используя обозначения (4.6), имеем

$$\mathbf{S}_c = \mathcal{P}(t)\cdot\mathcal{N}(t)\cdot\mathcal{R}_3(-T)\cdot\mathcal{R}_1(y_p)\cdot\mathcal{R}_2(x_p)\mathbf{S}. \tag{10.18}$$

[3] В отечественной литературе эта величина называется частотой интерференции. (*Прим. ред.*)

Единичный вектор направления на источник (обычно им является внегалактический радиоисточник) равен

$$\mathbf{S}' = \begin{cases} \cos\delta\cos\alpha, \\ \cos\delta\sin\alpha, \\ \sin\delta, \end{cases}$$

где α и δ — экваториальные координаты на момент наблюдения. Разность хода равняется

$$\Delta x = \tau c = \mathbf{S}_c \cdot \mathbf{S}'. \tag{10.19}$$

При вычислении этой величины необходимо учесть определенное число поправок, обусловленных как конструкцией инструмента, так и состоянием атмосферы. Среди них:

- разность показаний часов в пунктах A и B; несмотря на высокую точность синхронизации эта разность остается достаточно большой;
- разность времен распространения электрических сигналов между антеннами и приемниками, которая должна быть заранее измерена;
- временная задержка в атмосфере и ионосфере (§ 3.3.2); задержка в ионосфере вычисляется с высокой точностью благодаря одновременным наблюдениям на двух частотах. Оставшаяся часть (задержка в тропосфере) должна быть определена из наблюдений, так как величина задержки различна для каждого источника и зависит от времени;
- временная задержка из-за релятивистских эффектов (§ 4.3.3).

Обычно наблюдения на РСДБ проводятся в течение суток. За это время наблюдаются несколько десятков источников, каждый по несколько раз, то есть схема аналогична той, что применяется в оптической интерферометрии (§ 10.1.4). Координаты всех или части источников предполагаются известными. Неизвестными являются и некоторые другие параметры, от которых зависит разность хода (10.19). Предполагается, что априорные параметры модели известны, и определяются малые (линейные) поправки к ней (например, поправки к нутации или координатам полюса). Процедура линеаризации описана в § 4.4.2.

Выбор и число неизвестных зависит от программы наблюдений на РСДБ. Наиболее важными задачами являются:

- в астрометрии – определение координат α и δ радиоисточников;

- при изучении вращения Земли – определение T, x_p, y_p и поправок к прецессии и нутации;
- в геодезии и геодинамике – определение компонент вектора **S**.

Во всех случаях рассинхронизация и ход часов, а также некоторые другие инструментальные параметры, поправки к задержке в тропосфере должны быть включены в число неизвестных. Точность РСДБ наблюдений по критерию Рэлея ограничивается величиной λ/D. Последняя определяется диапазоном, в котором измеряются биения S. Интерферометр с базой, равной 5000 км, будет иметь угловое разрешение порядка 1,5 мс дуги. Такую точность можно получить из наблюдений продолжительностью в несколько часов. Параметры вращения Земли определяются ежедневно из наблюдений на РСДБ сетях с точностью от $5 \cdot 10^{-5}$ до $2 \cdot 10^{-4}$ с.

Каталог, содержащий примерно 600 внегалактических радиоисточников, составлен на основе многолетних наблюдений на РСДБ. Координаты радиоисточников определены с точностью, лучшей чем 0,5 мс дуги (§ 12.1.1). Каталог является основой опорной международной небесной системы отсчета (International Celestial Reference Frame, ICRF) (см. § 4.1.1). Кроме этого положения 20 радиотелескопов, входящих в основные РСДБ сети, являются реперными точками первого порядка в опорной международной земной системе отсчета (International Terrestrial Reference Frame, ITRF). Их положения сейчас известны с точностью около 3 мм по каждой координате.

Эти выдающиеся результаты помещают РСДБ на первое место среди методов наземной астрометрии и геодинамики. При этом мы еще не упомянули о роли РСДБ в радиоастрономии при построении изображений источников со сверхвысоким разрешением.

Однако РСДБ имеет также и некоторые недостатки. Главный из них — это очень высокая стоимость и сложность аппаратуры. Кроме этого на РСДБ невозможно проводить наблюдения большинства небесных объектов, в частности звезд, которые только в исключительных случаях являются достаточно сильными источниками радиоизлучения. В следующем разделе описаны современные достижения звездной радиоинтерферометрии.

10.2.5. Наблюдения звезд методом РСДБ

Как говорилось, только несколько звезд являются достаточно мощными источниками радиоволн. Среди них многие имеют большой видимый диаметр, так что звезды разрешаются на РСДБ. По-

этому регистрируемое излучение некогерентно (такие звезды наблюдаются для астрометрических задач на VLA). Для баз с длиной 5000 км при наблюдении в X-диапазоне разрешение РСДБ равно 1,5 мс дуги, так что размер источников, используемых для получения астрометрической информации, должен быть меньше. Основной категорией радиозвезд, удовлетворяющих этому условию, являются звезды типа RS Cvn, которые представляют собой очень тесные двойные системы. Радиоизлучение происходит, в основном, от вспышек, происходящих в малой области окружающего их пространства.

Основной проблемой при наблюдении подобных звезд является то, что их радиоизлучение очень слабое. Плотность потока составляет доли миллиянского[4], что в 100–1000 раз меньше, чем у обычных астрометрических источников, наблюдаемых на РСДБ. Чувствительность интерферометра ограничена максимальным временем интегрирования: при большем времени накопления корреляцию двух сигналов получить невозможно из-за атмосферной турбулентности или нестабильности опорной частоты. Кроме этого, полученной информации недостаточно для определения всех инструментальных или атмосферных параметров. Решение задачи возможно с помощью относительного фазового метода [170].

Слабый объект A наблюдают попеременно с мощным радиоисточником B, расположенным близко от него. Наблюдения B обрабатываются по методу, который описан выше. Предполагается, что его положение и координаты телескопов известны точно. Это позволяет определить параметры вращения Земли, все инструментальные и атмосферные неизвестные. Так как источники A и B близки и наблюдаются практически одновременно, то предполагают, что они одинаковы для обоих источников. Используя найденные инструментальные параметры, можно найти относительные прямое восхождение и склонение A.

Этот метод основан на предположении, что зависящие от времени атмосферные параметры сильно коррелируют для близких областей, и на том, что поправки, найденные по стандартному методу для источника B, применимы и к A. Указанный метод был применен при наблюдениях нескольких звезд из каталога Hipparcos для его связи с внегалактической опорной системой отсчета (§ 8.6.3). Точность пя-

[4] 1 янский – единица измерения плотности потока радиоизлучения, равная 10^{-26} Вт/(м^2 · Гц). (*Прим. ред.*)

ти астрометрических параметров, полученных после 4 – 6 сеансов наблюдений на протяжении нескольких лет, находится в пределах от 0,2 до 0,8 мс дуги для параллакса и годичных собственных движений. Чем ближе опорный источник к звезде, тем точнее результаты. В самом удачном случае угловое расстояние между источниками равно 1°, в худшем случае — 5°. В последнем случае корреляция между атмосферными возмущениями сильно ухудшается, что приводит к потере точности. Результат все же замечательный. Этот метод дает возможность распространить точные РСДБ наблюдения на очень слабые источники, если рядом с ними есть сильные радиоисточники.

Другим примером может быть применение очень большой РСДБ решетки (VLBA) в высокоточной астрометрии. Будучи созданной для построения изображений, эта система позволяет проводить и многообещающие астрометрические наблюдения. Четыре наблюдения пульсара B0919 + 06 в течение пяти лет дали возможность определить его параллакс и собственное движение с точностью 0,14 мс дуги и 0,5 мс дуги/год, соответственно [68].

10.2.6. Космические РСДБ

Расстояния между телескопами в радиоинтерферометрах со сверхдлинными базами ограничены величиной примерно 10 000 км, что ограничивает их точность и разрешающую способность. Существует только один способ увеличить базу — нужно запустить радиотелескоп в космос. В качестве первого шага может быть запуск одного телескопа в космос и использование его совместно с наземными антеннами. Это было первым этапом японской программы космического РСДБ, названной VSOP (VLBI Space Observatory programme). Первый спутник с телескопом на борту, названный HALCA, был запущен в феврале 1997 г. [110]. Были произведены несколько успешных наблюдений с использованием наземных элементов РСДБ.

Космический аппарат с 8-метровым радиотелескопом был запущен на эллиптическую орбиту с периодом 6 часов, высотой в апогее 21 000 км. В результате были получены базы с длиной 25 000 км. Наблюдения проводились на частотах в 1, 6, 5 и 23 ГГц, было достигнуто разрешение от 30 до 50 мкс дуги.

Глава 11.

Измерение времени

В этой главе мы рассмотрим класс астрометрических приборов, принцип работы которых основан не на анализе электромагнитного излучения, приходящего из космоса, а на измерении временных интервалов между событиями. Важно, что по крайней мере одно из событий происходит в космосе. Мы уже отмечали необходимость очень точного измерения временных интервалов в РСДБ, хотя это является вспомогательным условием для вычисления корреляционной функции (§ 10.2.2). Но при использовании радарных, лазерных измерений или при хронометрировании пульсаров измерение временных интервалов становится отдельной, независимой задачей. Решение этой задачи открывает путь к получению очень точных астрометрических результатов. Время — это физическая величина, которая может быть наиболее точно измерена современными методами: лучшие часы сейчас имеют точность порядка 10^{-14} или 10^{-15}, а в ближайшем будущем ожидается достижение точности 10^{-16}. Итак, если астрономический параметр может быть найден при помощи измерения временного интервала, то мы можем ожидать исключительную точность его определения.

11.1. Хронометрия

Хронометрия — это наука об измерении временных интервалов. Она основана на законах квантовой физики и физики твердого тела [291], а также на искусстве инженеров–разработчиков аппарату-

ры. Хорошим введением в технику хронометрирования может служить книга Делькура [52].

Рассмотрим сначала основные свойства осцилляторов и особенно кварцевых осцилляторов, которые являются промежуточным звеном между атомными или молекулярными генераторами частоты и системами измерения времени. Затем мы рассмотрим устройство некоторых атомных часов и в конце главы определим основные шкалы времени, используемые в астрометрии.

11.1.1. Осцилляторы

Все осцилляторы являются динамическими системами, в которой по крайней мере один из параметров является периодической функцией. Пусть T — период, тогда частота осциллятора равняется $f = 1/T$. Пусть E — максимальная энергия системы в течение одного периода. Если осциллятор идеальный, то энергия E является постоянной величиной, и колебания будут существовать бесконечно долго. Фактически всегда существуют диссипативные эффекты, которые медленно уменьшают энергию колебаний. Пусть E_k — это максимум энергии в течение k-го колебания, а ΔE_k — изменение энергии от k-го до $k+1$-го периода. Определим *добротность* Q или просто *Q-фактор* как

$$Q = \frac{2\pi E_k}{\Delta E_k}. \tag{11.1}$$

Чем больше Q, тем больше время релаксации, и тем ближе осциллятор к идеальному, характеризуемому соотношением $\Delta E_k = 0$.

Осциллятор может колебаться только с частотами, близкими к определенным *собственным частотам* f_0, значения которых зависят от его физических свойств. Максимум энергии достигается, если частота осциллятора точно равна f_0, называемой также *резонансной частотой*. Для других частот $f = f_0 + \Delta f$ колебания имеют меньшую амплитуду. Кривая, представляющая величину E как функцию от Δf, является гауссовой (рис. 11.1). Ее ширина на половине высоты называется *шириной полосы*. Это понятие уже было определено, правда в другом контексте (§ 2.3.1). Можно показать [249], что добротность обратно пропорциональна Δf:

$$Q \sim f_0/\Delta f. \tag{11.2}$$

Если мы хотим поддерживать амплитуду колебаний осциллятора постоянной, то необходимо постоянно добавлять энергию в си-

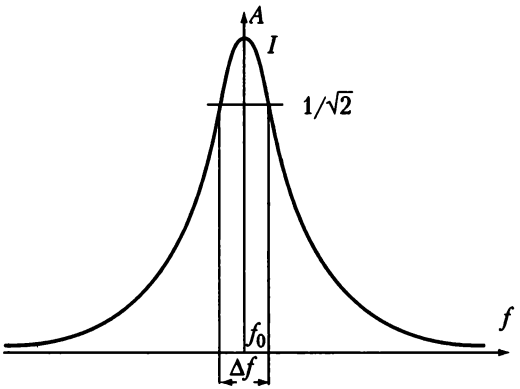

Рис. 11.1. Амплитуда осциллятора как функция его частоты.

стему. Наилучшим способом является периодическое добавление энергии с периодом и фазой свободных колебаний. В этом случае колебания осциллятора называются вынужденными. Если частота, с которой добавляется энергия, равна $f_0 + \Delta f$, то осциллятор входит в резонанс на этой смещенной частоте при условии, что она находится внутри ширины полосы. Такой осциллятор называется *резонатором*. Хорошим резонатором будет осциллятор, для которого требуется очень малая добавочная энергия, чтобы оставаться в резонансе. Это означает, что он имеет большую добротность Q (11.1). Следствием формулы (11.2) является то, что колебания возможны только на частотах, очень близких к собственным частотам системы.

Двумя основными свойствами осциллятора являются:

- стабильность: вариации частоты f_0 малы;
- точность: разность Δf между его номинальной и собственной частотой мала.

Для реализации этих свойств требуется большая добротность Q.

11.1.2. Кварцевые осцилляторы

Когда измеряется время или частота, то чаще всего для этого используется кварцевый осциллятор. Это — кристалл кварца, вырезанный специальным образом. Форму, размеры и направление осей кристалла выбирают таким образом, чтобы одна из его собственных частот совпала с требуемой частотой.

Кристаллическая структура кварца (чистый оксид кремния SiO_2) показана на рис. 11.2: ионы кремния Si^{++++} и кислорода O^{--}

образуют цепочки, располагаясь вдоль параллельных линий. В проекции на плоскость, перпендикулярную к этим линиям, ионы находятся в вершинах правильного шестиугольника. Барицентры (центры тяжести) положительных G^+ и отрицательных G^- зарядов находятся в центре этого шестиугольника.

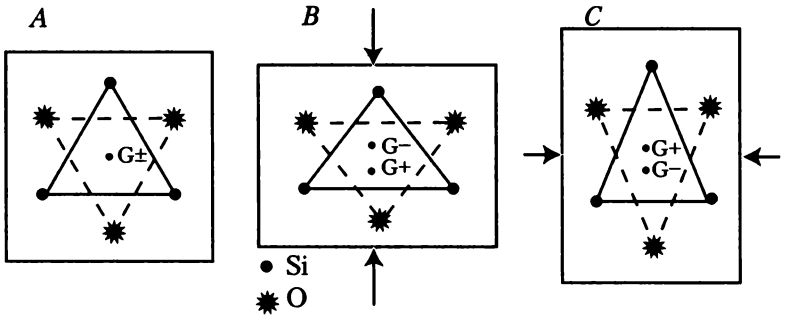

Рис. 11.2. Структура кристалла кварца и расположение барицентров G^+ и G^- зарядов; A — недеформированное состояние; B — деформация кристалла под давлением; C — деформация кристалла при растяжении.

При сжатии или растяжении кристалла вдоль одной из осей его симметрии, центры тяжести зарядов смещаются относительно недеформированного состояния, как показано на рис. 11.2. В результате на противоположных гранях кристалла возникают заряды противоположного знака. Это явление называется *пьезоэлектрическим* эффектом. И наоборот, если к кристаллу приложить электрическое поле, то оно приведет к его деформации, причем величина смещения барицентров зарядов будет компенсировать внешнее электрическое поле[1]. Связь между механической деформацией кристалла и электрическим полем носит в обоих случаях линейный характер; эффекты второго порядка незначительны.

Кварцевый осциллятор состоит из кристалла, который находится в электрическом поле, создаваемом двумя обкладками–электродами. Пьезоэлектрический сигнал усиливается и частично используется в цепи обратной связи для поддержания колебаний кварца, а частично идет на выход системы. Осциллятор обычно настраивается на собственную частоту f_0 кристалла кварца. Его также можно настроить на частоту одной из субгармоник. Частоты кварцевых

[1] Это — обратный пьезоэффект. (*Прим. ред.*)

резонаторов лежат в широком диапазоне 100 кГц–20 МГц, причем высокочастотные резонаторы чаще используются в телекоммуникационных устройствах. Часто на резонатор подают опорную частоту f с другого генератора. В этом случае кварц является стабилизированным резонатором и используется как усилитель электрического сигнала с частотой f.

Для точных измерений времени и частоты необходимо использовать кварцевые осцилляторы с возможно более высокой добротностью. В дополнение к большому Q-фактору необходимо предотвратить внешние воздействия на резонатор, которые могут изменить его собственную частоту. Наиболее важным внешним фактором является температура. Поэтому резонатор должен быть помещен в термостат. Вариации частоты возможны вследствие изменения среднего значения электрического поля, механических вибраций или внешних сил (важно не изменять расположение осциллятора в гравитационном поле). В дополнение отметим, что существует медленное изменение частоты f_0 со временем из-за старения кристалла, которое объясняется загрязнением граней или дегазацией. Также важно поддерживать кварц в рабочем состоянии: выключение с последующим включением изменяет резонансную частоту.

Требования к высокой стабильности кварцевого осциллятора повысились недавно в связи с увеличением точности атомных часов и появлением проекта запуска атомных часов в космос (§ 11.1.4). Целью работ является достижение более высокой стабильности, чем сейчас. В настоящее время нестабильность $\Delta f/f$ имеет величину порядка 10^{-12} за несколько минут и 10^{-10} за сутки. Недавно [21] была создана новая серия сверхстабильных кварцевых осцилляторов, их качество проверялось путем сравнения с водородным мазером (§ 11.1.5). Нестабильность частоты новых кварцевых осцилляторов равна $7 \cdot 10^{-14}$ за 100 с и 10^{-13} за 500 с, старение кварца приводит к уходу частоты в пределах от $2 \cdot 10^{-11}$ до $5 \cdot 10^{-13}$ за сутки[2].

Существует ряд короткопериодических возмущений, которые приводят к изменению частоты. Определим кратковременную нестабильность на временном интервале Δt как среднеквадратичную ве-

[2]Согласно Межгосударственному стандарту «Измерения времени и частоты» (ГОСТ 8.567–99) термин *стабильность частоты* является качественной характеристикой частоты во времени, которой не может быть приписано какое-либо числовое значение, тогда как нестабильность частоты — это количественная характеристика. (*Прим. ред.*)

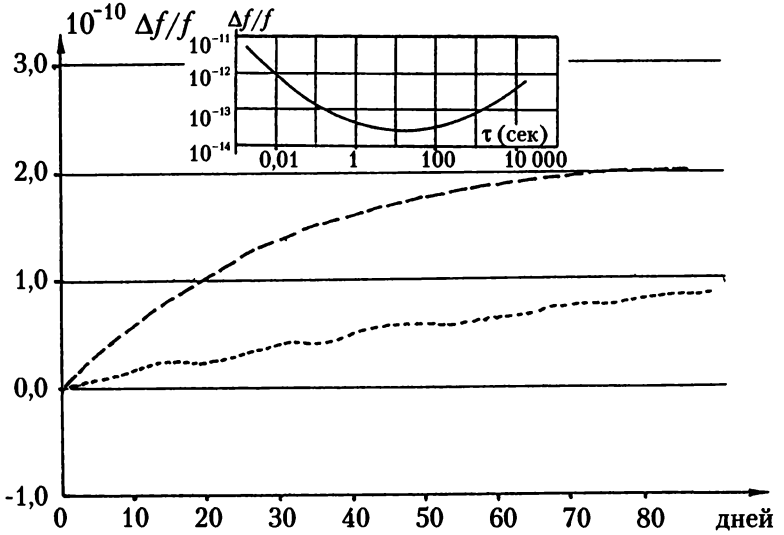

Рис. 11.3. Типичная долговременная нестабильность кварцевого осциллятора, выраженная в виде дисперсии Аллана. На врезке показана кратковременная нестабильность лучшего лабораторного кварцевого осциллятора как функция τ [21].

личину измеренных вариаций частоты, называемую *дисперсией Аллана*. Пусть $f_i (i = 1..N)$ – N последовательных измерений частоты f и τ – продолжительность этих измерений. Оценкой дисперсии Аллана будет величина:

$$\sigma^2 (f, \tau) = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N-1} \frac{(f_{i+1} - f_i)^2}{2}.$$

На рис. 11.3 показан типичный пример кратковременной нестабильности осциллятора, равной квадратному корню от дисперсии Аллана (или стандартного отклонения Аллана), и долговременной нестабильности кварца метрологического качества из-за его старения. Можно заметить, что долгопериодические эффекты ослабевают со временем: для того, чтобы иметь хорошую долговременную стабильность, необходимо использовать состаренный кварц.

В конце концов, если на выходе электрического устройства, находится элемент, который считает число колебаний и распознает фазу, то в целом система представляет собой *кварцевые часы*.

11.1.3. Вынужденное излучение

Многие устройства, описанные в этой главе, работают, используя излучение электромагнитных волн (световых или радиоволн). В основе их действия лежат взаимодействия между фотонами и атомами. Световой пучок может взаимодействовать с атомами, находящимися в основном или возбужденном состоянии, различными способами. Электроны атома могут находиться на разных энергетических уровнях E_i. Энергия может быть увеличена до более высокого уровня путем поглощения фотона или, наоборот, атом может испустить фотон и потерять соответствующую энергию, так что, если E_j – энергия в конечном состоянии, то

$$|E_i - E_j| = hf_{ij}, \tag{11.3}$$

где h – постоянная Планка и f_{ij} – частота, соответствующая разности энергий двух энергетических состояний атома. Если E_i больше E_j, то фотон с частотой f_{ij} излучается, иначе – поглощается.

Пусть E_i – энергия основного состояния атома. Если атом поглощает фотон с энергией hf_{ij}, то его энергия увеличивается на эту величину, и в соответствии с выражением (11.3) атом переходит в возбужденное состояние, характеризуемое энергией E_j. Находясь на этом уровне, атом может вернуться в основное состояние E_i путем спонтанного испускания фотона с энергией hf_{ij} в произвольном направлении. В результате получается смесь, состоящая из N_i атомов в энергетическом состоянии E_i и N_j атомов — в E_j. Отношение N_i/N_j зависит от температуры T:

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{\exp(-E_i)/kT}{\exp(-E_j)/kT},$$

где k – константа Больцмана, T измеряется в Кельвинах; предполагается, что смесь находится в равновесии.

Далее, если атом в состоянии E_j взаимодействует с фотоном, имеющим энергию hf_{ij}, то он возвращается в основное состояние E_i, но испускает другой фотон, называемый резонансным, с энергией hf_{ij} в направлении движения первого фотона. Это явление называется *вынужденным излучением*. Испускание резонансных фотонов

приводит к усилению света[3]. Однако очень быстро равновесие восстанавливается.

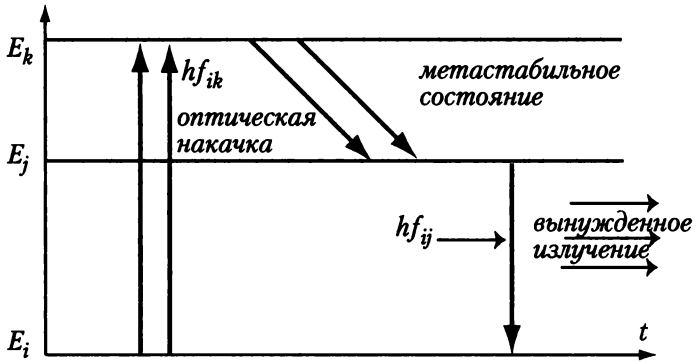

Рис. 11.4. Схема оптической накачки.

В некоторых случаях возможно усиление вынужденного излучения путем увеличения числа атомов в состоянии E_j. Пусть в атомы в основном состоянии ударяются фотоны с большей энергией hf_{ik} так, что атомы переходят на более высокий энергетический уровень $E_k > E_j$ (рис. 11.4). Атомы некоторых элементов не могут перейти прямо с уровня E_k на основной энергетический уровень E_i, а сначала переходят на промежуточный уровень E_j. Если среднее время жизни t_{k-j} в состоянии E_k значительно меньше по сравнению с временем перехода t_{j-i} с E_j на основной энергетический уровень E_i, то осуществляется искусственное увеличение доли атомов на уровне E_j. Это явление называется *оптической накачкой*, а уровень называется метастабильным. Если, в дополнение, при переходе с E_j в E_i происходит излучение фотонов с энергий hf_{ij}, то под действием вынужденного излучения, число фотонов увеличивается. Такова природа усиления света в лазерах (см. § 11.2.1).

11.1.4. Цезиевые атомные стандарты частоты

Атомный стандарт частоты — это кварцевый осциллятор, контролируемый частотой перехода между энергетическими уровнями атома. Опишем здесь принцип работы атомного стандарта частоты.

[3]Это имеет место только в активной среде, т.е. среде, в которой искусственно создана инверсия населенности уровней: в одном из возбужденных состояний находится больше атомов, чем в одном из состояний с меньшей энергией. (*Прим. ред.*)

В атомах с одним единственным электроном на внешней оболочке, к которым относятся атомы водорода или щелочных металлов, и в частности, рубидия и цезия, наблюдается взаимодействие между магнитными моментами электрона и ядра. Оно снимает вырождение основного энергетического уровня и порождает эмиссионный спектр со сверхтонкой структурой из-за малой разности энергии уровней. Из формулы (11.3) следует, что частота излучения мала и находится в радиодиапазоне. Это излучение можно выделить из шумов и преобразовать в электрический ток с частотой, которая может быть уменьшена, как описано в § 10.1.3, до значений собственных частот кварцевого резонатора или их гармоник.

Задача заключается в том, чтобы выделить среди атомов с близкими энергиями только те, которые находятся на энергетическом уровне E_j, спонтанно излучают фотоны с частотой f и возвращаются на основной энергетический уровень E_i. В основном используются три метода для увеличения доли атомов с энергией E_j:

- Атомы с различной энергией имеют различные магнитные моменты. Будучи перемешанными в атомном пучке и подвергнутыми действию сильного магнитного поля, они по-разному отклоняются при движении в поле. Это дает возможность отделить атомы, находящиеся на заданном энергетическом уровне, от остальных.
- Использование оптической накачки.
- Атомы в состоянии с энергией E_j подвергаются действию высокочастотного электромагнитного поля с частотой, близкой к f, что приводит к увеличению доли атомов с энергией E_j.

Среди различных атомных частот, которые могут быть использованы для управления кварцевым осциллятором, для определения секунды в Международной системе единиц (СИ) (SI = Système International) была выбрана одна. Она соответствует переходу между двумя сверхтонкими энергетическими уровнями в атоме цезия, называемыми F_3 и F_4. Частота этого перехода равна

$$f_0 = 9\,192\,631\,770\ \text{Гц}.$$

Осцилляторы, действие которых основано на атомных переходах, называются атомными *стандартами частоты*, так как они генерируют частоту, соответствующую определению секунды. Среди них много таких, которые производятся в промышленных масштабах; параметры генерируемой частоты f_0 находятся в пределах заданной

точности. Другие стандарты используются в метрологических лабораториях. Их работа очень тщательно контролируется с целью учета влияния внешних воздействий на частоту, которая после введения различных поправок должна быть очень близкой к f_0. При вычислении поправок предполагается, что номинальное значение частоты f_0 было получено при нулевом магнитном поле, атомы находились в покое, то есть при нуле градусов Кельвина, в резонаторе, который вносил известный фазовый сдвиг, и т.д. Это так называемые *первичные* атомные стандарты. Они используются для поверки международной атомной шкалы времени (§ 11.1.6).

Существует три типа цезиевых стандартов частоты.

(i) *Цезиевые стандарты частоты с горячим атомным пучком*

Пучок атомов цезия получается в печке при нагреве нескольких граммов изотопа Cs^{133} до температуры от 100°C до 170°C. Коллиматор формирует направленный пучок, который затем проходит через систему магнитов, создающих сильное неоднородное магнитное поле. Под действием этого поля в полость резонатора попадают только атомы, находящиеся на энергетическом уровне F_4. Резонатор защищается от внешних полей магнитными экранами. Синтезатор частоты, управляемый кварцевым осциллятором, который настроен на частоту ϕ, производит частоту f, как можно более близкую к резонансной частоте f_0. Сигнал частоты f, лежащей в радиодиапазоне, усиливается и возбуждает резонатор. При этом фотоны с частотой f взаимодействуют с атомами цезия, находящимися в состоянии F_4, что приводит к вынужденному излучению и переходу атомов с уров-

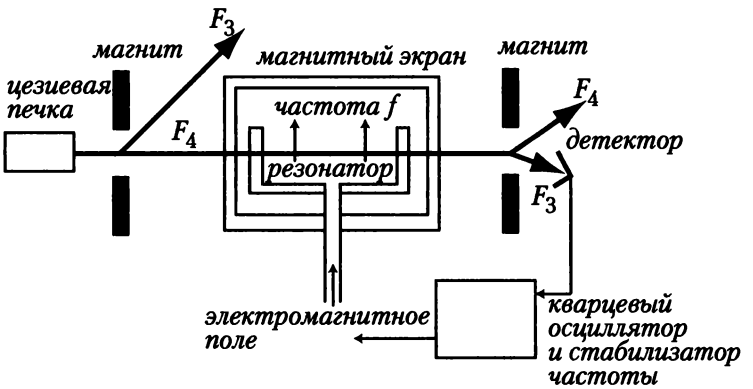

Рис. 11.5. Схема цезиевого стандарта частоты с горячим атомным пучком.

ня F_4 на уровень F_3. Вероятность вынужденного излучения тем выше, чем меньше разность частот $f - f_0$. Итак, мерой смещения частоты синтезатора от номинальной частоты является доля атомов на уровне F_3, получаемых при прохождении пучком резонатора.

На выходе из резонатора пучок опять проходит через систему магнитов (то есть через неоднородное магнитное поле), и только атомы, находящиеся в состоянии F_3 направляются к детектору, включающему ионизатор и масс-спектрометр, который удаляет примеси. Ток, вырабатываемый детектором, строго пропорционален количеству атомов в состоянии F_3. Он используется для контроля частоты ϕ кварцевого осциллятора, изменяющейся до тех пор, пока частота синтезатора не станет равной f_0. В этом случае интенсивность вынужденного излучения и, соответственно, сила детектируемого тока будут максимальны.

Синтезатор частоты предназначен для умножения стандартной частоты $\phi = 5$ МГц до f_0. Когда система обратной связи работает, кварц генерирует частоту 5 МГц. В настоящее время наилучшим первичным стандартом частоты, работающим на этом принципе, является стандарт находящийся в Физико–техническом федеральном институте (Physikalisch–Technishe Bundesanstalt, PTB) в Брауншвейге (Германия). Его точность[4] равна $2 \cdot 10^{-14}$ и нестабильность $5 \cdot 10^{-15}$ за сутки. Другие стандарты имеют точность порядка 10^{-13} или несколько единиц на 10^{-14}, и некоторые коммерческие образцы цезиевых стандартов имеют похожие показатели.

(ii) *Цезиевый стандарт частоты с оптической накачкой*

Цезиевый стандарт частоты с оптической накачкой включает в себя печь (источник атомов) и резонатор, похожие на те, что используются в стандартах с магнитным разделением пучка. Различие состоит в методе разделения атомов по энергетическим состояниям. Вместо магнита перед входом в резонатор цезиевый пучок облучается лазерным лучом с частотой, соответствующей переходу $F_4 \to F_3$. Под действием оптической накачки, описанной в § 11.1.3, доля атомов на уровне F_4 увеличивается. Если мощность лазерного луча до-

[4]По-видимому, подразумевается относительная погрешность, равная разности между номинальным значением частоты и ее действительным значением, отнесенной к номинальному значению. (*Прим. ред.*)

статочна, то достигается насыщение уровня F_4, и только атомы в этом состоянии попадают в резонатор[5].

При детектировании используется второй лазер, настроенный на частоту перехода $F_4 \rightarrow F_3$. В этом случае оптической накачки не происходит. Поэтому только атомы в состоянии F_4, находящиеся в резонаторе, могут перейти на уровень F_3, испустив фотоны, и лишь затем вернуться на основной уровень. Фотоны детектируются, и величина тока используется для управления частотой кварцевого осциллятора так, как описано выше. В настоящее время наилучшие стандарты частоты с оптической накачкой работают в Национальном институте науки и техники, США (National Institute for Science and Technology, NIST), и имеют точность порядка $5 \cdot 10^{-15}$ с той же нестабильностью.

(iii) *Атомные стандарты частоты с лазерным охлаждением*

Основным недостатком рассмотренных выше двух стандартов является то, что атомы пересекают резонатор с высокой скоростью v. Это определяет две основных причины, ограничивающих их точность. Во-первых, время нахождения атомов в резонаторе мало, так что вынужденное излучение происходит только у доли атомов. Во-вторых, доплеровское смещение частоты велико, поэтому необходимо учитывать поправки второго порядка по v/c. Рассчитать их весьма трудно, так как распределение атомов по скоростям известно недостаточно точно. Несколько методов оценки этого эффекта дают большой разброс в результатах, что приводит к ошибке $2 \div 3 \cdot 10^{-15}$, которую в настоящее время невозможно уменьшить [178].

Решением проблемы является радикальное уменьшение скорости атомов. Одним из способов замедления является облучение атомов двумя встречными лазерными пучками, частота которых одинакова и близка к одной из резонансных частот атома цезия[6].

---

[5]На самом деле разность населенностей уровней F_4 и F_3 достигает лишь $\sim$ 13%, но все равно этот способ эффективнее предыдущего. (*Прим. ред.*)

[6]Частота лазерного излучения выбирается чуть меньше резонансной частоты. В этом случае атом поглощает больше фотонов из пучка, который направлен навстречу его движения. После поглощения фотона атом через несколько наносекунд излучает другой, так называемый флуоресцентный фотон. Так как флуоресцентное излучение изотропно, и средний момент отдачи равен нулю, то атом испытывает торможение со стороны встречного лазерного луча. Два встречных пучка замедляют движение атома по одной координате. Следовательно, для замедления движения по трем координатам нужно использовать три пары взаимно перпендикулярных лазерных пучков. (*Прим. ред.*)

Для охлаждения атомов цезия используются шесть одинаковых лазерных пучков, пересекающихся в одной точке, и приходящих из трех взаимно перпендикулярных направлений (рис. 11.6). В точке пересечения пучков на атомы действуют тормозящие силы, и в результате в малой области пространства образуется *сгусток* атомов (molasse)[7]. В этом сгустке диаметром около 1 см содержится примерно 10^7 атомов, температура которых равна нескольким милликельвинам.

Первый прототип стандарта частоты на фонтане атомов цезия был сконструирован и начал работать в Парижской обсерватории в 1994 г. [37]. Схема первого фонтана показана на рис. 11.6.

Область, в которой атомы цезия охлаждаются, расположена на пересечении шести лазерных лучей. Они охлаждают от 10^7 до 10^8 атомов за 0,3 с. Атомы, находящиеся в состоянии F_4, формируют сгусток с парциальным давлением паров цезия около 10^{-6} Па. Затем два вертикальных лазера путем сдвига частоты их излучения выталкивают атомы в вертикальном направлении в резонатор, который помещен в термостат и окружен магнитными экранами. На резонатор подается сигнал с частотой возбуждения $9,192\ldots$ ГГц. Сила гравитации замедляет движение атомов, они достигают вершины траектории и затем падают вниз, проходя резонатор в обратном направлении. Взаимодействие атомов с высокочастотным электромагнитным полем резонатора и переход на уровень F_3 происходит, следовательно, дважды, и средняя скорость движения атомов равна нулю. Атомы падают дальше, проходят точку запуска и попадают в область детектирования. В этой области измеряется соотношение атомов в двух состояниях, которое используется для настройки частоты возбуждения резонатора так, как и в вышеописанных стандартах.

Помимо цезиевых было создано несколько фонтанов на атомах рубидия. Их преимущества заключаются в том, что частота перехода менее подвержена уширению из-за внешних возмущений и сдвиг частоты из-за столкновений атомов значительно меньше, чем в Cs^{133} К сожалению фонтаны на атомах рубидия не могут считаться первичными стандартами, потому что секунда определяется через частоту атомного перехода цезия. Они имеют кратковременную стабильность, как и стандарты на цезиевом фонтане. Сравнение, произведенное в Парижской обсерватории между двумя стандартами на

[7] Дословно *molasse* — вязкий сироп. (*Прим. ред.*)

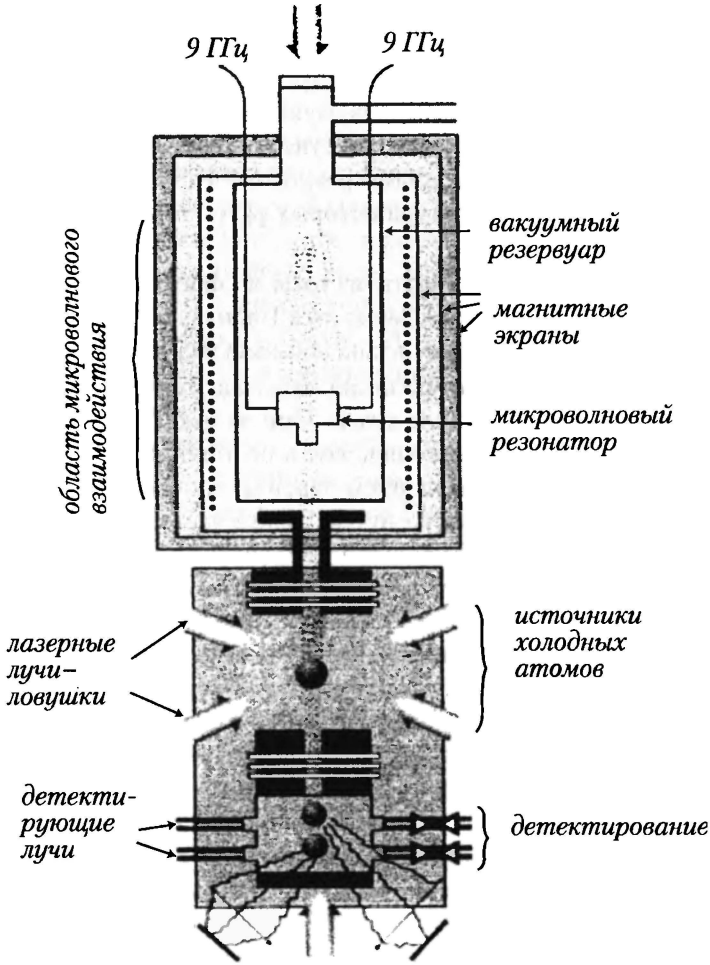

Рис. 11.6. Схема устройства цезиевого фонтана BNM–LPTF в Парижской обсерватории. Радиочастота, подаваемая на резонатор, равна 9 ГГц. Детектирующая система расположена в нижней части рисунка.

цезиевом фонтане и одним стандартом на рубидиевом фонтане, показало отсутствие существенной разницы до величин порядка 10^{-15}. Возможно это значение является верхним пределом, так как сравнение производилось с использованием водородного мазера (§ 11.1.5)

как промежуточного звена, а его нестабильность характеризуется этой величиной.

(iv) *Атомные стандарты частоты с лазерным охлаждением в космосе*

Следующим шагом в повышении точности стандартов частоты должна быть остановка движения атомов, находящихся в резонаторе. Это возможно при работе прибора в космосе в условиях микрогравитации. Эксперимент будет проведен на борту Международной космической станции (может быть, в 2006 г). Будут использованы два цезиевых фонтана. Европейский проект называется «Атомные часы в космосе» (Atomic Clock Experiment in Space, ACES), а американский «Первичный атомный стандарт в космосе» (Primary Atomic Reference Clock in Space, PARCS). Они будут периодически сравниваться между собой и с часами, находящимися на Земле. Ожидается, что нестабильность и точность стандартов будут порядка $5 \cdot 10^{-17}$.

11.1.5. Атомные часы

Кварцевый осциллятор, управляемый частотой атомного стандарта и генерирующий опорный сигнал с частотой 5 МГц, является сердцем атомных часов. Достаточно добавить устройство, производящее счет числа периодов опорного сигнала и оценивающее его фазу, чтобы стандарт частоты стал часами. В частности при помощи деления опорной частоты на 5 000 000 мы можем получить сигнал с частотой один герц, то есть период его равен одной секунде. Деля или умножая частоту на разные коэффициенты, можно получить набор частот или последовательность меток времени с различным периодом. После определения начала отсчета времени, мы получаем независимую систему отсчета последовательных событий, которая называется *шкалой времени* (см. § 11.1.6)[8]. Очень часто, однако, требуется измерение только временных интервалов (например, в лазерной телеметрии, см. раздел 11.3). В этом случае используется частотомер, который считает число периодов или меток времени, прошедших между двумя событиями.

Часы не обязательно могут управляться цезиевыми стандартами частоты. Важным свойством часов является их стабильность на раз-

[8]Определение шкалы времени согласно Межгосударственному стандарту (ГОСТ 8.567–99): «Непрерывная последовательность интервалов времени определенной длительности, отсчитываемая от начального момента. Для шкалы времени устанавливают условный нуль, единицу величины и порядок корректировки». (*Прим. ред.*)

личных временных интервалах. Другим важным фактором является, конечно, цена, и она сильно зависит от характеристик часов и ожидаемого использования. Кроме цезиевых часов часто используются два других типа атомных стандартов и часов, которые лучше приспособлены для ряда конкретных задач.

(i) *Рубидиевые часы*

Резонансная частота изотопа рубидия Rb^{87}, используемого в рубидиевых часах, равна $f_0 = 6,834658$ ГГц.

Пусть E_k – энергия атомов в состоянии после поглощения фотонов частоты f_0. Пусть атомы в состоянии E_k могут поглощать излучение с длиной волны λ_0, лежащей в видимой области спектра.

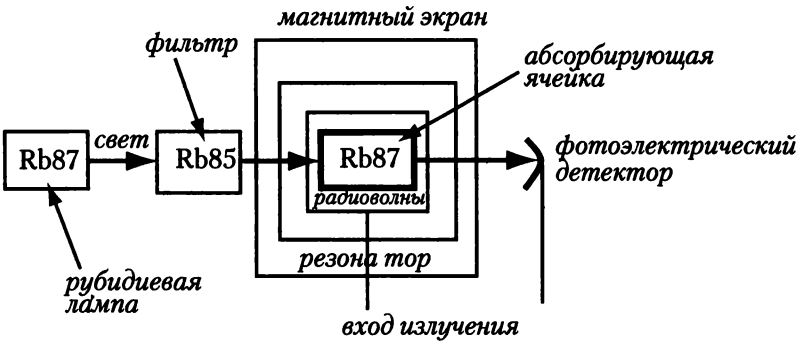

Рис. 11.7. Принцип работы рубидиевой ячейки.

Рубидиевая ячейка состоит из резонансной полости (резонатора), в которую помещается трубка с газообразным изотопом Rb^{87}. Атомы рубидия возбуждаются до энергии E_k радиочастотой f, которая очень близка к частоте f_0. Чем больше атомов находится в состоянии E_k, тем больше света с длиной волны λ_0, проходящей через трубку, поглощается. Свет излучается рубидиевой лампой (рис. 11.7). Фильтрация и выделение света с длиной волны λ_0 осуществляется оптической ячейкой (фильтром), которая содержит изотоп Rb^{85} и буферный газ при низком давлении. Фотоэлектрический детектор измеряет интенсивность света, проходящего через резонатор. Чем меньше фототок детектора, тем больше поглощение света, и тем ближе частота возбуждения f к резонансной частоте f_0. Цепь обратной связи, аналогичная цепи в цезиевых часах, настраивает частоту резонатора в зависимости от величины тока детектора.

Заметим, что стандарты на рубидиевом фонтане, описанные в § 11.1.4 (iii), также используются как часы.

(ii) *Водородные мазеры*

Резонансная частота равна $f_0 = 1\,420\,405\,752$ Гц. Излучение происходит при переходах между двумя уровнями энергии E_1 и E_2, которые соответствуют разным ориентациям спина электрона в магнитном поле ядра. Это хорошо известная линия с длиной волны 21 см, позволившая совершить столь много открытий в радиоастрономии.

Мазер (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation — микроволновый усилитель вынужденного излучения) — это усилитель сантиметровых радиоволн, работающий на том же принципе, что и лазер (в названии слово «light»—«световой» просто заменено словом «microwave»—«микроволновый»). Описание этого принципа дано в § 11.2.1.

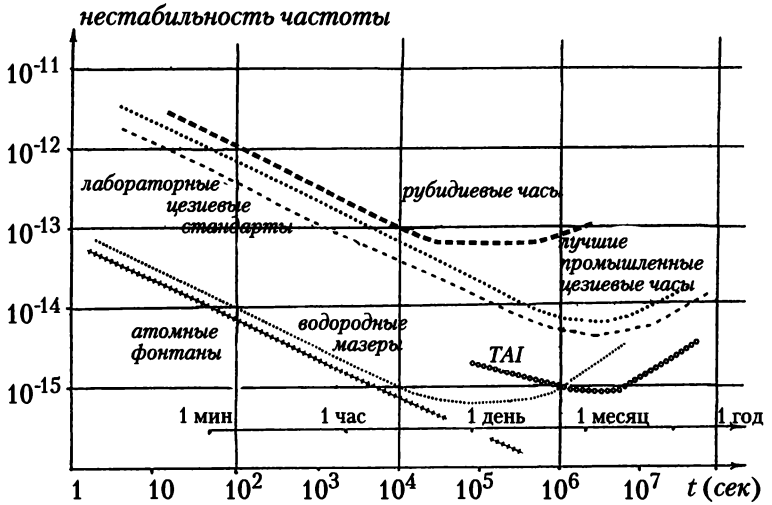

Рис. 11.8. Сравнение нестабильности часов как функции времени.

Поток водородных атомов пересекает область с магнитным полем, которое селектирует атомы по состояниям. Атомы, находящиеся в определенном энергетическом состоянии, скажем E_1, направляются в накопительную колбу. Благодаря специальной конструкции и покрытию колбы число атомов в состоянии E_1 быстро увеличива-

ется, и возникает мазерный эффект. При излучении энергия атома принимает значение E_2, а излучаемый сигнал, принимаемый детектором, имеет частоту f_0. Далее, после соответствующего деления частоты, сигнал используется для управления кварцевым осциллятором по тому же принципу, что и в цезиевых часах.

Результаты сравнения нестабильности высокоточных часов, работающих на основе описанных выше принципов, представлены на рис. 11.8. Кратковременная нестабильность (на интервалах менее нескольких секунд) зависит, в основном, от механической стабильности кристалла кварца. На временном интервале до одного месяца наиболее стабильными часами являются водородные мазеры. Их основной недостаток заключается в том, что они не обеспечивают потребителей единицей времени, если частота не прокалибрована по цезиевым часам. Лучшую долговременную нестабильность имеют цезиевые часы. Если от часов требуется высокая стабильность на коротком интервале времени, то может оказаться достаточным использование более дешевых рубидиевых часов.

11.1.6. Атомные шкалы времени

При проведении одновременных астрометрических наблюдений, например, на РСДБ, или при сравнении данных, полученных в разное время на одной или на разных обсерваториях, очень важно, чтобы все отсчеты времени делались или относились к единой всемирной шкале времени. Такая шкала существует: это Международное атомное время, обозначаемое первыми буквами его французского названия TAI (Temps Atomic International). Его определение, данное Международным бюро мер и весов (BIPM) [36], гласит:

Международное атомное время (TAI) — это время, установленное Международным бюро времени (BIH) (сейчас BIPM) на основе показаний атомных часов, работающих в различных учреждениях, в соответствии с определением секунды, являющейся единицей времени международной системы единиц (СИ).

С точки зрения общей теории относительности TAI является координатным временем, определяемым в геоцентрической системе отсчета с единицей измерения, равной секунде СИ, на вращающемся геоиде. С введения этого определения в 1971 г. методы, используемые для построения атомной шкалы времени, значительно изменились из-за необходимости постоянного увеличения точности, стабильности и надежности.

Шкала TAI вычисляется на основе показаний как можно большего числа атомных часов. В 2001 году в формировании шкалы TAI, которая вычисляется в BIPM, участвовали примерно 200 часов, размещенных по всему земному шару. Большинство из них — это промышленные цезиевые часы, 12 — водородные мазеры, в основном в России, вносящие значительный вклад во временную стабильность на средних интервалах. Использование первичных цезиевых стандартов с горячим атомным пучком и первых действующих цезиевых фонтанов гарантирует соответствие измеряемых временных интервалов с определением секунды как единицы времени шкалы, а также долговременную стабильность TAI.

Чтобы сформировать шкалу, необходимо сравнить работающие часы, расположенные на большом расстоянии друг от друга. До середины 1980-х годов это осуществлялось путем использования радиосигналов или специальной радионавигационной системы (LORAN-C). Сейчас их практически заменили глобальные спутниковые системы. Наиболее часто и повсеместно используются система глобального позиционирования (GPS) вооруженных сил США (см. раздел 11.4) и аналогичная российская глобальная навигационная спутниковая система (ГЛОНАСС). Спутники GPS излучают сигналы, синхронизованные с единой GPS шкалой времени. Корректируя время прихода сигнала за задержку в атмосфере и аппаратуре, можно определить разность между показаниями наземных часов на станциях наблюдения, следящих одновременно за одним и тем же спутником. Вычисления выполняются в шкале GPS. Точность синхронизации двух часов равна 2 нс при условии одновременного наблюдения одного спутника в течение одного прохождения двумя недалеко расположенными наземными станциями. В других случаях точность падает до 10 нс.

Эксперименты с другими спутниковыми системами проводились с целью изучения ошибок, остающихся неучтенными при использовании только одной системы. Сигналы, передаваемые телекоммуникационными спутниками и принимаемые одновременно в нескольких пунктах, позволяют провести прямое сравнение часов в этих пунктах. Эксперимент под названием LASSO (LAser Synchronization from Stationary Orbit—синхронизация с помощью лазера, находящегося на стационарной орбите) направлен на получение более высокой точности синхронизации часов [73]. Он был проведен с использованием одного из спутников

METEOSAT. Установка состояла из часов и приемника лазерного излучения, регистрирующего время прихода света от телеметрических лазеров (раздел 11.3). Положение спутника определялось с помощью лазерной телеметрии и установленных на борту отражателей. Это позволило измерять расстояние от источника до приемника и время распространения света. Эксперименты между пунктами в Европе (обсерватория CERGA, Грасс, Франция) и в Соединенных Штатах (обсерватория МакДональд, Техас) дали точность синхронизации около 0,2 нс. Но это был уникальный и очень дорогостоящий эксперимент.

Лучшим решением является ныне работающая *двухходовая* система, использующая спутник связи для сравнения времени излучения сигналов, посланных на спутник двумя станциями и переданная им обратно. Точность сравнения времени по этой схеме сравнима с точностью стандартного метода с использованием GPS.

В настоящее время точность TAI равна примерно $2 \cdot 10^{-15}$, нестабильность на месячном и годовом интервалах также равна $2 \cdot 10^{-15}$. Шкала TAI распространяется пользователям в виде поправок к часам или к местным или национальным шкалам времени, которые публикуются BIPM. Поправки публикуются с задержкой в один месяц. Конкретные часы принимаются в расчет и участвуют в вычислении TAI только после того, как результаты синхронизации передавались в BIPM в течение нескольких месяцев, и в BIPM уверены в их стабильности и получена оценка хода этих часов. В ряде приложений вполне достаточно использовать шкалу GPS (когда не требуется долговременная стабильность); разность шкал GPS и TAI экстраполируется и также распространяется BIPM.

Заметим, что в повседневной жизни мы используем шкалу UTC (Universal Time Coordinated — всемирное координированное время), которая отличается от TAI на целое число секунд. Необходимость введения дополнительной секунды определяется Международной службой вращения Земли (МСВЗ) (International Earth's Rotation Service, IERS). По определению шкалы UTC разность между UTC и всемирным временем UT1 не должна превышать 0,9 с. На 1 января 2001 г. мы имели[9]

$$\mathrm{TAI} - \mathrm{UTC} = 32\ \text{с}.$$

[9]Последний раз дополнительная секунда была введена МСВЗ 1 января 1999 г. и с тех пор разность TAI и UTC равняется 32 с. (*Прим. ред.*)

Астрономы при редукции наблюдений используют земное время TT (Terrestrial Time), которое представляет собой идеальную шкалу TAI. Чтобы не было разрывов со шкалой эфемеридного времени, которое использовалось ранее при обработке наблюдений в геоцентрической системе, было принято, что

$$\mathrm{TT} = \mathrm{TAI} + 32,184\,\mathrm{c}.$$

11.2. Лазеры

Прямое применение измерения временных интервалов — это определение расстояний. Короткий цуг электромагнитных волн излучается в момент времени t_1 в направлении тела, отражающего часть энергии обратно. Если возвращенный сигнал детектируется и время его прихода равно t_2, то расстояние от передатчика до отражающего объекта задается выражением (без учета различных поправок): $D = (t_2 - t_1)\cdot c/2$. Нужно различать *радары*, излучающие радиоволны, и лазерные дальномерные системы (неточно, но часто просто называемые *лазерами* в астрометрическом и геодезическом сообществах), которые излучают в видимом или близком инфракрасном диапазонах спектра. В последнем случае излучателем является твердотельный лазер с модуляцией добротности резонатора, генерирующий импульсы, принцип работы которого описан в следующем параграфе, а более детально – в монографии [300].

11.2.1. Принцип действия лазера

Лазер — устройство, которое непрерывно или импульсами излучает когерентный монохроматический свет. Это происходит благодаря механизму уже описанного вынужденного излучения (§ 11.1.3). В активной среде (в газе или кристалле) атомы переводятся в возбужденное состояние при облучении ее светом с длиной волны λ_0, соответствующей резонансному переходу атомов среды в более низкое энергетическое состояние (нижний уровень). При этом может возникнуть вынужденное излучение. Условием для этого является сохранение инверсной населенности уровней, то есть неравновесного состояния вещества, в процессе вынужденного излучения. Одним из методов создания инверсии является освещение активной среды мощным изучением. Фотоны с длиной волны λ_0 поглощаются атомами, находящимися на нижнем уровне, после чего они становятся возбужденными. Этот процесс называется *оптической накачкой*,

результатом его будет создание инверсной населенности энергетических уровней. Атомы затем неизбежно возвращаются на нижний уровень, излучая при этом некогерентный свет с длиной волны λ_0, фаза и направление которого произвольны.

Для создания условий генерации когерентного и направленного излучения необходимо поместить активную среду в высокодобротный резонатор. Резонатором являются плоскопараллельные зеркала, отшлифованные с очень высокой степенью точности (погрешность должна быть не более нескольких секунд дуги), расстояние между которыми D определяется из соотношения $N\lambda_0 = 2D$, где N – целое число. При этих условиях в резонаторе будут циркулировать лишь фотоны, для которых выполняются условия возникновения стоячих волн. Когда один такой фотон сталкивается с возбужденным атомом, происходит акт вынужденного излучения, и новый фотон будет иметь точно ту же длину волны λ_0, фазу и направление. Фотоны, которые первоначально были испущены под углом к оси резонатора, выходят из него. Фотоны, длины волн которых не соответствуют модам резонатора, либо интерферируют и гасятся, либо поглощаются. Через некоторое время в резонаторе остаются лишь когерентные фотоны, которые становятся преобладающими, и интенсивность вынужденного излучение быстро нарастает.

В лазерах с непрерывным излучением, а это, как правило, газовые гелий-неоновые, аргоновые или метановые лазеры, часть света выходит за пределы резонатора. Лазерное излучение непрерывно до тех пор, пока энергия накачки не станет меньше энергии лазерного луча, помноженной на коэффициент потерь из-за спонтанного излучения, дисперсии и поглощения света в среде. Таким образом можно получить непрерывное когерентное лазерное излучение, используемое, например, для слежения за движением отражающего зеркала в линии задержки фазового интерферометра (§ 9.1.4).

В лазерах с модуляцией добротности резонатора, наоборот, очень важно чтобы длина цуга волн была как можно короче. На практике она равна всего двум длинам кристалла.

Перед генерацией импульса света под действием импульсного возбуждения происходит монотонное нарастание энергии в активной среде. Однако генерация не возможна, так как одно из зеркал резонатора закрыто оптическим затвором.

В рубиновых и YAG (неодимовых) лазерах быстрое создание инверсной населенности облегчается тем, что переход из возбужденно-

го состояния в более низкое происходит в два этапа. Возбужденное состояние атомов создается мощной вспышкой белого цвета. Затем атомы высвобождают часть энергии и переходят на промежуточный метастабильный уровень, оставаясь на нем малую долю секунды. Это достаточно долго по сравнению с характерным временем пребывания атома в возбужденном состоянии. Пока действует импульсное возбуждение, населенность метастабильного уровня увеличивается, осуществляя эффект оптической накачки (рис. 11.4). Эта часть процесса является сильно экзотермичной, и кристалл вибрирует. По этой причине нельзя очень сильно увеличить энергию накачки без риска разрушить кристалл.

Следующая стадия аналогична уже описанной работе лазера. Отличие заключается в том, что в конце импульса возбуждения, когда интенсивность света в резонаторе достигает критического значения, оптический затвор открывается, и зеркало становится прозрачным. Генерация импульса осуществляется за время, равное удвоенному времени прохождения света по кристаллу. Можно увеличить энергию лазерного импульса, направив его в другой кристалл, атомы которого уже находятся в метастабильном состоянии. Входящий импульс вызывает вынужденное излучение, энергия которого добавляется к энергии первого импульса.

11.2.2. Применение в телеметрии

Спутниковая лазерная телеметрия начала активно развиваться с 1965 г., когда была сконструирована первая такая система. До середины 1980-х годов используемые лазеры были рубиновыми. Они излучали импульсы длительностью 2—3 нс на длине волны 694,3 нм. Максимальная мощность в импульсе была около 1 ГВт, а полная средняя энергия около 1 Дж. Из-за очень большой величины выделяемого в кристалле тепла и необходимости его охлаждения, генерация импульсов лазером происходила только раз в несколько секунд. В настоящее время новые системы используют лазеры на неодимовом кристалле (YAG), которые излучают на длине волны 1,064 мкм, а длительность импульса равна доле наносекунды. Энергия в импульсе меньше, зато скорость повторения импульсов может быть высокой, порядка 10 Гц. Это объясняется тем, что тепловая энергия, высвобождаемая при переходе атомов на метастабильный уровень, значительно меньше, чем в рубиновых лазерах. Поэтому средняя энергия излучения выше, чем в рубиновых лазерах.

Проблемой является более низкая чувствительность приемников в инфракрасном диапазоне, чем в видимом. По этой причине, излучение YAG лазеров посылается на устройство удвоения частоты, которое преобразует излучение в зеленый свет с длиной волны 0,532 мкм. Действие таких устройств основано на нелинейных оптических свойствах сред (см., например, [247]), проявляющихся, когда интенсивность света очень велика. В этом случае некоторые молекулы могут поглотить два фотона частоты f и затем испустить один фотон, но с частотой, равной $2f$.

11.3. Измерение расстояний с помощью лазера

Лазерная дальномерная система состоит из излучающего свет лазера, телескопа, который направляет свет на объект, приемной системы, включающей телескоп и устройство для измерения промежутков времени (рис. 11.9). Сердцем системы является частотомер,

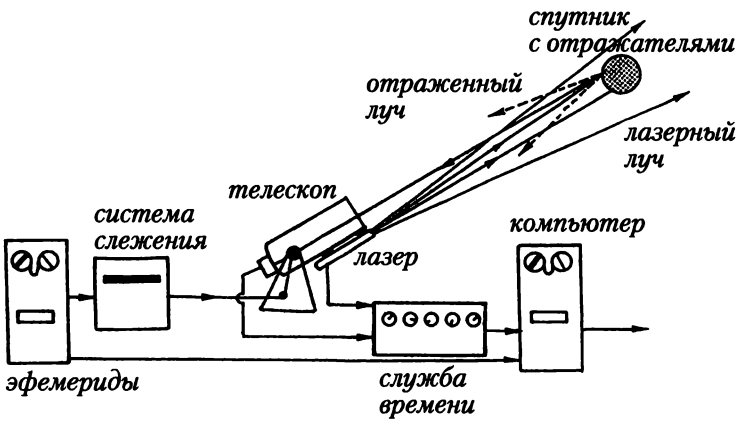

Рис. 11.9. Схема устройства спутниковой дальномерной лазерной системы.

представляющий из себя часы, управляемые рубидиевым или цезиевым стандартом. Для этого используется сигнал с опорной частотой 5 МГц от атомного осциллятора. Частотомер необходим для определения периодов электрических сигналов или промежутков времени между импульсами. Номинальная точность равна примерно $10^{-10} - 10^{-12}$ с при измерении коротких временных интервалов. Те-

кущее время задается в некоторой временной шкале с точностью до доли микросекунды, достаточной для всех современных нужд.

После того, как свет выходит из лазера, малая его часть направляется по стекловолокну на фотоумножитель, производящий электрический импульс. Этот импульс подается на частотомер и запускает отсчет времени. Световой пучок подается на телескоп, который подобно маяку, направляет его на объект. Предполагается, что на нем установлен набор уголковых отражателей, которые возвращают пучок в обратном направлении. Отражатели могут быть размещены на искусственном спутнике или на Луне. Часть отраженного света собирается телескопом–приемником. Оба телескопа, и передающий и принимающий, расположены на одной и той же установке, движение которой управляется компьютером по предвычисленным эфемеридам. Полученный свет направляют на фотоумножитель, который преобразует свет в электрические импульсы, останавливающие частотомер. В результате мы получаем время, прошедшее между излученным и принятым сигналами. Этот промежуток времени должен быть скорректирован: необходимо учесть задержку фотоумножителей, электрических цепей и время распространения луча по стекловолокну. В дополнение должна быть введена параллактическая поправка, чтобы вычислить расстояние до объекта от точки пересечения осей установки телескопа. В конце редукции для определения истинного значения расстояния необходимо учесть атмосферную рефракцию (§ 3.4.1).

Основной трудностью является то, что телескоп непрерывно принимает свет, как от неба, так и от исследуемого объекта, и нужно распознать сигнал на фоне шума. Это особенно сложно, если отражатель помещен на Луне. Методы, используемые для выделения сигнала из шумов, различны для лазерной локации искусственных спутников и Луны. Они будут описаны в следующих параграфах. Но в обоих случаях необходимо свести шум до минимума. Для этого, во-первых, перед приемником размещается узкополосный фильтр с центром пропускания на длине волны лазера. И в дополнение, эфемериды дают не только примерное направление на отражатель, но и расстояние до него и, следовательно, приблизительное время распространения светового сигнала. Принимающий фотоумножитель снабжается электронным затвором, который открывается только на короткий промежуток времени около момента ожидаемого прихода светового импульса.

11.3.1. Инструменты для лазерной локации Луны

В рамках двух экспедиций советских аппаратов на Луну под названием «Луноход 1» и «Луноход 2»[10], а также трех полетов по программе «Аполлон» (США) (11, 14, и 15) на Луну в 1969 г. и в начале 1970-х были доставлены рефлекторы с уголковыми отражателями (рис. 11.10). Основной задачей было проведение астрометрических наблюдений Луны с гораздо более высокой точностью, чем при меридианных или классических фотонаблюдениях. Координаты Луны могли быть найдены из этих наблюдений с точностью около нескольких десятых секунды дуги, то есть с относительной точностью примерно 10^{-6}. Ожидалось, что использование лазерной локации приведет к увеличению точности на несколько порядков.

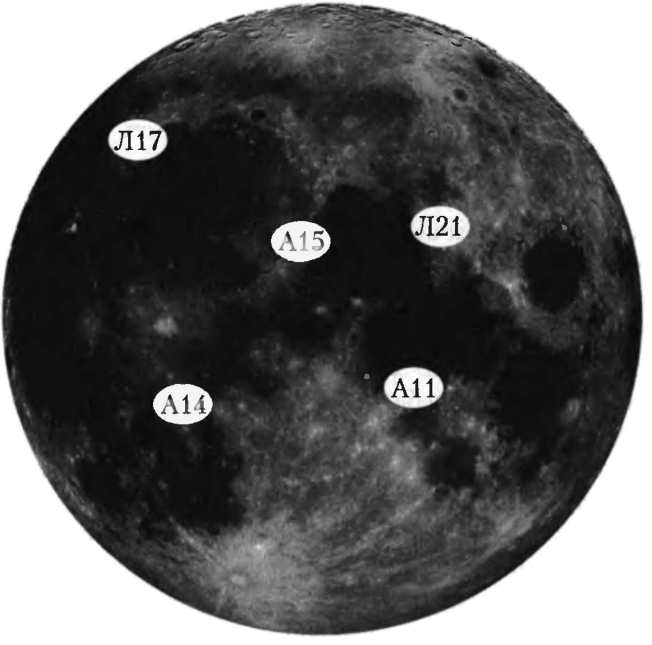

Рис. 11.10. Расположение отражателей на поверхности Луны (Л: «Луноходы»; А: «Аполлоны»). Отражатель Л17 утрачен, возможно покрыт пылью.

[10]Искусственный спутник Луны, наконец доставивший на ее поверхность «Луноход 1», назывался в печати «Луна-17», а спутник с «Луноходом 2» – «Луна-21». (*Прим. ред.*)

Опишем лазерную установку обсерватории CERGA для локации Луны, которая в настоящее время работает наиболее эффективно. Она дает примерно 75% измерений расстояний до Луны в мире. Излучателем является YAG–неодимовый[11] лазер, излучающий с частотой 10 Гц. Один и тот же телескоп с апертурой 150 см, установленный на альт-азимутальной монтировке, используется как для излучения, так и для приема сигналов (рис. 11.11).

Рис. 11.11. Вид павильона лазера для локации Луны в обсерватории CERGA во время работы. Слева находится приемник и оптическая система, направляющая луч света в телескоп.

Компьютер непрерывно вычисляет эфемериды отражателей, находит их координаты и расстояние. Координаты необходимы для наведения телескопа. Точность гидирования проверяется по звездам или по хорошо известным объектам на Луне и, если необходимо, в управляющую систему вводятся поправки. Вычисление расстояния важно по следующим трем причинам.

(i) Компьютер вычисляет время излучения импульса таким образом, чтобы оно не совпало со временем прихода предыдущих импульсов. Время возвращения импульса лежит в пределах от 2,4 до 2,7 с, так что за этот промежуток излучается, в среднем, 25 импуль-

[11]YAG (yttrium aluminium garnet) – искусственный гранат. (*Прим. ред.*)

сов. Сложная система, состоящая из двух вращающихся зеркал с отверстиями, направляет лазерный луч в телескоп. Когда же ожидается приход отраженного импульса, зеркала располагаются таким образом, что он направляется на фотоумножитель. Скорость вращения и угол поворота зеркал вычисляются на основе данных, полученных из эфемерид.

(ii) Компьютер контролирует открывание и закрывание электронного затвора фотоумножителя; затвор открывается только на ± 50 нс относительно предсказанного времени возвращения импульса.

(iii) На величинах моментов возвращения импульсов основано вычисление отклонений данных наблюдений от теоретически вычисленных значений.

YAG-неодимовый лазер используется для генерации двух импульсов длительностью 140 пс каждый, разделенных интервалом в 1,65 пс. Лазер излучает на длине волны $\lambda = 1,064$ мкм. После удвоения частоты света при помощи нелинейного кристалла длина волны становится равной $0,532$ мкм. Импульсы в инфракрасном и зеленом свете имеют одинаковую энергию, равную 0,075 мДж. Недавно лазер был модернизирован, и теперь он излучает единственный импульс, энергия которого равна 0,2 мДж. На телескоп могут подаваться либо импульсы зеленого света, либо импульсы обоих цветов с частотой 10 Гц.

Два детектора используются для регистрации сигналов. На один из них после ослабления подается импульс от лазера. Другим детектором является лавинный фотодиод, способный зарегистрировать единичный фотон [297]. С обоих детекторов сигнал посылается на частотомер, имеющий разрешение 1,2 пс и точность отсчета 10 пс. На частотомер подается также опорная частота 5 МГц от цезиевых часов. Разность отсчетов частотомера корректируется, чтобы отнести наблюдения к фиксированной точке, которой обычно считается точка пересечения осей вращения телескопа. Величина поправки определяется непрерывно путем регистрации промежутка времени, необходимого для прохождения световым импульсом расстояния до зеркала в трубе телескопа.

Внутренняя ошибка одного наблюдения равна примерно 80 пс. К этой величине нужно добавить ошибки калибровки и модели задержки сигнала в атмосфере (§ 3.3.1). Разброс ошибок наблюдений находится в пределах от 1 до 2 см в зависимости от состояния атмо-

сферы. Если наблюдения проводятся в течение 10 минут и сводятся к одному моменту времени, то ошибка нормальной точки равняется 3–6 мм. Однако, когда наблюдения используются для построения динамической теории системы Земля–Луна, появляются большие систематические ошибки. В общем решении по более чем 12 000 нормальным точкам, которые получены с 1972 г. по 1988 г. шестью различными дальномерами, было обнаружено среднее квадратичное отклонение между двумя лучшими станциями (CERGA, Грасс, Франция и MLRS, МакДональд, Техас), равное 5 см [32], за последние два года работы. Согласно новым результатам, полученным теми же авторами, отклонение уменьшилось до 3,1 см.

11.3.2. Фотонный КПД лунных лазерных дальномеров

Наибольшей сложностью в лунной лазерной дальнометрии является регистрация отраженного фотона. Вероятность этого события очень мала. Давайте рассмотрим этот вопрос подробнее. Энергия фотона с частотой f задается выражением

$$e = hf,$$

где h – постоянная Планка ($h = 6,626\,076 \cdot 10^{-34}$ Дж с). Если E – полная излученная световая энергия, то число фотонов равно

$$N = \frac{E}{hf}.$$

Для YAG-лазера, излучающего зеленый свет ($\lambda = 0,532$ мкм, $f = 5,64 \cdot 10^{14}$ Гц), при $E = 0,2$ Дж получим $N = 5,4 \cdot 10^{17}$.

Лазерный луч имеет расхождение порядка $1''$, дисперсия атмосферы равна примерно $4''$–$5''$, что значительно больше параметра Фрида. Луч расширяется главным образом на уровне телескопа, затем расширение увеличивается в верхних слоях атмосферы. В результате лазерный луч освещает на Луне круг диаметром примерно 10 км. Полезные размеры отражателей, доставленных на Луну «Аполлоном–15» и установленных на «Луноходах», равны примерно 0,15 м^2. Размеры других отражателей еще меньше. Из отношения площади отражателя к площади освещенного круга следует, что только часть фотонов, равная $P_1 \simeq 2 \cdot 10^{-9}$, отражается уголковыми отражателями. Последние также расширяют пучок, причем эта величина зависит от их температуры. Примем для оценки среднее зна-

чение 4″, на самом деле в полнолуние расхождение пучка значительно больше. Будем считать, что вклад атмосферы в расширение отраженного пучка мал. При этих предположениях пучок на поверхности Земли будет иметь диаметр 8 км. Если площадь телескопа равна 1,5 м^2, то только доля $P_2 \simeq 3 \cdot 10^{-8}$ из числа отраженных от Луны фотонов попадет в приемник. Из-за аберрации этот круг смещается примерно на 2 км, но сейчас этот эффект мы не будем учитывать.

На пути света к Луне и обратно из-за эффектов поглощения и диффузии наблюдается потеря некоторого числа фотонов. Потери фотонов внутри инструмента могут быть измерены. Они оцениваются коэффициентом $T_1 = 0,6$ при излучении и $T_2 = 0,25$ при приеме с учетом узкополосного фильтра. Квантовый КПД приемника равен $E = 0,15$; это означает, что только 15% фотонов образуют фотоэлектроны.

Функция пропускания атмосферы T_A очень изменчива. Этот вопрос рассматривается в работе [49]. Для ясного неба (при видимости на уровне моря 15 км) с помощью двухлучевого метода (излучении и приеме отраженного сигнала) функция пропускания атмосферы оценивается величиной $0,6/\cos z$. Возьмем значение $T_A = 0,25$ для среднего зенитного расстояния z Луны во время наблюдений. Если все условия выполняются, то число фотоэлектронов на выходе детектора должно быть равно

$$n = N\, P_1\, P_2\, T_3\, T_2\, E\, T_A \;=\; 0,18$$

или один фотоэлектрон на каждые 5 импульсов лазерного излучения. Как показывает практика, эта оценка сильно завышена. Причиной является наличие водяного пара в атмосфере. Почти невидимые перистые облака очень часто находятся над станциями, особенно если станции расположены в низких широтах. Эти облака иногда проявляются в виде более или менее яркого гало вокруг Луны. Согласно [49] учет облаков приводит к дополнительному коэффициенту в функции пропускания:

$$T_c = \exp\left(-\frac{0,14\, D^2}{\cos^2 z}\right),$$

где D – толщина слоя облаков (в км).

Число фотонов при прохождении атмосферы уменьшается, следовательно, в T_c^2 раз. Вероятность возникновения таких облаков зависит от расположения обсерватории и погодных условий. Толщина

облака в один километр является наиболее обычной. Соответствующее значение T_c^2 при $z = 60°$ равно 0,3. Значит только один фотон из посланных к Луне за две секунды работы лазера будет зарегистрирован; в течение одной 12-минутной серии наблюдений будет получено около 360 импульсов с детектора.

Другой сложной проблемой является неравномерное распределение света в освещенных площадях. Два фактора влияют на распределение освещенности: проекция спеклов, образуемых атмосферой, на Луну и общее уменьшение освещенности от центра к краю согласно распределению Эйри. Эти эффекты трудно оценить. Можно лишь сказать, что неточное наведение телескопа на отражатель сказывается на результатах существенным образом. Обязательной процедурой при наблюдениях должна быть регулярная часто повторяющаяся юстировка оптической системы.

Обсуждаемые оценки слишком оптимистичны. Если, например, более 100 импульсов были зарегистрированы на выходе детектора за 10-минутный интервал наблюдений, то только 20–30 из них считаются очень хорошими, но чаще всего мы имеем только 5–10 импульсов. В некоторые ночи мы можем не увидеть ни одного отклика из-за фонового шума. Чаще всего это бывает, когда ночью влажность очень высока или когда качество изображения плохое.

В инфракрасном диапазоне функция пропускания атмосферы больше, но ее величина очень сильно зависит от влажности. К сожалению, чувствительность приемников в этом диапазоне хуже, чем в видимом. Поэтому, в среднем, вероятность регистрации отраженных фотонов примерно одинакова для обоих диапазонов длин волн, несмотря на то, что шум в ИК–диапазоне больше, чем в зеленом.

11.3.3. Распознавание отклика и обработка данных

Несмотря на применение фильтра и электронного затвора, некоторые фоновые фотоны регистрируются фотоумножителем. Основным их источником является освещение Луны Солнцем, когда на отражатели попадает солнечный свет, или от неба, если наблюдения проводятся в дневное время. Частота шумового сигнала может достигать нескольких мегагерц. Принимая во внимание КПД оптической системы и приемника, это приводит к вероятности, равной долям процента, что фотоэлектроны от фоновых фотонов пройдут электронный затвор, открытый на 100 нс. Эта вероятность выше при наблюдениях ночью при полной Луне.

Необходимо, поэтому, уметь выделить полезный импульс на фоне шума. Для этого используется следующий метод. Предполагается, что в течение 10–15 минут расстояния, вычисленные на основе эфемерид, близки к реальным и отличаются от них на постоянную величину и что в разности не существует какого-либо значительного немоделируемого тренда. Эта гипотеза вполне справедлива при точности современной теории движения Луны и знании координат отражателей. Для каждого импульса, зарегистрированного детектором и подаваемого на частотомер, компьютер в режиме реального времени рассчитывает разность между вычисленной и наблюденной задержкой, которая исправляется за атмосферную рефракцию в расстоянии (§ 3.3.1) и инструментальную задержку. Распределение этих разностей отображается на экране (рис. 11.12).

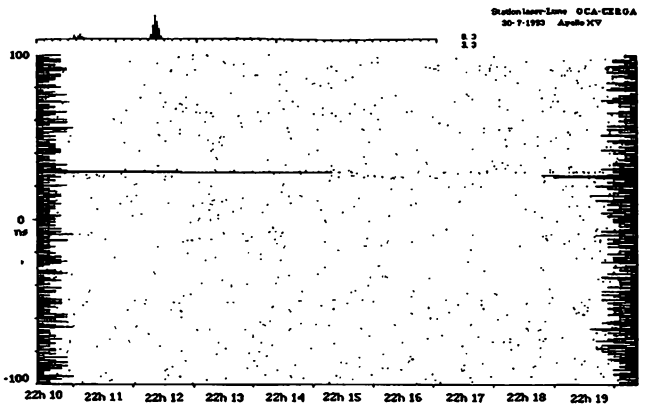

Рис. 11.12. Пример отображения зарегистрированных импульсов на 12-минутном интервале наблюдений отражателя «Аполлон-15», выполненных лазером в обсерватории CERGA. Гистограммы показывают распределение разности измеренного и эфемеридного расстояний с шагом 1 нс на интервале 100 нс при открытом электронном затворе. *Слева* — данные для зеленого света; *справа* — для ИК–диапазона. В *левом верхнем углу* показаны гистограммы калибровки системы в зеленом и инфракрасном свете. Точки на рисунке показывают разности расстояний во время прихода импульсов.

Гистограмма разностей измеренного и эфемеридного расстояний представляет сумму случайного распределения фонового шума и узкого нормального распределения, ширина которого примерно рав-

на продолжительности импульса лазерного излучения. При прохождении турбулентной атмосферы ширина импульса немного увеличивается. Когда, как показано на рисунке, отношение сигнал–шум достаточно велико для разделения двух распределений, компьютер запоминает только моменты времени, соответствующие истинному сигналу. Затем они используются для вычисления поправок к эфемеридам для среднего момента наблюдений.

Точность измерения расстояния до Луны равна в среднем 1,5 см при длине лазерного импульса 6 см (его длительность равна $\sim$ 200 пс). В измерениях может присутствовать некоторая неизвестная систематическая ошибка. Относительная ошибка измерения расстояния равна $4 \cdot 10^{-11}$ по сравнению с величиной 10^{-6}, достигнутой в классической астрометрических наблюдениях Луны.

Интерпретация наблюдений приводится на рис. 11.13. После учета задержки в атмосфере, например, используя, одновременные наблюдения в двух цветах, можно вычислить задержку сигнала из простого геометрического рисунка.

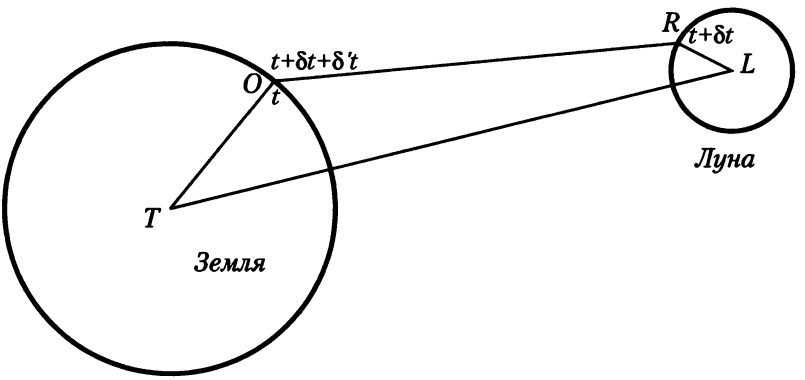

Рис. 11.13. Схема лазерных наблюдений отражателя R на Луне.

Пусть t – момент посылки лазерного импульса, $t + \delta t$ – момент его отражения рефлектором на Луне и $t + \delta t + \delta' t$ – момент прихода импульса. С учетом обозначений на рис. 11.13 вычислим расстояние, пройденное импульсом от Земли до Луны:

$$A = |\mathbf{OT}(t) + \mathbf{TL}(t + \delta t) + \mathbf{LR}(t + \delta t)| \,. \qquad (11.4)$$

Расстояние, пройденное фотоном от отражателя на Луне до приемника на Земле, равно

$$B = |\mathbf{RL}\,(t + \delta t) + \mathbf{LT}\,(t + \delta t + \delta' t) + \mathbf{SO}\,(t + \delta t + \delta' t)|\,. \qquad (11.5)$$

Полная задержка сигнала равна

$$\Delta t = \delta t + \delta' t = \frac{A + B}{c}. \qquad (11.6)$$

Наблюдаемая задержка Δt, следовательно, является функцией трех векторов, меняющихся со временем.

(i) Векторы $\mathbf{OT}(t)$ и $\mathbf{OT}(t + \Delta t)$ определяют положение инструмента в геоцентрической небесной системе отсчета. Изменение векторов во времени происходит из-за вращения Земли. Используя только один инструмент, можно получить только значения всемирного времени UT0. При использовании нескольких инструментов можно получить значения UT1 и координат полюса. Также при помощи лазерной локации Луны могут быть определены долговременные относительные вариации координат станций, вызванные тектоническими движениями плит.

(ii) Вектор $\mathbf{TL}(t)$ представляет движение центра масс Луны относительно Земли. Его точное определение является вкладом в изучение динамики системы Земля–Луна. На верхнем пределе точности, достигнутом с помощью лазерной дальнометрии, интерпретация измерения вектора $\mathbf{LT}(t)$ должна быть сделана в рамках общей теории относительности [28].

(iii) Вектор $\mathbf{LR}(t)$ определяет селеноцентрическое положение отражателя. Вариации вектора в небесной системе отсчета вызваны вращением Луны. Наблюдения четырех отражателей (рис. 11.9) дают все необходимые данные для изучения вращения Луны.

11.3.4. Лазерная локация спутников

Измерение расстояний между точкой на поверхности Земли и искусственным спутником, на котором установлен отражатель, основано на тех же принципах, что и лазерная локация Луны, но технически более просто. Этим объясняется значительно большее число лазерных спутниковых дальномеров в мире: их сейчас около сотни с различной точностью измерения, тогда как работающих лунных лазерных дальномеров не более половины дюжины.

Главной причиной является малое расстояние до спутника, не превышающее 40 000 км, по сравнению с расстоянием до Луны. Количество фотонов, регистрируемое приемником, обратно пропорционально четвертой степени расстояния. Значит уменьшение расстояния до отражателя приводит к увеличению числа принятых фотонов в 10^4 раз. Это позволяет использовать более широкий лазерный луч ($15 - 30''$), чтобы компенсировать меньшую точность эфемерид спутника. Как следствие, конструкция излучающей оптической системы более простая: возможно даже использование слегка расфокусированного коллиматора. Принимающий телескоп тоже значительно меньше по размерам, чем в лунных дальномерах (в среднем апертура равна 30–75 см). Он должен быстро поворачиваться, потому что близкие спутники, например, Starlette имеют заметное движение до $10'$ в секунду. При использовании того же YAG-неодимового лазера, как и в лунных дальномерах, на входе приемника оказывается вполне достаточно фотонов, чтобы заменить детектор, описанный в § 11.3.3, на более простой фотоумножитель. Сигнал считается полезным, только если импульс регистрируется с ошибкой в доли наносекунды. При частоте генерации, равной 5 Гц, отраженный лазерный импульс принимается прежде, чем излучается следующий. Это упрощает систему детектирования без ухудшения получаемых результатов, так как регистрируется большее число возвращенных импульсов. В среднем за время одного прохождения спутника получается несколько тысяч наблюденных точек. На практике лишь небольшая их часть используется для обработки. Ошибка одного измерения дальности после введения поправок за атмосферу и инструментальные параметры равна примерно 2 см. Ошибка нормальных точек составляет примерно 3–5 мм.

Для интерпретации наблюдений снова обратимся к рис. 11.13 и уравнениям (11.4, 11.5 и 11.6). Для большинства геодезических спутников вектор $\mathbf{LR}$ имеет постоянную длину и направлен к наблюдателю: спутники представляют собой либо сферу, покрытую уголковыми отражателями (к таким относятся Lageos, Starlette), либо стабилизированы по градиенту гравитационного поля (Seasat, Topex-Poseidon). Интерпретация вектора $\mathbf{OT}(t)$ такая же, как и в случае лунной дальнометрии: лазерные дальномеры являются превосходными приборами для мониторинга вращения Земли, для определения деформаций земной коры и тектонического движения плит. Многие спутниковые лазерные системы транспортабельны (напри-

мер, передвижная лазерная дальномерная система NASA). Они используются для изучения движения плит в высокосейсмичных районах, например, Калифорнии и восточном Средиземноморье.

Ряд измерений вектора $|\mathbf{TL}(t)|$ используется для точной реконструкции орбиты спутника, что позволяет провести анализ сил, действующих на спутник (гравитационное поле Земли, сопротивление воздуха и другие силы различной природы). Для всех этих целей необходимо иметь много станций, расположенных на всех континентах Земли, программы наблюдений которых должны быть скоординированы. Это необходимо в случае изучения вращения Земли или специальных геодинамических программ.

11.4. Глобальная система позиционирования – GPS

Хотя глобальная система определения местоположения (Global Positioning System, GPS) не является чисто астрометрической системой, ее широкое использование для синхронизации часов, определения координат и измерения вращения Земли служит для решения многих астрометрических задач. По этой причине мы дадим здесь краткое описание системы и сошлемся на монографию [111].

11.4.1. Принципы работы системы

Основной идеей системы GPS является вычисление расстояний от нескольких спутников с известными координатами до точек на Земле, положения которых надо определить. Для этого используются кодированные сигналы, которые формируются на каждом спутнике. Кроме этого в сигнале содержится навигационное сообщение, в котором имеется информация о геоцентрических эфемеридах спутника, отнесенных к заданной системе координат в собственной шкале времени, которая уже была определена в § 11.1.6, как шкала GPS. Излучения импульсов в моменты времени t_B по часам на борту спутника являются отправными точками при измерениях дальности. Если момент приема t_r импульса регистрируется в той же временной шкале, то можно вычислить задержку сигнала. В противном случае мы определяем «псевдодальность»:

$$R = c\,(t_B - t_r), \tag{11.7}$$

которая должна быть исправлена с учетом разности между наземной и спутниковой шкалами времени.

11.4.2. Описание GPS

Система состоит из 24 спутников, обращающихся по 6 основным круговым орбитам с периодом 12 звездных часов (высота равна 20 200 км). Углы между узлами орбит на экваторе равны 60°. Наклонение орбит равно 55°, и на каждой орбите находится три спутника, угол между которыми 120°. Запасные спутники также движутся по этим орбитам. Почти всегда от 4 до 8 спутников видны одновременно с любой точки земной поверхности.

Каждый спутник излучает каждые 30 с навигационное сообщение (кадр), в котором содержится как диагностическая, так и идентификационная информация о спутнике:

- эфемериды («альманах»), точность которых достаточна для отождествления сигналов спутника приемником; они необходимы приемнику для подготовки наблюдений любого спутника системы (захвата спутника);
- точные эфемериды, позволяющие в течение четырех часов определить положение спутника с точностью 5–10 м;
- импульсы, разделяющие кадр на субкадры;
- коэффициенты квадратичных полиномов, представляющих поправки, которые должны быть добавлены к значениям часов для получения их показаний в шкале GPS с учетом релятивистских эффектов;
- общедоступная псевдослучайная последовательность импульсов (coarse/acquisition pseudo-random code, C/A) с периодом повторения 1 мс;
- точная защищенная последовательность импульсов (protected precise pseudo-random code, P), используемая для точного определения координат. Осциллятор на борту генерирует базовую частоту $f_0 = 10,23$ МГц, которая также является частотой P-кода. Частота C/A-кода в десять раз меньше. Сигнал излучается на двух частотах, называемых $L1$ и $L2$, которые получаются умножением базовой частоты f_0 на 154 и 120, соответственно. Длины волн равны 19 и 24,4 см. Одновременный прием сигналов на двух частотах позволяет исключить задержку в ионосфере с точностью до первого порядка (§ 3.3.2).

Пять наземных станций (станции управления), которые оснащены высококачественными цезиевыми часами, синхронизованными в шкале TAI, осуществляют непрерывный контроль за всеми спутни-

ками системы. Результаты измерений псевдодальностей передаются на центральную станцию для компьютерной обработки и вычисления новых эфемерид, поправок часов на борту каждого спутника. Затем эти данные загружаются на спутники для передачи в составе навигационного сообщения на следующий период времени.

11.4.3. Измерения с использованием приемников GPS

Основной величиной при наблюдениях является псевдодальность R (11.7). Спутник передает псевдослучайную последовательность импульсов, начиная с момента времени t_s по спутниковой шкале времени. Эта последовательность может быть описана функцией $F(t - t_s)$, состоящей из определенного числа бит. Код F специфичен для каждого спутника. Приемник распознает код путем корреляционной обработки принятой последовательности и встроенных опорных кодовых сигналов. При этой операции одновременно отождествляется спутник и определяется время прихода. Момент прихода корректируется: задержка в атмосфере учитывается либо по модели, либо находится из двухчастотных наблюдений (§ 3.3.2), также принимаются во внимание эффекты общей теории относительности (§ 4.3.3).

После учета поправок момент приема t_r сигнала со спутника выражен в шкале времени приемника. Пусть Δt – разность между двумя временными шкалами. Тогда время прихода, выраженное в шкале GPS, будет равно $t_r + \Delta t$.

Пусть u_i $(i = 1, 2, 3)$ – координаты спутника в момент времени t_r в геоцентрической *фиксированной относительно Земли* системе отсчета, а $x_i (i = 1, 2, 3)$ – координаты приемника к той же системе; сейчас это ITRF. Псевдодальность представляет собой истинное расстояние ρ, уменьшенное на величину $c\Delta t$ из-за разности шкал времени:

$$R = \rho - c\Delta t = \left(\sum_{i=1}^{3} (u_i - x_i)^2 \right)^{1/2} - c\Delta t. \qquad (11.8)$$

Введем приближенные значения u_i^0 координат u_i и определим поправки, как

$$\Delta u_i = u_i^0 - u_i\,; \qquad \Delta x_i = x_i^0 - x_i.$$

Пусть ρ_0 – приблизительное расстояние до спутника, вычисленное на основе координат u_i^0. Пренебрегая величинами второго порядка малости, получим:

$$R - \rho_0 = \sum_{i=1}^{3} \frac{\left(u_i^0 - x_i^0\right)\left(\Delta u_i - \Delta x_i\right)}{\rho_0} - c\Delta t. \tag{11.9}$$

Уравнения содержат семь неизвестных величин, которые должны быть определены. Решение уравнений можно найти различными способами, в зависимости от цели измерений.

(i) *Уточнение орбиты*

В этом режиме используется сеть станций с известными координатами и часами, синхронизованными друг с другом, для наблюдения спутников. Неизвестными величинами являются $\Delta u_i(t)$ и рассинхронизация шкал Δt. Программа уточнения орбиты, основанная на заданной модели гравитационного поля Земли, дает элементы орбит спутников, которые минимизируют ошибки координат. Хотя эта задача решается станциями управления, она также решается и международной организацией, называемой GPS Службой (International GPS Service, IGS), которая аккумулирует данные наблюдений примерно с 60 станций, определяет точные траектории спутников на ближайшие несколько дней и сообщает их заинтересованным организациям.

(ii) *Определение координат станций*

Эфемериды, сообщаемые IGS, считаются точными, а неизвестными величинами будут Δt и Δx_i. Наблюдения четырех различных спутников одним приемником достаточны для определения четырех параметров (рассинхронизация Δt одинакова, так как часы на всех спутниках синхронизованы в шкале времени GPS). Для геодезических целей измерения должны накапливаться в течение нескольких суток для увеличения точности.

(iii) *Синхронизация часов*

Спутник одновременно наблюдается с двух наземных станций с известными координатами (x_i и x_i'). Записывая (11.9) для псевдодальностей R и R', получим разностное уравнение:

$$\begin{aligned} R - R' - (\rho_0 - \rho_0') = \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_0'}\right) \sum_{i=1}^{3} u_i^0 \Delta u_i - \\ - \sum_{i=1}^{3} \left(\frac{x_i}{\rho_0} - \frac{x'_i}{\rho'_0}\right) \Delta u_i - c\left(\Delta t - \Delta t'\right). \end{aligned} \tag{11.10}$$

Коэффициенты при Δu_i значительно меньше, чем в (11.9), и, поэтому, ошибками координат спутников можно пренебречь. Даже, если нет точных эфемерид, разность между показаниями двух часов $\Delta t - \Delta t'$ на пунктах может быть найдена с высокой точностью.

(iv) *Определение параметров вращения Земли*

Определение u_i в системе координат, жестко связанной с Землей, на основе эфемерид, вычисленных в инерциальной небесной системе отсчета, подразумевает использование преобразования (см. § 4.1.7), зависящего, в частности, от параметров вращения Земли.

Определение координат станций проводится в Международной службе вращения Земли на основе наблюдений, собранных IGS. Около 30 пунктов IGS оборудованы спутниковыми дальномерными системами или же на пунктах установлены радиотелескопы, работающие в режиме РСДБ. Наблюдения, выполненные с использованием разных методов, позволяют привязать координаты телескопов, приемников к одной системе ITRF, жестко связанной с Землей. Анализ включает вычисление точных эфемерид, поправок к координатам станций и матрицы вращения между системами ITRF и ICRF. Параметры вращения Земли вычисляются независимо в восьми аналитических центрах IGS.

Точность решения перечисленных выше задач следующая:

• *Синхронизация часов с помощью GPS*: в среднем 2 нс; в будущем ожидается увеличение точности.

• *Геодезия*: относительная точность меньше 1 см при определении координат стационарных GPS приемников, фиксирующих международную земную систему отсчета ITRF [137]. Координаты станции находятся с точностью около нескольких сантиметров, если наблюдения велись несколько суток на одной частоте, и с относительной точностью 10^{-7}–10^{-8} в двухчастотном режиме.

• *Вращение Земли*: $0,2 - 0,3$ мс в UT1, $0''\!,002$ в положении полюса.

Замечание. В дополнение к режиму измерения псевдодальности на некоторых приемниках может быть реализован:

(i) *Метод Доплера*

Вместо получения временной информации в приемнике выполняется фильтрация кодовых последовательностей и выделяется несущая частота, которая затем сравнивается с частотой локального осциллятора. Интегрирование разности позволяет найти расстояние между приемником и спутником на интервале от t_1 до t_2. Основным уравнением метода является (11.9). В разности уравнений (11.9) для

двух моментов времени исключается член $c\Delta t$, но при этом необходимо ввести поправку, пропорциональную разности опорных частот на спутнике и принимающей станции.

(ii) *Интерферометрический метод*

Спутник излучает сигналы, которые регистрируются и записываются на двух расположенных на некотором расстоянии друг от друга станциях. Записи коррелируются, и далее выполняется обработка по алгоритму, описанному для РСДБ (§ 10.2.3 и 10.2.4).

11.4.4. Другие навигационные системы

GPS является военной системой США, поэтому, в ряде случаев ее точность может быть искусственно занижена. Ухудшение точности, или реализация так называемого метода селективного доступа, производится путем изменения элементов орбит спутников в навигационном сообщении или путем модуляции частоты f_0, что приводит к ошибкам в горизонтальных координатах до 100 м при измерениях в режиме реального времени. Другой формой защиты является использование Р-кода, который невозможно прочитать без специального ключа. На настоящее время (август 2004 г.) ни одна из этих форм защиты не активирована[12].

Аналогичная система, называемая ГЛОНАСС, была разработана в Советском Союзе. Спутники размещаются на несколько более низких орбитах (период обращения равен 11,25 часа), наклон орбит немного больше, чем в GPS (64,°8). Но эта система до сих пор не функционирует в полном объеме. Несущие частоты (около 1246 и 1602 МГц) различны для каждого спутника для того, чтобы избежать интерференции. Сейчас разработаны приемники, которые могут одновременно принимать сигналы как GPS, так и ГЛОНАСС спутников, и обе системы совместно используются для решения различных научных задач. Точность измерений выше в случае использования GPS, потому что в этой системе работает большее число спутников. Однако ГЛОНАСС дает полезную дополнительную независимую информацию.

[12]Метод селективного доступа был включен во время операции «Буря в пустыне» с сентября 1990 г. по июль 1991 г. В заявлении президента США Б. Клинтона от 1 мая 2000 г. говорится, что с этого момента метод селективного доступа для гражданских пользователей отключается. (*Прим. ред.*)

Еще одна система, GALILEO, опирающаяся на те же принципы, разрабатывается Европейским сообществом. Развертывание системы планируется на 2007–2010 гг.

11.5. Радиолокация планет

Большие радиоастрономические антенны могут быть использованы в качестве излучателей для отправления радиосигнала в определенном направлении на небосводе. Если он достигнет планеты или спутника, то частично отразится согласно закону Снеллиуса, а частично рассеется и дифрагирует в направлениях и пропорциях, зависящих от ландшафта. Отразившийся сигнал регистрируется радиотелескопом. Он имеет сложную структуру: первыми возвращаются волны, отраженные от ближайших к наблюдателю точек поверхности планеты, далее идут волны от более удаленных точек, затем рассеянные волны от различных участков почвы. Из этих свойств сигнала следуют два различных способа применения радиолокации планет:

- в астрометрии для определения расстояний между Землей и другими телами Солнечной системы;
- для изучения поверхностей планет. Мы не будем рассматривать эту задачу и отошлем читателя к статье Эванса [61] для более полного ознакомления с проблемой.

11.5.1. Радиолокационные измерения

Методы радарной астрономии относятся сейчас уже к старым астрометрическим методам, так как первые эхо от лунной поверхности были получены в 1946 г., от Венеры в 1961 г., затем были получены отраженные сигналы от Меркурия и Марса. Из обзора, написанного Петтенгилом и Шапиро [211] в 1965 г., следует, что технология и процедуры обработки наблюдений были уже вполне развиты. Радарные наблюдения внутренних планет и Галилеевых спутников были использованы в Лаборатории реактивного движения (Jet Propulsion Laboratory, JPL) при разработке эфемерид тел Солнечной системы DE200 [259]. Но с 1968 г., когда были получены первые эхо от Икара, основными объектами для радарной дальнометрии являются малые планеты: астероиды основного пояса или околоземные планетоиды. Были также получены некоторые данные по кометам.

Принцип наблюдений тот же, что и для лунной лазерной дальнометрии (§ 11.3.3): измеряемой величиной является полное время задержки сигнала, излученного в момент времени t, отраженного от планеты в момент $t+\tau_1$ и принятого приемником в момент $t+\tau_1+\tau_2$, где τ_1 и τ_2 – время распространения сигнала в прямом и обратном направлениях, соответственно. Задержка отсчитывается по атомной шкале UTC или TAI, но все вычисления и интерпретация наблюдений выполняются в шкале барицентрического координатного времени TCB (Temps-Coordonnée Barycentrique). Эта шкала определяет временную координату в четырехмерной системе отсчета для Солнечной системы с началом в ее барицентре. Соотношение между TCB и TAI представляется суммой ряда членов, зависящих от положения основных планет. Ограничиваясь тремя главными членами, запишем разницу TCB – TAI (в микросекундах) в виде:

$$\begin{aligned}\mathrm{TCB}-\mathrm{TAI} = {} & 1656,675\sin(E-102{,}^\circ9377)\\ & +22,478\sin(E-J-179{,}^\circ916)\\ & +13,810\sin(2E+154{,}^\circ124)+\ldots,\end{aligned}$$

где E и J – средние долготы Земли и Юпитера, соответственно.

Подробный вывод выражений и пояснения можно найти в [241].

Мы предположим далее, что моменты времени переведены в шкалу TCB и единицей времени является секунда TCB. Геометрическая схема наблюдений показана на рис. 11.14. Будем считать, что отражение сигнала происходит в точке R, ближайшей точке планеты по направлению к Земле. Пусть $O(t)$ и $T(t)$ – положения наблюдателя и центра масс Земли в момент времени t, соответственно, а $O(t+\tau_1+\tau_2)$ и $T(t+\tau_1+\tau_2)$ – в момент приема сигнала. Пусть $P(t+\tau_1)$ – положение центра масс планеты в момент отражения сигнала. Расстояние, пройденное сигналом до точки отражения, равно

$$A_1 = |\mathbf{O}(t)\mathbf{T}(t) + \mathbf{T}(t)\mathbf{B} + \mathbf{BP}(t+\tau_1) + \mathbf{PR}|, \tag{11.11}$$

а истинное время задержки равно

$$\tau_1 = \frac{A_1}{c} + \Delta t_A + \Delta t_p + \Delta t_R,$$

где

- Δt_A – задержка в атмосфере Земли (§ 3.3.2);

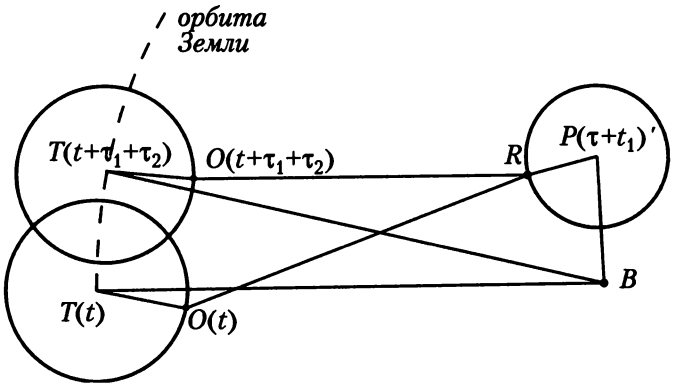

Рис. 11.14. Геометрическая схема радиолокационных наблюдений точки R планеты P.

• Δt_p – задержка в плазме в Солнечной системе, которая может быть оценена по формуле (3.36). Задержка может быть довольно большой, особенно если сигнал пересекает солнечную корону или потоки плазмы от солнечной вспышки. Важно, поэтому, выполнять радиолокацию на двух различных частотах;

• Δt_R – релятивистская задержка сигнала (§ 4.3.3). Строго говоря, величина A_1 должна быть вычислена на основе общей теории относительности, так что методы вычисления A_1 и Δt_R согласованы. Детали можно найти в монографии Брумберга [28].

Расстояние от отражателя до приемника задается выражением:

$$A_2 = |\mathbf{RP}+\mathbf{P}(t+\tau_1)\mathbf{B}+\mathbf{BT}(t+\tau_1+\tau_2)+\mathbf{TO}(t+\tau_1+\tau_2)|. \quad (11.13)$$

Задержка сигнала на этом пути равна

$$\tau_2 = \frac{A_2}{c} + \Delta' t_A + \Delta' t_p + \Delta t_R. \quad (11.14)$$

Штрихами в формуле мы отмечаем тот факт, что задержки в атмосфере и плазме могут быть различными из-за изменения условий распространения сигнала с момента времени t до $t+\tau_1+\tau_2$. Окончательное уравнение имеет тот же вид:

$$\tau_1 + \tau_2 = \frac{A_1 + A_2}{c} + \delta t_A + \delta t_p + \delta t_R. \quad (11.15)$$

Использование этих поправок описано в работе [259].

11.5.2. Применение к планетам

Величины, которые необходимо знать при решении этой задачи, это положения планеты и Земли относительно барицентра B Солнечной системы. Имеющиеся эфемериды достаточно точны для того, чтобы получить вариации векторов **BP** и **BT** на промежутке $\tau_1+\tau_2$ с достаточной точностью. Поэтому расстояния A_1 и A_2 в уравнениях (11.12) и (11.14) могут быть вычислены, например, на средний момент времени $t+(\tau_1+\tau_2)/2$. В результате вычисляется модуль вектора **BP** − **BT**. Этот параметр никак не связан с результатами классических позиционных наблюдений, проводимых, например, на меридианных кругах. Следовательно, радиолокационные наблюдения вносят важный вклад в изучение динамики Солнечной системы.

Поправки Δt_A и Δt_R могут быть вычислены заранее, так как они практически не зависят от малых ошибок координат планеты и Земли. Поправка Δt_p может быть получена, как описано в § 3.3.2, с помощью локации на двух частотах. Излучение импульсов может быть либо одновременным, либо через достаточно малый интервал времени, так что можно предположить, что состояние плазмы вдоль пути луча меняется незначительно.

При решении уравнения (11.15) основным источником ошибок служит незнание радиуса планеты. Поэтому требуется хорошая топографическая модель поверхности планеты, созданная либо на основе наблюдений с борта космических зондов, либо на основе всех радарных наблюдений. В настоящее время реальная точность наблюдений равна примерно 100 м, а ошибки топографии составляют километр.

Для исправления ситуации, а также для радиолокации больших планет, не обладающих твердой корой, можно использовать радар на борту спутника или космического зонда. Так как расстояния между Землей и зондом точно определяются из наблюдений, то при движении зонда в возмущающем поле планет можно вычислить массу и параметры орбиты последних.

11.5.3. Радиолокация астероидов

Малые планеты сейчас являются основными объектами наблюдений радарной астрометрии. Разработка программ для посылки космических зондов к астероидам и изучение близких к Земле пла-

нетоидов являются основными стимулами для развития этого метода [303].

Даже более важной задачей при локации астероидов, чем в случае с большими планетами, является оценка размеров тела. Именно размеры астероидов являются основными источниками ошибок при наблюдениях, в частности еще и потому, что чем меньше тело, тем неправильнее его форма. Поэтому, несмотря на более короткий отраженный импульс с более короткими фронтами по сравнению с сигналом от больших планет, точность локации равна всего 10^{-6} с. Ошибки в определении расстояния до центров масс достигают трех и более километров для малых астероидов, но могут быть и 100 км для больших тел неправильной формы таких, например, как 12 Виктория или 16 Психея.

Однако изучение формы и доплеровского уширения отраженного сигнала дают дополнительную информацию о фигуре и вращении астероида. Если отражение происходит в точке, радиальная скорость которой равна v относительно радара, излучающего на частоте f_0, то возвращенный сигнал будет иметь частоту

$$f = f_0 - \frac{2v}{c} f_0.$$

Луч радара освещает тело целиком. Если оно вращается, то возвратившийся сигнал имеет доплеровское уширение, пропорциональное максимальной радиальной скорости вращения, видимой с Земли. Изменение этой скорости во времени дает некоторую информацию о фигуре тела, как показано на рис. 11.15.

11.6. Хронометрирование пульсаров

Новый астрометрический метод появился после открытия короткопериодического пульсара PSR 1937+21 в 1982 г. Его период вращения равен 1,6 мс. С тех пор несколько подобных пульсаров было найдено в галактическом диске, а также большое число в шаровых скоплениях. По этой причине их называют *миллисекундными пульсарами*. Другая интересная группа объектов — это двойные пульсары, в которых одним из компонентов является пульсар, иногда миллисекундный пульсар.

Теоретические исследования пульсаров привели к стандартной модели, описанной в деталях в работе [187]. Более ранний обзор написан Тэйлором и Стинебрингом [273].

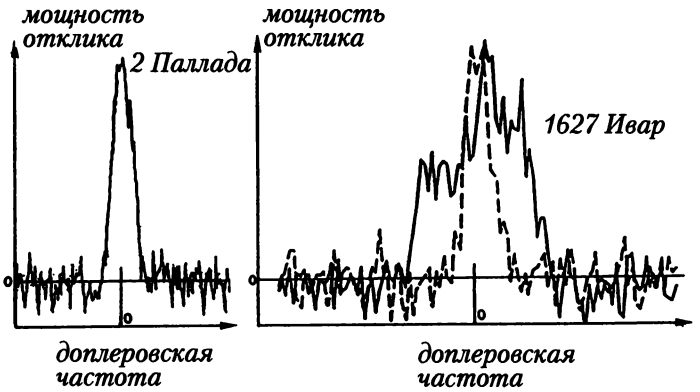

Рис. 11.15. Доплеровское уширение импульса, отраженного от малой планеты сферической формы (Паллада) и от астероида неправильной формы (1627 Ивар). В последнем случае сигналы были получены при разных ориентациях астероида относительно Земли, различающихся на 90°: отличия в форме сигналов интерпретируются так, что длина астероида Ивар может быть в два или три раза больше, чем его ширина (из [205]).

Пульсар — это нейтронная звезда, которая образуется после взрыва звезды с массой от 1,4 до 2,5 масс Солнца, что проявляется как вспышка сверхновой. Нейтронная звезда имеет массу от одной до двух масс Солнца и радиус примерно 10–20 км. Из теории следует, что внутри звезды должно находиться нейтронно—протонное ядро, содержащее 90% всей массы звезды, окруженное промежуточной корой из нейтронов и внешней корой из ядер тяжелых элементов [9].

Большинство пульсаров имеют период вращения от долей секунды до нескольких секунд, который медленно и практически линейно увеличивается со временем. Предполагается, что торможение вращения происходит из-за действия магнитных сил на внешнюю оболочку. Считается, что миллисекундные пульсары это старые пульсары, которые были раскручены до высокой скорости аккрецией вещества с соседней звезды–компаньона [231].

Очень сильное магнитное поле пульсара приводит к появлению большой магнитосферы и сильного электрического поля у магнитных полюсов. Это поле производит и ускоряет плазму до релятивистских скоростей, что является причиной интенсивного радиоизлучения, направленного вдоль магнитной оси пульсара (рис. 11.16).

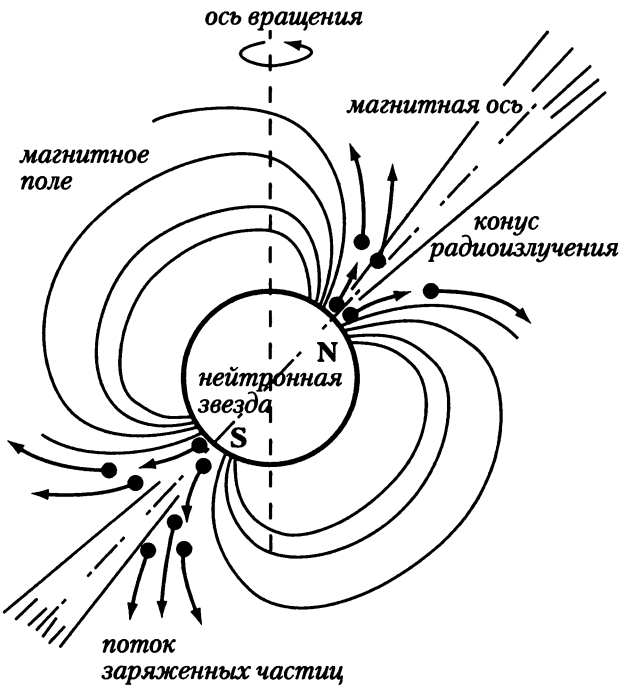

Рис. 11.16. Схема излучения пульсара.

Если ось вращения не совпадает с магнитной осью, то радиолуч описывает на небе конус. Если Земля попадает внутрь этого конуса, то мы регистрируем импульсы на фоне общего радиоизлучения с периодом, равным периоду вращения пульсара.

11.6.1. Хронометрирование импульсов

Интенсивность принятого импульса значительно изменяется от одного периода к другому. Это происходит из-за того, что радиоволны пересекают околозвездную турбулентную плазму, что приводит к сцинцилляции согласно принципу, описанному в § 3.4.1. Межзвездная среда также вносит свой вклад в нестабильность формы импульса. Но, если проинтегрировать импульс по большому числу периодов, то полученный средний профиль является очень стабильным по времени (рис. 11.17).

Принимаемый сигнал регистрируется с шагом в несколько микросекунд в локальной шкале времени, формируемой водородным

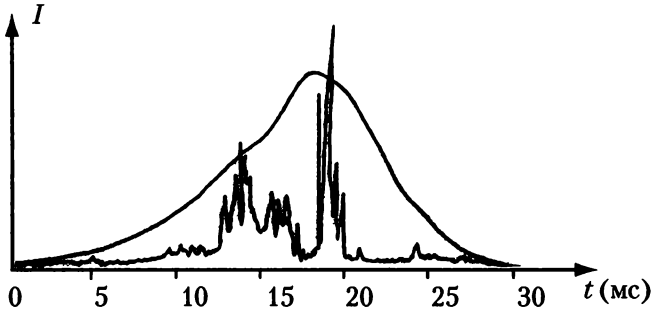

Рис. 11.17. Детальная структура одного из импульсов пульсара 0950+08 и средний профиль после усреднения 1024 импульсов (из [261]).

мазером; затем моменты приема сигнала переводятся в шкалу TAI. Время регистрации выбирается таким образом, что оно равно частному от деления видимого периода P импульса на некоторое целое число. Например, можно взять $N = 1024$ каналов для записи сигнала за период. Затем компьютер складывает интенсивность сигнала в каждом канале (в зависимости от плотности потока пульсара нужно сложить несколько сотен или больше импульсов) и вычисляет среднее значение. Как показано на рис. 11.18, чем больше импульсов просуммировано, тем более гладкой будет результирующая форма импульса, которая в конце концов стремится к среднему профилю.

Хронометрирование заключается в определении времени прихода выбранных деталей в среднем профиле импульса. На практике это делается корреляционным методом: используется вся запись $I_i(t)$, которая сравнивается со средним опорным профилем импульса $J(t)$ при $0 \leq t \leq P$.

Время прихода импульса находят путем отыскания максимума корреляционной функции

$$F(\tau) = \sum_{i=0}^{N-1} I_i(t_i)\, J(t_i - \tau). \qquad (11.16)$$

Значение τ_0, при котором достигается максимум этой функции, дает время прихода опорного импульса:

$$t = t_0 + \tau_0.$$

Из-за очень большой стабильности скорости изменения периода вращения миллисекундных пульсаров считается, что они могут за-

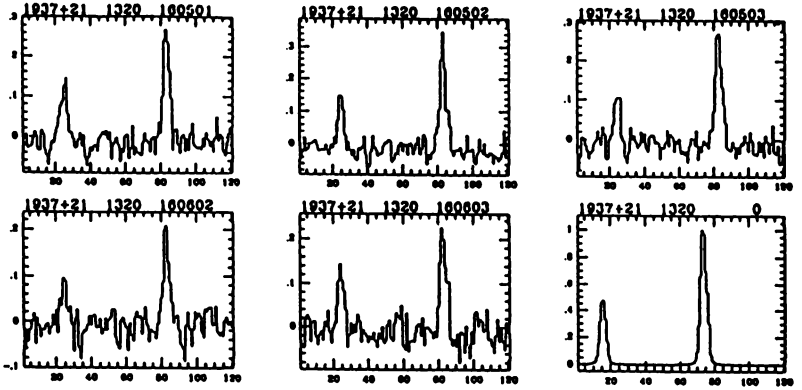

Рис. 11.18. Профили импульсов пульсаров. Первые пять рисунков отображают профили импульсов пульсара PSR 1937+21, полученные на радиотелескопе NRAO, за двухминутное усреднение. *Нижний правый* рисунок показывает опорный средний профиль, используемый для хронометрирования отдельных импульсов корреляционным методом [9].

давать в будущем очень высокостабильную шкалу времени. Хотя пульсары, строго говоря, не подходят для определения шкалы времени, их вращение стабильно в долговременном отношении, что в будущем может быть использовано для улучшения долговременной стабильности шкалы TAI.

11.6.2. Время распространения сигналов пульсаров

Параметр, который представляет для нас интерес, это истинный период вращения пульсара. Для его получения необходимо знать, по крайней мере с точностью до постоянной, время распространения t. Если L – расстояние до пульсара и c – скорость света, то время распространения равно L/c, скорректированное за задержку в межзвездной и ионосферной плазме (§ 3.3.2):

$$t = \frac{L}{c} + \frac{K}{f^2}\int_0^L N_e(l)dl = \frac{L}{c} + \frac{E}{f^2}, \qquad (11.17)$$

здесь K – коэффициент в формуле (3.36), f – частота наблюдений и $N_e(l)$ – содержание электронов вдоль луча зрения. При наблюдениях на двух разнесенных частотах f_1 и f_2 имеем:

$$t_{f_2} - t_{f_1} = E\left(\frac{1}{f_2^2} - \frac{1}{f_1^2}\right). \tag{11.18}$$

Измерение разности прихода сигнала позволяет найти E. Наблюдения следует проводить на слегка различающихся частотах, чтобы разность времен не содержала неизвестное число полных периодов. Например, при наблюдениях на частоте 1400 МГц сдвиг на 10 МГц приводит к изменению времени прихода на 1 мс, что сравнимо с периодом пульсара PSR 1937+21.

Другая проблема связана с шириной полосы, используемой при наблюдениях. Она должна обеспечивать получение достаточной энергии. Если спектральный отклик есть $S(f - f_0)$ между f_1 и f_2, то задержка равна

$$\Delta t = E\int\limits_{f_1}^{f_2} \frac{S\,(f - f_0)}{f^2} df. \tag{11.19}$$

Для редукции наблюдений к одной частоте f_0 надо выполнить свертку полученного сигнала с функцией S.

11.6.3. Интерпретация наблюдений

Пусть T_i – время излучения импульса, а t_i – время его приема, исправленное за задержку в плазме, как описано в предыдущем параграфе, и выраженное в барицентрическом времени (см. § 11.5.1):

$$t_i = T_i + L(t_i)/c, \tag{11.20}$$

где $L(t_i)$ – расстояние до пульсара в момент времени t_i.

Наблюдения повторяют в другой момент времени t_j. Число периодов между моментами наблюдений будет n_{ij} и, если P – период пульсара, имеем:

$$t_j = T_j + L(t_j)/c = T_i + n_{ij}P + L(t_j)/c. \tag{11.21}$$

Из формул (11.20) и (11.21) получаем

$$t_j - t_i = n_{ij}P + (L(t_j) - L(t_i))/c. \tag{11.22}$$

Геометрическая схема наблюдений показана на рис. 11.19, где S – пульсар, O – наблюдатель, T – центр Земли и B – барицентр Солнечной системы:

$$\mathbf{OS} = \mathbf{OT} + \mathbf{TB} + \mathbf{BS}. \tag{11.23}$$

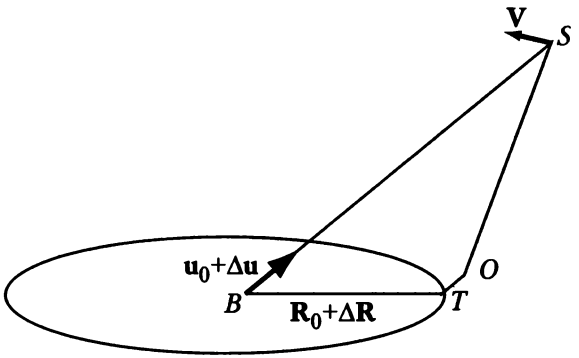

Рис. 11.19. Наблюдения пульсара S наблюдателем O.

Данным методом наблюдаются вариации **OS**, а реальное расстояние между наблюдателем и пульсаром измерить нельзя. Вариации трех компонент вектора **OS** (11.23) регистрируются и используются для интерпретации наблюдений.

(i) Изменение положения вектора **OT** вызвано вращением Земли. Координаты телескопа известны с достаточной степенью точности из РСДБ наблюдений. Пульсарные наблюдения не дают ничего нового при определении вектора **OT**, и его вариации рассматриваются как известные поправки в уравнениях.

(ii) Изменение положения вектора **BT** связано с движением центра Земли относительно барицентра Солнечной системы. Вектор вычисляется по методам небесной механики и задается в виде эфемерид $\mathbf{R}_0(t)$, к которым можно добавить поправки $\Delta\mathbf{R}(t)$:

$$\mathbf{TB}(t) = \mathbf{R}_0(t) + \Delta\mathbf{R}(t). \tag{11.24}$$

(iii) Вектор **BS** определяет положение пульсара относительно барицентра Солнечной системы. Вектор изменяется линейно со временем в зависимости от скорости **V**, измеряемой относительно точки

B. Пусть D_0 – расстояние BS в момент времени t_0, $\mathbf{u}_0$ – единичный вектор $\mathbf{BS}$ в тот же самый момент времени, априорное направление которого известно, например, из оптических астрометрических наблюдений, и $\Delta\mathbf{u}$ – неизвестная поправка к $\mathbf{u}_0$. Имеем

$$\mathbf{BS}(t) = D_0(\mathbf{u}_0 + \Delta\mathbf{u}) + \mathbf{V}(t - t_0). \tag{11.25}$$

Пусть $l(t_j)$ – расстояние $L(t_i)$ после исправления за суточный параллакс, определяемый вектором $\mathbf{OT}$, после учета релятивистских поправок из-за кривизны пространства–времени в Солнечной системе [10], включающих изменение направления на пульсар и задержку распространения света. Пренебрегая квадратом $\Delta\mathbf{u}$, имеем

$$l\,(t) = \mathbf{TS} \cdot (\mathbf{u}_0 + \Delta\mathbf{u}) =$$

$$= \mathbf{R}_0\,(t) \cdot (\mathbf{u}_0 + \Delta\mathbf{u}) + \Delta\mathbf{R}\,(t) \cdot \mathbf{u}_0 + \mathbf{V} \cdot (\mathbf{u}_0 + \Delta\mathbf{u})\,(t - t_0)\,. \tag{11.26}$$

Уравнение наблюдений (11.22) в результате подстановки $l(t)$ принимает вид:

$$t_j - t_i - n_{ij}P - \mathbf{u}_0\,(\mathbf{R}_0\,(t_j) - \mathbf{R}_0\,(t_i))\,/c =$$

$$= \frac{1}{c}[\Delta\mathbf{u}_0(\mathbf{R}_0(t_j) - \mathbf{R}_0(t_i)) + \mathbf{u}_0(\Delta\mathbf{R}(t_j) - \Delta\mathbf{R}(t_i))] + \tag{11.27}$$

$$+\mathbf{V}\,(\mathbf{u}_0 + \Delta\mathbf{u})\,(t_j - t_i)]\,.$$

Неизвестными в уравнении являются векторы $\mathbf{V}$, $\Delta\mathbf{R}(t)$ и $\Delta\mathbf{u}$.

11.6.4. Астрометрические результаты

Точность хронометрирования импульсов равна примерно одной микросекунде для миллисекундных пульсаров и несколько больше для других пульсаров. Это объясняется сильной зависимостью величины корреляционной функции (11.16) от деталей среднего профиля и от самого существования этих деталей. До настоящего времени ни одна из попыток определить $\Delta\mathbf{R}(t)$ не дала удовлетворительных результатов, и эфемериды движения Земли, вычисленные на основе DE200/LE200 [259] и более поздней версии DE405/LE405 (http://ssd.jpl.nasa.gov/iau-comm4), вполне обеспечивают точность хронометрирования. Поэтому из наблюдений определяются только $\Delta\mathbf{u}$ и $\mathbf{V}$. На основе хронометрирования изучается также закон вращения пульсара, после того как другие эффекты были вычислены и приняты во внимание.

Анализируя поправку Δu, можно вычислить координаты и годичные собственные движения пульсаров с точностью 0″,01 [67]. Точность значительно выше для миллисекундных пульсаров и, особенно, для одного наиболее часто наблюдаемого и наиболее стабильного пульсара PSR 1937+21. Координаты его измерены с субмиллисекундной точностью, кроме этого определен годовой параллакс[13]. Анализ временных вариаций радиальной скорости **V** тоже дает богатую астрометрическую информацию. В частности, короткопериодические вариации **V** могут быть использованы для определения орбит и масс двойных звездных систем, в которых одним из компонентов является пульсар [233].

Добавим, что изменения в орбитах двойных пульсаров необъяснимы в рамках ньютоновской небесной механики. Из-за очень большого гравитационного поля они создают прекрасные условия для проверки действия законов общей теории относительности в сильном поле. Первый двойной пульсар PSR 1913+16 был открыт Хулсом и Тэйлором [127]. Эволюция его орбиты была объяснена излучением гравитационных волн [274]. За это открытие в 1993 г. двум исследователям была присуждена Нобелевская премия.

[13] С высокой точностью измерены координаты и другого пульсара PSR 0329+54. См., например, [9*]. (*Прим. ред.*)

Глава 12.

Будущее астрометрии

В разделе 1.2 были представлены задачи астрометрии. Затем в последующих главах были описаны наиболее эффективно используемые для решения этих задач наземные и космические астрометрические инструменты. Вопрос, который сейчас ставится: до какой степени они удовлетворяют вышеперечисленным целям и каковы астрономические и астрофизические задачи, для решения которых требуются дальнейшее развитие астрометрии? Коротким ответом будет — запросы возрастают: последние успехи астрометрии, в частности проекта Гиппаркос, приводят астрофизиков к признанию сильнейшего влияния астрометрии на их науку и пониманию, насколько больше они бы получили, если бы астрометрия давала в значительной степени более точные результаты, касающиеся намного большего количества звезд. В следующих разделах мы перечислим современные потребности и обсудим, как они могут быть удовлетворены в будущем.

12.1. Достижения современной астрометрии

Давайте рассмотрим одну за другой темы, представленные в разделе 1.2, и покажем состояние астрометрии на конец 2000 года.

12.1.1. Внегалактические объекты

Существенным результатом является определение Международной опорной небесной системы координат (ICRF, см. § 4.1.4). Она задается каталогом положений 212 «определяющих» радиоисточни-

ков, распределенных по всему небу [177]. Это результат объединения отдельных каталогов и реализованных на их основе внегалактических систем отсчета, полученных с помощью пяти различных сетей РСДБ. Внутренняя погрешность координат для подавляющего большинства источников меньше 0,60 мс дуги. Это иллюстрируется рисунком 12.1, на котором представлена гистограмма погрешностей по $\alpha \cos \delta$ и δ.

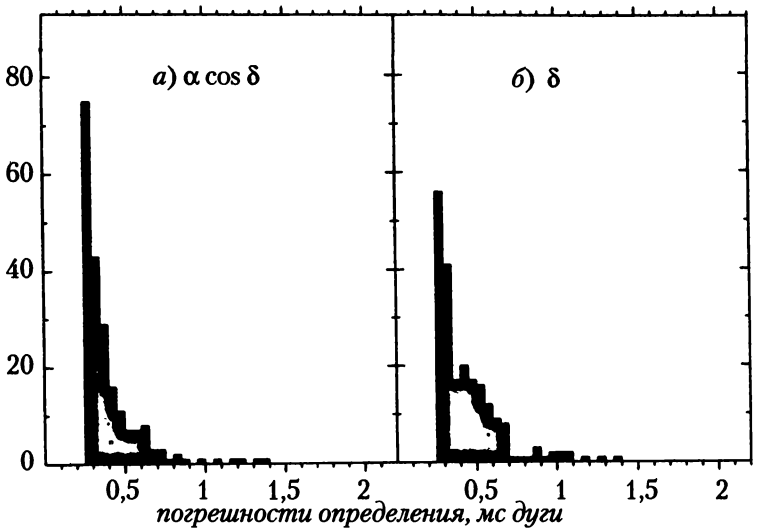

Рис. 12.1. Гистограмма погрешностей координат 212 источников, определяющих ICRF [177].

Помимо этих источников в той же системе приводятся положения 294 других квазаров. Они рассматриваются как «кандидаты» в определяющие, так как их координаты менее точны, в основном потому, что они наблюдались меньшее число раз. Однако возможно их включение в список определяющих источников, если появится необходимость в увеличении числа таких источников, либо замены тех из определяющих источников, которые окажутся нестабильными. Третья группа из 102 источников, которые называются «другими», завершает список. Координаты этих источников известны с худшей точностью из-за их сложной структуры или переменности. Но именно они, в основном, являются оптически яркими и подхо-

дят для связывания ICRF с другими системами, например, с системой Гиппаркос (§ 8.6.4).

12.1.2. Звезды

Наилучшие из полученных на сегодня результатов представлены в разделе 8.7. Важным параметром является параллакс, дающий расстояние до звезды. Результаты в этой области в некоторой степени разочаровывают. Для большинства наблюдавшихся звезд, находящихся на расстояниях бо̀льших, чем 100 парсек, расстояния определены с погрешностью не лучше 10%. Для астрофизических задач такая точность совершенно недостаточна, так как звезды интересных типов либо отсутствуют, либо очень слабо представлены в окрестностях Солнца.

Для скоплений, в которых обычно наблюдается $N > 1$ звезд, используя корреляции для одновременно наблюдаемых звезд, можно найти среднее расстояние с лучшей точностью; фактор равен $N^{0,35}$ (а не $N^{0,5}$, как в [173]). Этот метод позволяет получить точные результаты лишь для ближайших скоплений (Гиады, Плеяды). Еще с бо̀льшими погрешностями определяются действительные скорости звезд, выражаемые в километрах в секунду, так как они зависят от расстояния и собственного движения.

Значение каталогов Tycho и Tycho-2 заключается, как было сказано в § 8.8.6 и 8.9.3, в большом числе собственных движений звезд, приведенных в одной системе отсчета; особенно важно, если при выводе использовались данные из старых каталогов. Вместе с основным каталогом Hipparcos они являются шагом на пути построения еще бо̀льших каталогов, некоторые из них представлены в § 5.1.7.

Наземные интерферометры и астролябии не дают сегодня существенных дополнительных результатов к результатам Гиппаркоса. Этого нельзя сказать о длиннофокусной астрометрии. Фотографические и ПЗС-наблюдения на 61–дюймовом астрометрическом телескопе Военно-морской обсерватории США (рис. 5.2) соответствуют точности Гиппаркоса, но на нем возможны наблюдения звезд до 17-й звездной величины [103]. К сожалению, число таких наблюдений мало и выражается сотнями.

Ситуация с двойными звездами определяется, в основном, большим количеством наблюдений, полученных с помощью спекл–интерферометрии. На основе этих наблюдений определены параметры орбит многих систем. Так как двойные системы с разделени-

ем компонент менее 0″,2 легко наблюдать, то вычисленные параметры орбит вместе с параллаксами, полученными Гиппаркосом и астрометрическим телескопом, можно использовать для определения масс звезд. При выполнении долгосрочной программы спекл-интерферометрии Центром астрономии высокого углового разрешения при университете штата Джорджия (GSU/CHARA)[1] получено несколько сотен новых орбит тесных двойных систем (см., например, [184]). Вклад Гиппаркоса оказался существенным в открытие большого числа двойных и кратных звезд, но продолжительность его наблюдений не позволила получить параметры значительного числа новых орбит.

Продолжение координатных каталогов в системах Гиппаркоса и Тихо в сторону более слабых звездных величин осуществляется современными автоматическими меридианными кругами, а также в рамках больших фотографических или ПЗС-обзоров (§ 5.1.7). Что касается собственных движений, то приходится полагаться на положения звезд в старых каталогах, таких как Астрографический каталог.

12.1.3. Объекты в Солнечной системе

Ситуация с астрометрией в Солнечной системе сильно зависит от тех объектов, с которыми мы имеем дело.

(i) *Солнце*

Астрометрические исследования положения Солнца находятся в очень плохом состоянии: никакого прогресса за прошедшие десятилетия нет. Программы меридианных наблюдений Солнца были прерваны из-за того, что точность на уровне долей угловой секунды недостаточна, и не было никаких надежд на ее значительное увеличение. Положение Земли относительно барицентра Солнечной системы определяется как один из векторов при вычислении видимого положения планет или космических зондов. Единственный существенный результат связан с наблюдениями вариаций диаметра Солнца на солнечных астролябиях (раздел 7.4): средние диаметры при усреднении на месячном интервале имеют погрешность менее 0″,1, как показано на рис. 12.2.

(ii) *Большие планеты*

[1] Информацию можно найти на сайте проекта The Center for High Angular Resolution Astronomy: http://www.chara.gsu.edu/CHARA/. (*Прим. ред.*)

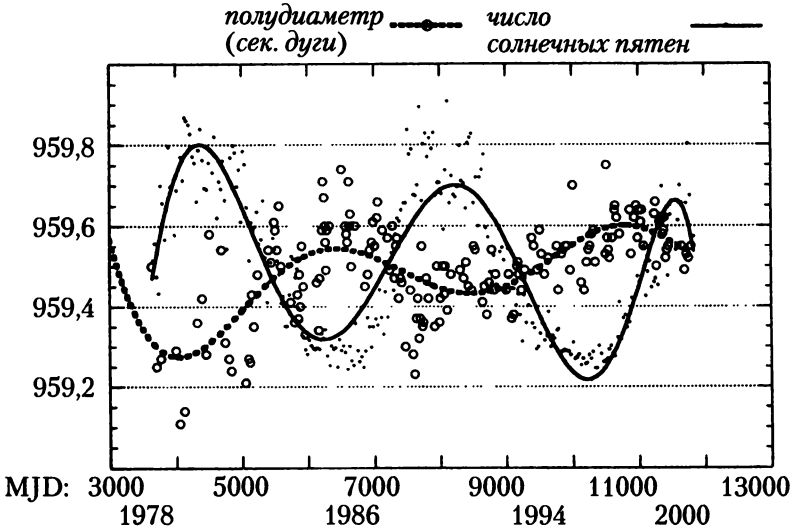

Рис. 12.2. Определение среднего диаметра Солнца из наблюдений на солнечной астролябии CERGA (*кружки*) и сравнение с числом солнечных пятен (*точки*). *Кривые* изображают сглаженные значения (*с любезного согласия* Ф. Лаклара).

Вся информация о точных положениях планет получена из наблюдений за космическими зондами, за исключением, может быть, определения расстояний до планет земной группы методом радиолокации.

(iii) *Спутники планет*

Главный прорыв в точных наблюдениях спутников планет связан с использованием ПЗС-приемников, позволяющих отслеживать спутники до 20-й звездной величины с точностью около 0″,1. Более точные данные получены из наблюдений взаимных покрытий и затмений спутников и регистрации моментов этих событий. Но они происходят лишь каждые 5 лет для галилеевых спутников и каждые 15 лет для спутников Сатурна. Планетные зонды дали очень точные положения спутников во время пролета около них, но количество наблюдений ограничено временем пролета.

(iv) *Астероиды и кометы*

Число ежегодно открываемых малых планет составляет несколько сотен благодаря фотографической и ПЗС-технике. Точность таких наблюдений составляет примерно 1″ и ограничена, в основном,

точностью положений опорных звезд. Несколько десятков малых планет и комет, орбиты которых должны быть известны намного точнее, систематически наблюдаются на меридианных кругах, также проводятся радарные измерения расстояний до них. Кроме этого 48 астероидов время от времени наблюдались Гиппаркосом с точностью примерно 0″,01. В особых случаях, когда мимо астероидов (Гаспра, Ида, Матильда, Эрос) пролетали космические зонды, положения малых планет определялись с очень высокой точностью до и во время выполнения полета.

(v) *Система Земля–Луна*

О качестве лунной дальнометрии уже говорилось в § 11.3.3. Фактическую точность по внешней сходимости трудно оценить из-за отсутствия других данных такого же качества, внутренняя же точность лунной лазерной дальнометрии оценивается сейчас величиной 0,5 см. Такая же оценка точности справедлива и для лазерной дальнометрии спутников. Однако сравнение результатов дальнометрии одних и тех же спутников разными станциями показывает, что в наблюдениях присутствуют систематические ошибки, не превышающие 2 см.

Что касается определения параметров вращения Земли, то РСДБ, спутниковая и лунная дальнометрия, а также GPS дают поразительно сходные результаты. Это доказывает, что внутренняя точность методов фактически равна внешней точности. Точность совместного решения равна: от $2 \cdot 10^{-5}$ с (GPS и спутниковая дальнометрия) до 10^{-5} с (РСДБ) при определении ежесуточных значений UT1, $5 \cdot 10^{-6} \div 15 \cdot 10^{-6}$ при определении 5-суточных средних значений UT1. Координаты полюса определяются на 5-суточном интервале с точностью 0,1–0,2 мс дуги любым из этих трех методов. Результаты измерения движения полюса за 9 лет показаны в качестве примера на рис. 12.3. Получены также поправки к теории прецессии и нутации МАС [241]. Результаты показывают, что отклонения от принятой теории МАС составляют примерно 0,3–0,5 мс дуги для нутации в долготе ($d\psi \sin \varepsilon$) и 0,1–0,15 мс дуги для нутации в наклоне ($d\varepsilon$). Такие отклонения ясно указывают на необходимость разработки новой теории нутации. Формулы для вычисления углов нутации по новой теории приводятся в [137][2].

[2]Теория нутации МАС2000 была принята XXV Генеральной Ассамблеей МАС (Сидней, 2000) и должна применяться при обработке наблюдений, начиная с 1 января 2003 г. За разработку этой теории члены рабочей группы МАС «Теория нутации

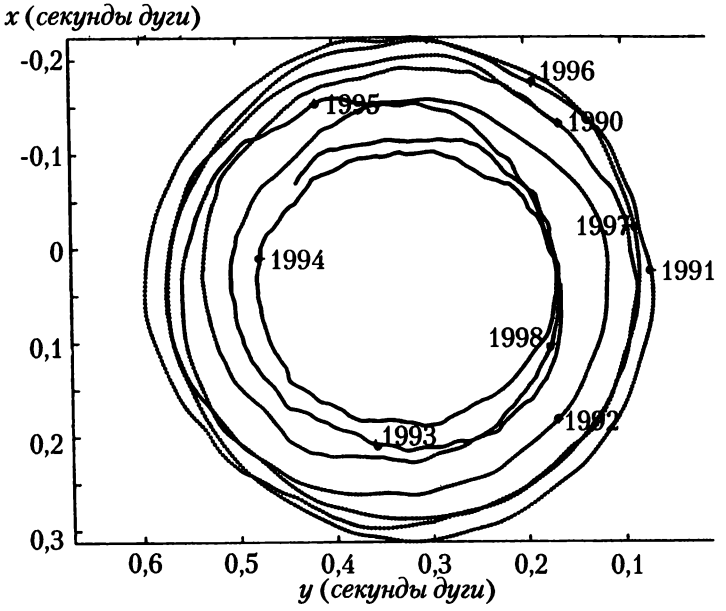

Рис. 12.3. Движение небесного эфемеридного полюса, определяемого принятыми МАС формулами прецессии и нутации, в земной системе отсчета.

Точность определения положения станций в земной системе отсчета и их вековых движений равна примерно 3–15 мм и 1–5 мм/год, соответственно.

12.2. Области применения новой астрометрии

Можно с удовлетворением констатировать, что ситуация с изучением системы Земля–Луна с точки зрения нынешнего состояния науки вполне приемлемая. Конечно, по-прежнему имеется необходимость и в более точных наблюдениях и в достижении бо̀льшего временного разрешения. Множество новых эффектов, влияющих на вращение Земли, уже открыты, а многие еще ждут своего открытия. Бо̀льшая точность нужна для изучения движения тектонических плит, для выделения атмосферных, океанических и приливных эффектов во вращении Земли, для уточнения динамики Земли как

неупругой Земли» получили в 2003 г. премию Декарта Европейского Сообщества. (*Прим. ред.*)

нетвердого, вязкого и гетерогенного тела, а также для правильного понимания приливных явлений в системе Земля–Луна. Эти запросы должны быть и, по-видимости, будут учтены, что приведет и к усовершенствованию наблюдательных методов, и к разработке нового оборудования для оснащения спутников. Но особой необходимости в резком повышении точности на один-два порядка нет.

То же самое можно сказать и про Солнечную систему в целом. Наблюдения тел Солнечной системы вполне осуществимы на имеющихся инструментах и, поэтому, нет стимула для радикального увеличения точности наблюдений. Однако есть области, которые необходимо наблюдать намного больше. Это относится к внешним областям Солнечной системы (пояс Койпера, облако Оорта), в которых важно обнаружить и отслеживать движение многих очень слабых объектов.

Солнце является особым объектом. Слежение за размером и формой Солнца — это долговременная программа, которая должна продолжаться. Проблема заключается в том, что результаты получены на основе одного метода. Поэтому возможные систематические погрешности, вызываемые атмосферой, не могут быть обнаружены до тех пор, пока не будет наблюдений из космоса. Спутник PICARD должен быть запущен Национальным институтом изучения космоса (CNES, Франция) в 2005 г. и будет в течение 3 лет определять диаметр Солнца и его форму с точностью 4 мс дуги [44][3]. Кроме этого спутник PICARD также займется измерением полной солнечной радиации и потока в выбранных диапазонах длин волн в ультрафиолете и видимой области спектра.

В звездной астрономии и астрофизике, наоборот, теоретические работы далеко впереди того, что на данном этапе может дать астрометрия, и требуются астрометрические данные намного большей точности, нежели имеющиеся сейчас. Возможно в меньшей степени, но все же ощущается необходимость в более точной астрометрии внегалактических объектов. Поэтому мы рассмотрим эту область приложений астрометрических методов отдельно.

12.2.1. Внегалактические объекты

Астрометрические наблюдения внегалактических объектов применимы как для глобального описания распределения этих объектов

[3] Запуск перенесен на 2007 г. (*Прим. ред.*)

во Вселенной, так и для изучения конкретных галактик и квазаров. Для большинства целей наиболее подходящий метод исследования — это РСДБ. Однако свой вклад в решение новых проблем в будущем может внести и оптическая астрометрия.

(i) *Движение радиоисточников и космология*

Каждый раз, когда источниками излучения являются квазары, наблюдается либо их собственное движение, связанное с движением галактик, к которым они принадлежат, либо реальное или видимое смещение радиоисточника в галактике. И в том, и в другом случае движение должно быть определено. Если обнаруженное движение действительно представляют движение галактики, то его ожидаемая величина будет порядка 0,01 мс дуги в год. Отсюда следуют ограничения на точность, с которой может быть построена внегалактическая система отсчета, а именно от 0,01 до 0,001 мс дуги. К тому же было показано, что при вычислении задержки сигнала в тропосфере возможны немоделируемые ошибки, которые снижают точность определения положений источников [89], создавая тем самым еще одну причину нестабильности внегалактической системы отсчета РСДБ.

Большая точность будет нужна и, без сомнения, единственный путь ее достижения — возвращение высокоточной оптической астрометрии, так как квазары имеют намного более стабильную структуру в оптическом диапазоне.

На этом уровне точности необходимо, чтобы источники оставались неразрешенными. Если это не так, то не менее важным делом будет измерение их видимых размеров в целях понимания физики этих объектов. Естественное продолжение этой работы — построение изображений радиоисточников. Фактически это является основной целью многоэлементного радиоинтерферометра со сверхдлинной базой, и точность 0,01 мс дуги нужна для построения изображений джетов, изучения их эволюции и движения компонент. Коэн с соавторами [39] показали, что видимые сверхсветовые движения в джетах, достигающие долей мс дуги в год, могут быть космологическими тестами, поскольку красные смещения источников увеличиваются. Предельные значения скоростей равны примерно 0,2 мс дуги в год. Для проведения этих тестов нужна, следовательно, позиционная точность 0,01 мс дуги.

Другим важным параметром для космологии является шкала расстояний, которая известна с ошибкой 15%. Улучшение точно-

сти шкалы необходимо, но в основе ее лежат тригонометрические и фотометрические параллаксы звезд. Существует, по меньшей мере, один метод, в котором для построения шкалы расстояний используются внегалактические объекты. В некоторых газовых туманностях существуют OH мазеры. Если измерить их собственные движения и лучевые скорости с достаточной точностью, то можно определить статистический параллакс туманности и вычислить ее среднее расстояние. В применении к туманностям в соседних галактиках, расстояния до которых будут независимо определены классическими методами, это даст новую точную калибровку индикаторов внегалактических расстояний, таких как шаровые скопления, области HII или сверхновые.

(ii) *Динамика Местной группы галактик*

Известны только лучевые скорости галактик, а этого недостаточно для изучения динамики системы. Точные средние собственные движения должны быть определены из точного движения определенного числа ярких звезд или областей HII в галактиках. Это фактически означает, что точность измерения должна быть равна 0,01 мс дуги в год для объектов 16–17 звездной величины. Трехмерная картина движения, которая может быть получена, позволит определить массы галактик, подтвердить наличие скрытой невидимой материи и вычислить ее массу.

(iii) *Исследования галактик*

На сегодняшний день динамика галактики в основном определяется по лучевым скоростям различных ее частей. Собственные движения некоторых звезд в Магеллановых облаках измерены (около 50 звезд содержатся в каталоге Hipparcos). Число это должно быть увеличено, также должны быть проведены измерения в галактике Андромеды и других галактиках Местной группы. Это подразумевает, что должны быть проведены оптические астрометрические наблюдения звезд до 15–16 звездной величины с точностью 0,01 мс дуги. Подобного рода исследования должны быть сделаны и в радиодиапазоне по очень ярким и компактным OH мазерам, которые обнаружены в областях ядер активных галактик. Требуемая точность 0,01 мс дуги окажется достаточной также для заключения: являются ли эти области в самом деле точечными или же они относительно велики.

Приведенные выше примеры отобраны из многих других. Они выбраны из-за своего несходства, а также потому, что демонстриру-

ют, какой прогресс в наших знаниях дает выигрыш в точности на два порядка в радио и оптических астрометрических наблюдениях внегалактических объектов.

12.2.2. Звезды

Приложения сверхточной астрометрии к физике звезд разнообразны. Лишь небольшая часть задач приводится ниже для того, чтобы дать общее представление о том, насколько важным будет для астрофизиков продвижение астрометрии на шаг вперед, на один, а лучше на два порядка величин по точности.

(i) *Структура звезд и эволюция*

На сегодняшний день все модели внутренней структуры звезд связаны с моделью, построенной для Солнца, масса, радиус и светимость которого хорошо известны. Но распространение модели строения Солнца на другие типы звезд было бы более независимым от некоторых возможных особенностей Солнца, если бы эти параметры были известны для многих типов звезд: это подразумевает определение радиусов с точностью 1%, а также масс и расстояний до большого числа звезд разных классов, включая гиганты, сверхгиганты и переменные звезды разных типов. К примеру, для получения масс с точностью 1% для достаточно большого числа звезд нужно знать параллаксы до 0,01 мс дуги. В двойных системах видимое относительное движение компонент должно измеряться с такой же точностью.

(ii) *Редкие звезды*

К этой категории относятся объекты, не представленные в каталоге Hipparcos или представленные слабо. Так как к ним проявляют большой интерес астрофизики, их точные параллаксы чрезвычайно нужны. Список включает коричневые и белые карлики, очень массивные звезды, новые и неправильные переменные, звезды типа Т Тельца, симбиотические звезды, пульсары и т.д.

(iii) *Шкала космических расстояний*

Определение тригонометрических параллаксов для калибровки индикаторов расстояний (таких как цефеиды, звезды типа RR Лиры) — единственный путь для улучшения точности шкалы расстояний для всей Вселенной. Точность в 1% должна быть достигнута для однозначного решения большинства космологических задач, таких как значение и возможное изменение во времени постоянной Хаббла, возраст и размер Вселенной, или относительное количе-

ство скрытой материи. По этой причине все отклонения в измерениях, вызванные особыми свойствами звезд, такими как их металличность, содержание гелия, сила тяжести на поверхности и т.д. должны быть исключены. Это означает, что при точности в 1% для тригонометрических параллаксов, в пределах до 1000 пс расстояния до всех типов звезд должны быть определены с этой точностью.

Особое внимание нужно обратить на популяцию звезд II типа населения (RR Лиры и др.), которые редки в окрестностях Солнца, но являются индикатором расстояния до шаровых скоплений, а, следовательно, и до галактик.

(iv) *Астрометрия скоплений*

Точное определение расстояний до рассеянных скоплений очень важно для сравнения светимостей звезд, имеющих одинаковый возраст и сходную металличность. Среднее расстояние до скопления определяется намного лучше, чем расстояния до отдельных звезд. Однако точное знание расстояний до звезд вместе с их собственными движениями и лучевыми скоростями позволят исследовать динамику скоплений и определить ненаблюдаемую часть массы скопления. Наблюдения с точностью в 0,01 мс дуги позволят изучить несколько десятков рассеянных скоплений. Нужно также увеличить точность определения лучевых скоростей минимум в 10 раз. Определение точных собственных движений для большинства шаровых скоплений позволит отделить звезды скопления от фоновых звезд и даст возможность проводить кинематическое и динамическое исследование скопления, в том числе его приливное разрушение и эволюцию. Точное определение расстояния до шаровых скоплений — это ключ, открывающий возможность изучения старых низкометаллических звезд.

(v) *Поиск невидимых компонентов*

Нелинейное движение звезды говорит о существовании невидимого компаньона. При наблюдениях с точностью в 0,01 мс дуги тысячи планет с массой Юпитера могут быть потенциально обнаружены в сфере с радиусом 50 пс и в сотни раз большее число коричневых карликов. Статистически значимая выборка планет и коричневых карликов — это ключевая программа, которая позволит установить существенные ограничения на процесс образования звезд и планетных систем.

12.2.3. Наша Галактика

Успехи в понимании кинематики и динамики Галактики сильно зависят от радикального увеличения точности собственных движений и числа наблюдаемых звезд. Особенно важно измерить точные собственные движения далеких звезд и уметь перевести их в км/сек. Для этого нужно знать их параллаксы с соответствующей точностью. Не менее важным является повышение точности определения лучевых скоростей вместе с увеличением числа измеренных звезд.

(i) *Система отсчета*

Фундаментальным условием корректного описания динамики Галактики является определение собственных движений звезд в невращающейся системе координат и исключение каких-либо систематических ошибок, зависящих от наблюдаемой области. Это означает, что любое улучшение системы отсчета, построенной по внегалактическим источникам, должно быть перенесено на оптическую систему отсчета. Отсюда ясна важность очень точных астрометрических наблюдений радиозвезд и определения их собственных движений. Точность системы должна быть такой же, как и заявленная точность определения собственных движений. Наилучшим решением является организация астрометрических наблюдений внегалактических радиоисточников до 16–18 звездной величины и реализация на этой основе оптической внегалактической опорной системы отсчета.

(ii) *Структура и кинематика Галактики*

Среди ожидающих решения проблем кинематики Галактики можно упомянуть следующие:

- размер, форма и кинематические свойства различных структурных компонентов Галактики: балджа, спиральных рукавов, тонкого и толстого диска, гало;
- возраст популяций этих структур;
- общее расширение Галактики в окрестности Солнца и в других областях;
- отношение возраст–металличность–скорость для галактического диска и гало;
- анализ малых структур, таких как звездные потоки, пояс Гулда, ассоциации, движущиеся группы, сверхскопления, а также определение их протяженности и состава;

• поиск популяций II типа населения и убегающих звезд по их кинематическим свойствам;

• подтверждение и анализ потоков в гало.

Во всех перечисленных случаях требуется точность наблюдений порядка 0,01 мс дуги.

(iii) *Динамика Галактики*

Остается много нерешенных вопросов в динамике Галактики: тот факт, что мы находимся внутри Галактики делает более сложным ее изучение, нежели изучение других галактик. Мы отметим некоторые проблемы, требующие решения, для которого необходимо большое количество точных наблюдений собственных движений далеких звезд.

• Является ли Галактика симметричной, или же ее форма напоминает медленно вращающийся трехосный сфероид?

• Балдж образовался в результате нестабильности диска или же является следствием слияния с другой галактикой?

• Более общей задачей является поиск остатков малых галактик когда-либо поглощенных нашей Галактикой.

• Находится ли полученная по точным вычислениям динамического поведения звезд скрытая масса во всех областях Галактики?

• Какова наилучшая модель потенциала Галактики, которая удовлетворяла бы распределению движения звезд в перпендикулярном к галактической плоскости направлении?

12.3. Космические проекты для глобальной астрометрии

Как уже утверждалось, точность наземной астрометрии останется ограниченной из-за влияния атмосферы. Достижение точности в 0,01 мс дуги или лучше необходимо для решения многих астрофизических проблем, которые мы упомянули в разделе 12.2, но эта задача не может быть решена с поверхности Земли. Только астрометрические наблюдения из космоса позволят ее решить.

Успех проекта Гиппаркос инициировал появление новых проектов астрометрических спутников, которые смогут наблюдать бо̀льшее количество звезд с лучшей точностью. С самого начала планирования проекта Гиппаркос мы понимали, что он не будет последним словом в спутниковой астрометрии. При его разработке в самом начале 80-х годов были использованы имевшиеся в то время прове-

ренные технологии. В частности, ПЗС-приемники уже существовали, но еще не были проверены в космосе; не было технологии создания больших ПЗС-матриц. На космическом телескопе имени Хаббла были установлены четыре 800 × 800-пиксельные матрицы, что было вершиной космической технологии гражданского применения, но и этого было недостаточно для Гиппаркоса. Сейчас уже имеются большие ПЗС-матрицы, они пригодны для наблюдений из космоса. Их использование в режиме дрейфового сканирования вместо режима передачи изображения увеличивает чувствительность приемников по меньшей мере в 40 раз. Поэтому этот принцип работы ПЗС-матриц принят во всех планируемых проектах. Тем не менее основные принципы Гиппаркоса, а именно: двойное поле зрения, медленное вращение спутника и специальный закон сканирования неба, оправдали себя и неизбежно присутствуют во всех проектах.

Некоторые заявленные проекты не были утверждены соответствующими космическими агентствами. Среди них российские проекты «Ломоносов» [203] и АИСТ [35], проект POINTS в США [218], LIGHT в Японии [304] или Römer в Европе [117]. Но три проекта уже утверждены и, по крайней мере, частично профинансированы. Короткие описания каждого из них представлены ниже в порядке увеличения производительности.

12.3.1. Проект DIVA

Проект DIVA (Double Interferometer for Visual Astrometry—двойной интерферометр для оптической астрометрии) разработан в Германии. Запуск планируется в 2004 г. [16, 229][4]. Будучи выведен на 24-часовую орбиту с большим эксцентриситетом, он будет передавать данные на единственную станцию в течение примерно 13 часов в сутки. Закон сканирования и период вращения очень схожи с Гиппаркосом. Базовый угол между двумя полями зрения в устройстве сведения лучей равен 100°.

Вместо изображения звезды в фокальной плоскости формируются полосы с интерферометра Физо. Принцип интерферометра Физо таков, что две апертуры являются частями большого параболического зеркала, что эквивалентно использованию телескопа с диафрагмой. Если критерий Аббе для зеркала выполняется (§ 2.4.4), то нет ни сферической аберрации, ни комы, и таким образом можно полу-

[4]Работа над проектом DIVA была прекращена из-за финансовых проблем в феврале 2003 г. (*Прим. ред.*)

чить намного большее поле зрения, чем у интерферометра Майкельсона, в котором это условие не выполняется. Его применение для космической астрометрии предложено Лабейри [161]. В телескопе DIVA апертуры имеют вид квадрата с размером $7,5 \times 7,5$ см, и длина базы равна 15 см. Эквивалентное фокусное расстояние равно 16,2 м после отражения света тремя зеркалами. Регистрация осуществляется пятью одинаковыми ПЗС-приемниками (мозаиками), расположенными в фокальной плоскости. Поле зрения каждого приемника представляет собой прямоугольник $0,5 \times 0,05$ градуса. Мозаика состоит из десяти ПЗС-матриц по 1024×1024 пикселов.

Прохождение звезды через один приемник длится приблизительно 1 с. Зная ориентацию спутника, которая определяется в реальном времени бортовым компьютером, можно вычислить скорость считывания информации с ПЗС в режиме дрейфового сканирования. На своем пути в фокальной плоскости изображение звезды сначала пересекает две мозаики устройства отождествления звезд, которое используется для распознавания положения входящей звезды, сбора данных для астрометрии и определения ориентации спутника. Затем свет проходит дифракционную решетку и попадает на две «научных» мозаики (рис. 12.4). Направление сканирования перпендикулярно интерференционным полосам. Пятая мозаика является дополнительным устройством отождествления звезд. Так как разделение интерференционных полос зависит от длины волны, то УОЗ может определить цвет звезды, в то время как ширина полосы дает спектрофотометрическую информацию.

Ожидается, что на устройстве отождествления звезд будет наблюдаться около 35 миллионов объектов до 15-й звездной величины, для которых будут найдены астрометрические параметры. Предполагается, что DIVA превзойдет по точности Гиппаркос в 5 раз (при наблюдении звезд с той же звездной величиной). При наблюдении более слабых звезд (на 5 величин) точность DIVA будет сравнима с точностью Гиппаркоса. Ожидается, что для 8 миллионов объектов ярче 13-й звездной величины погрешности параллаксов составят менее 1 мс дуги.

12.3.2. Проект FAME

Проект FAME (Full-sky Astrometric Mapping Explorer — построение астрометрической карты всего неба) был отобран Национальным управлением по аэронавтике и космосу (NASA) США вторым

Рис. 12.4. Модельные изображения с устройства отождествления звезд DIVA (*слева*) и в научном поле (*справа*). Вверху показан пример голубой звезды, внизу — красной звезды [235].

в программе исследований среднего класса[5]. Его запуск запланирован на конец 2004 г. на геостационарную орбиту. Ожидаемое время работы — 5 лет [288]. Он также основан на принципах Гиппаркоса: два поля зрения разделены углом, равным 81,°5. Закон сканирования схож с тем, что был у Гиппаркоса: наклонение оси вращения к эклиптике равно 45°, но периоды вращения спутника и сканирования неба меньше (40 минут и 20 суток, соответственно). Размер апертуры равен 60 × 25 см, эффективное фокусное расстояние равно 15 м. Вид инструмента в боковом разрезе показан на рис. 12.5.

В фокальной плоскости расположена мозаика из двадцати четырех 2048 × 4096 пиксельных ПЗС-матриц. Четыре матрицы закрыты фильтрами, диапазоны которых совпадают с четырьмя полосами фильтров в обзоре Sloan (§ 5.2.5). Ожидается, что три ПЗС-матрицы будут закрыты нейтральными плотными фильтрами для наблюдений ярких звезд от 5 до 8-й звездной величины, три другие – фильтрами с меньшей плотностью — для звезд с величинами от 7 до 10-й. Оставшиеся 10 матриц будут использоваться для наблюдений звезд с величинами от 9 до 15-й. Считывание информации с ПЗС будет происходить в режиме дрейфового сканирования, скорость сканирования будет вычисляться исходя из ориентации спутника. Экспе-

[5]Национальное управление по аэронавтике и космосу решило не продолжать финансирование проекта FAME на этапе «С» (разработка аппаратуры) в январе 2002 г., так как результаты, полученные на этапе «В» (этап предварительного проектирования) не убедили экспертов, что рекламируемая точность наблюдений будет достигнута (*Прим. ред.*).

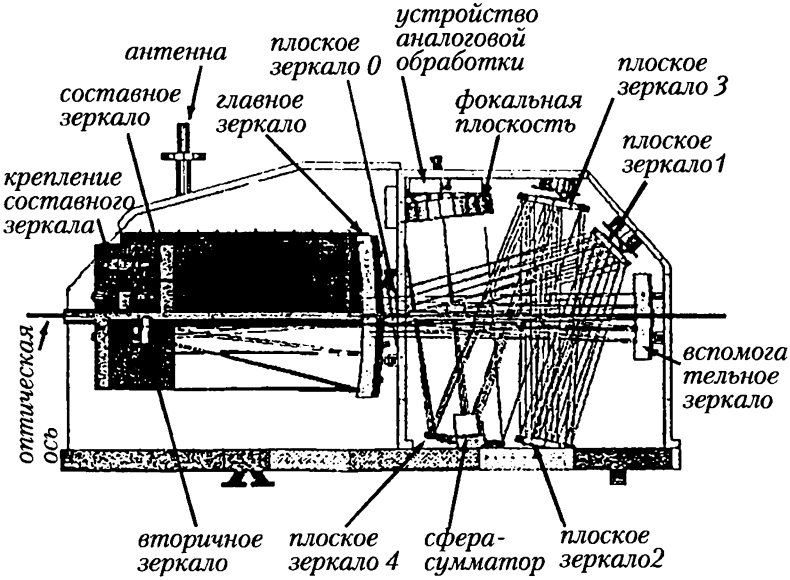

Рис. 12.5. Разрез сбоку инструмента FAME с показом хода лучей (*с разрешения П.К. Сейдельмана*).

рименты по определению центроида звездных изображений показали, что должна быть достигнута точность в 1/350 пиксела (что соответствует 0,6 мс дуги на небе). Для ярких звезд она может составить даже 1/500 пиксела (0,4 мс дуги). При таких условиях за 2,5 года работы спутника смогут наблюдаться 40 миллионов звезд. Планируемая точность астрометрических параметров равна 0,025, 0,1 и 0,5 мс дуги для звезд 9, 12, и 15-й звездных величин, соответственно. Если миссия продлится пять лет, будет вычислено второе решение, уменьшающее эти величины в 1,4 раза, с еще большим улучшением по собственным движениям. Фотометрические погрешности лежат в диапазоне от 0,0003 до 0,005 звездной величины.

12.3.3. Проект GAIA

Проект GAIA (Global Astrometry Instrument for Astrophysics – Глобальный астрометрический инструмент для астрофизики) одобрен ЕКА в 2000 г. Он считается шестым по значимости проектом, который должен быть запущен не позднее 2012 г., в лучшем случае в 2010 г. Как и предыдущие проекты, он основан на принципах Гип-

паркоса. Два поля зрения разделены углом, равным 106° [154, 58]. Спутник планируется разместить на орбите типа Лиссажу, которая не закрывается тенью Земли, вокруг точки Лагранжа L_2 системы Земля–Солнце. Научным оборудованием является система из 3 трехзеркальных телескопов с полем зрения один градус (рис. 12.6).

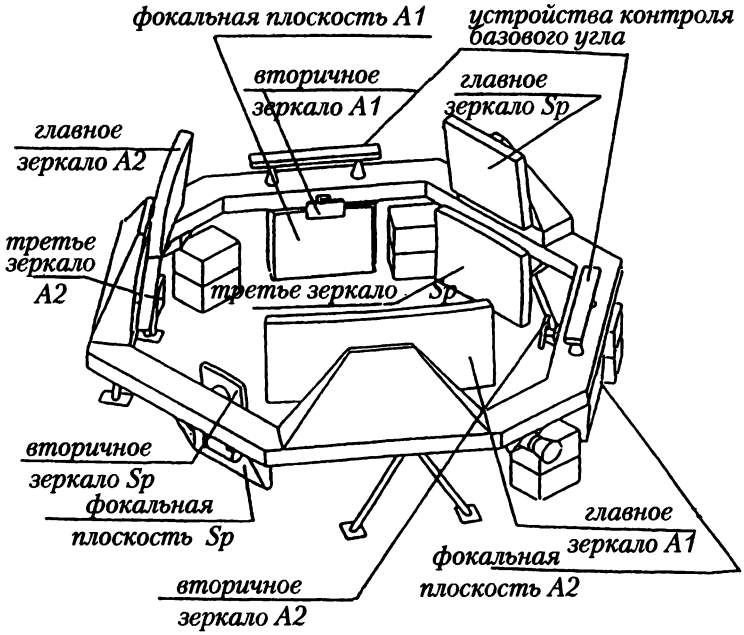

Рис. 12.6. Конфигурация оборудования GAIA. A1 и A2 — астрометрические телескопы, Sp — инструмент для спектроскопии.

К астрометрической части оборудования относятся два телескопа A1 и A2 с прямоугольными входными отверстиями, размеры которых равны 170 × 70 см, и эквивалентными фокусными расстояниями 50 м. Положение первичных зеркал отслеживается интерферометрами, размещенными на жестком круглом столе. В фокальной плоскости поле зрения равно 0,°75 × 0,°66. В ней размещается мозаика из 250 ПЗС-матриц, которые работают в режиме дрейфового сканирования. Первые столбцы мозаики являются устройством отождествления звезд, которые детектируют изображения над некоторым заданным уровнем фона, и определяют их положение и

скорость в фокальной плоскости. Когда изображение достигает астрометрических ПЗС и четырех широкополосных фотометров, оно диафрагмируется; информация считывается и передается на Землю лишь с нескольких пикселов около расчетной траектории звезды.

Ожидаемая точность определения положений и параллаксов в случае работы аппарата в течение пяти лет изменяется от 4 мкс дуги для звезд до 12-й звездной величины до 11 мкс дуги для звезд до 15-й величины. Для звезд с $m = 17$ точность равна 27 мкс дуги и 160 мкс дуги при $m = 20$. Точность годовых собственных движений будет составлять около трех четвертей от этих чисел. Среди наблюдаемых объектов с величинами от 16 до 18-й достаточно большое число квазаров и активных ядер галактик. Из модельных расчетов следует [154], что на базе оптических наблюдений может быть создана внегалактическая опорная система отсчета с непредсказуемым вращением всего в 0,25–0,35 мкс дуги. Это по меньшей мере на один порядок лучше, чем можно достичь из наблюдений на РСДБ, даже на космических РСДБ, из-за нестабильности и сложного распределения яркости внегалактических радиоисточников в радиодиапазоне.

Третий телескоп, расположенный посередине между двумя астрометрическими телескопами, имеет прямоугольное входное отверстие 75 × 70 см с эквивалентным фокусным расстоянием, равным 4,17 м. Поле зрения расщепляется на центральную часть размером 1° × 1°, предназначенную для измерений лучевых скоростей, и две внешних области такого же размера для среднеполосной фотометрии с регистрацией в десяти различных спектральных диапазонах. Спектрограф лучевых скоростей работает в области спектра вблизи 860 мкм с разрешением приблизительно 10^{-4}. Лучевые скорости будут определены для большинства звезд до 17-й величины с погрешностью примерно 1 км/с. Следует заметить, что GAIA — единственный космический инструмент, который будет определять этот важнейший астрометрический параметр.

12.4. Космическая интерферометрия

Множество проектов космических интерферометров было предложено за последние 10–15 лет. Ни один из них не был доведен до запуска, но были произведены серьезные исследования аппаратуры. Все проекты, однажды или многократно, представлялись на различ-

ных международных коллоквиумах. Опишем два проекта, которые представляют две линии развития метода интерферометрии.

12.4.1. Проект SIM

Проект SIM (Space Interferometry Mission—проект космического интерферометра) был предложен М. Шао и является развитием идей, реализованных при конструировании интерферометра MarkIII [125][6]. Это будет интерферометр с переменной базой, состоящий из двух камер с собирающей оптикой, которые могут двигаться по десятиметровым рельсам симметрично по отношению к центральному узлу (рис. 12.7). Множество технических идей было проверено на специально спроектированном тест–интерферометре, расположенном в Паломарской обсерватории (§ 9.1.8).

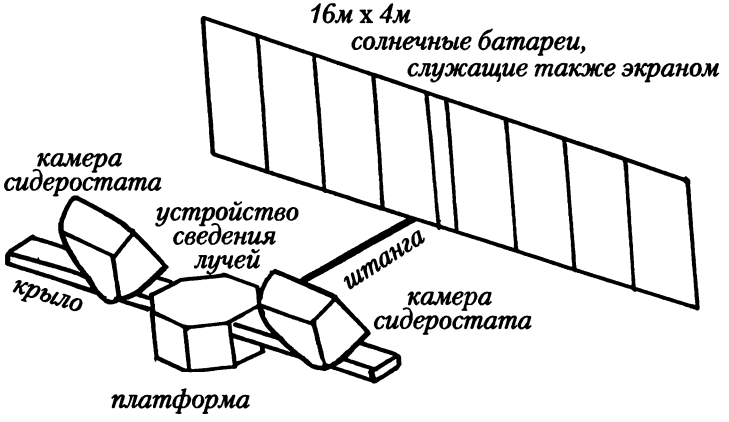

Рис. 12.7. Схематический чертеж SIM.

Интерферометр SIM состоит из двух сидеростатов с одинаковой апертурой, равной 30 см, которые собирают свет. В каждой камере установлены два независимых управляемых зеркала, которые являются зеркалами двух интерферометров, предназначенными для гидирования. Зеркала наводятся на яркие звезды. Интерферометры используются для определения ориентации базы в пространстве во

[6]Национальное управление по аэронавтике и космосу (NASA) решило финансировать проект SIM на этапе «B», который продлится с августа 2003 г. по октябрь 2005 г. Ориентировочное время запуска аппарата 2009 г. (*Прим. ред.*)

время периода наблюдений, который может продолжаться несколько часов в случае очень слабых объектов.

Свет из камер направляется в афокальный телескоп, который сжимает пучки света. Затем свет направляется к линиям задержки и устройству сведения лучей. Точное позиционирование собирающих зеркал по отношению к устройству сведения лучей будет осуществляться инфракрасными стабилизирующими интерферометрами, имеющими абсолютную точность 1 мкм на метр. Внутреннее измерение положения линии задержки не обязано быть абсолютным, ожидается, что относительная точность будет порядка одного пикометра (пкм). В лабораторных условиях Гурсел [96, 97] получил погрешности порядка 0,15 пкм. В ходе наблюдений интерферометры будут калиброваться ежечасно.

Запуск SIM на околосолнечную орбиту с периодом чуть больше периода обращения Земли намечен на 2009 год. За пять лет работы предполагается пронаблюдать около 10 000 объектов до 20-й величины. Погрешность измерения больших углов на небе составит 4 мкс дуги (3 мкс дуги для параллаксов). Для достижения такой точности требуется время накопления, равное 1 с для звезд с $m < 10$, 200 с для звезд с $m = 15$ и более 4 часов для более слабых объектов. Для астрометрических измерений малых углов ($< 1°$) ожидается уменьшение погрешности до 0,5 мкс дуги.

12.4.2. Космические РСДБ

Даже если прогресс и будет достигнут в будущих РСДБ наблюдениях, точность останется примерно той же, что и сейчас. Единственный способ повысить точность на один или два порядка — это увеличение длины базы в 10 или 100 раз. Это означает, что, по меньшей мере, один из телескопов должен находиться на спутнике или на Луне. Несколько проектов было предложено в США, в Европе, Японии и России. Концепция космической интерферометрии является многообещающей и не представляет непреодолимых технических трудностей. Демонстрационный эксперимент с использованием спутника связи NASA TDRSS[7] был вполне удачным, и интерференционные

[7] TDRSS (Tracking and Data Relay Satellite) – спутник-ретранслятор для использования в составе командно-измерительного комплекса, обслуживающего космические объекты NASA и US Air Forces. В системе на базе ИСЗ TDRSS используется одна наземная станция на полигоне Уайт-Сандс в штате Нью-Мексико. TDRSS ретранслируют информацию на Землю со скоростью до 300 Мбит/сек. Масса ИСЗ TDRSS

полосы были обнаружены на длине волны 13 см для примерно 30 источников. Некоторые наблюдения были также проведены на волне 2 см, они показали осуществимость наземно-космического интерферометра и в более коротковолновом диапазоне.

На основе успешного японского проекта VSOP (§ 10.2.6) разрабатываются более сложные и амбициозные проекты. К примеру в проекте ARISE (Advanced Radio Interferometry between Space and Earth — Усовершенствованный наземно-космический радиоинтерферометр) предполагается запустить в космос 25-метровый радиотелескоп, работающий в очень широком диапазоне частот от 8 до 86 ГГц [285]. Из-за важности решения задач, связанных с наблюдением галактических и внегалактических источников с точностью 0,015 мс дуги, которую может обеспечить космическая интерферометрия (раздел 12.1), этот и ему подобные проекты могут быть утверждены в недалеком будущем.

12.4.3. Астрометрия с поверхности Луны?

Постоянное присутствие человека на Луне — популярная тема. Эта задача будет рано или поздно решена. Космические агентства обсуждают, какие исследования могут быть проведены на Луне. В частности, мы можем задаться вопросом, является ли Луна хорошим местом для астрометрических наблюдений. Наш естественный спутник, как место для наблюдений, имеет несколько преимуществ. Это большое тело, движение которого очень хорошо отслеживается с помощью лазерной локации. Чувствительное оборудование может быть защищено от радиации, а уровень искусственных шумов во всех диапазонах длин волн низок. Возможность обслуживания оборудования тоже является важным моментом.

Однако есть некоторые важные недостатки, особенно мешающие астрометрическим наблюдениям. Большие температурные вариации ставят большие технические проблемы. Небо не обозревается полностью, а гравитация, хотя она и меньше, чем на Земле, все

2,3 т. Герметичный корпус имеет форму призмы с шестью боковыми гранями. В заднем отсеке корпуса расположено оборудование служебных систем, в переднем — ретрансляционное оборудование. К корпусу крепятся две панели солнечных батарей (размах 17,4 м), вырабатывающих мощность св. 1700 Вт. К корпусу крепятся также две развертывающиеся в космосе главные антенны с параболическим отражателем диаметром 4,9 м. Предусмотрена ориентация по трем осям с использованием в качестве исполнительных органов маховиков, микродвигателей и солнечного паруса. Ретрансляционная система работает в диапазонах 4/6 и 11/14 ГГц. (*Прим. ред.*)

еще является проблемой, которая снимается при размещении инструментов на спутниках. В конце концов, лунная пыль, получая электрический заряд от солнечного ветра, может подниматься вверх. Несмотря на эти проблемы, были предложены некоторые проекты. Среди них один из самых популярных — установка оптических интерферометров. Предлагается как установка двух телескопов, так и больших оптических решеток [160]. Другим типичным проектом является размещение на Луне радиотелескопа для наблюдений в режиме РСДБ с телескопом наземного или космического базирования с базой 400 000 км [98]. Обратная сторона Луны в высшей степени подходит для астрометрических наблюдений, так как она защищена от радиоэлектронного шума, вызванного активностью человека на Земле. Но, исключая стационарные установки больших размеров, выбор между размещением инструментов на Луне и спутниках не обязательно благоприятен в пользу естественного спутника Земли.

12.5. Перспективы наземной астрометрии

Какой полезный вклад наземной астрометрии может быть в ближайшие десять–двадцать лет перед лицом грядущих фантастических достижений космической астрометрии? Какие инструменты останутся конкурентоспособными? Представим несколько идей, касающихся того, каким по нашему мнению будет вклад наземной астрометрии в общее развитие астрономии.

12.5.1. ПЗС–астрометрия

Наиболее выдающийся прогресс в развитии астрометрических методов связан с применением ПЗС-приемников. Размеры чипов ПЗС, которые в течение долгого времени были ограничены размером 800 × 800 пикселов, увеличились до намного больших размеров. Сейчас имеются матрицы из 4096 × 4096 пикселов. Возможности считывания данных с матрицы также расширились благодаря использованию очень быстрых и компактных процессоров и компьютеров. Тенденция к увеличению размеров сохранится, что приведет к объединению ПЗС-матриц в мозаику. Несомненно, что дальнейший технический прогресс приведет к увеличению чувствительности ПЗС-матриц на более длинных и более коротких длинах волн. В любом случае уже сейчас они близки к тому, чтобы называться самыми совершенными астрономическими приемниками. Их велико-

лепная чувствительность позволяет сильно увеличить предельную звездную величину, регистрируемую инструментами. К тому же возможность контролировать скорость передачи заряда делает более гибким их использование. К примеру, метод дрейфового сканирования позволяет нам в значительной степени увеличить эффективность, используя вращение Земли (или вращение спутника в космической астрометрии).

Замена нынешних приемников, таких как фотографические пластинки, фотоумножители, которые размещаются в фокальных плоскостях астрометрических инструментов, на ПЗС-приборы не сильно меняют внутреннюю точность из-за атмосферной турбулентности и оптических свойств телескопа. Радикальное увеличение точности может быть достигнуто, только если в будущем будут разработаны матрицы с пикселами меньших размеров. Еще более существенное значение имеет также скорость сбора данных и увеличение предельной звездной величины. В сочетании с методом дрейфового сканирования такая модификация приведет к колоссальному увеличению числа регистрируемых звезд. В отличие от классических пассажных инструментов измеряется не одна звезда, а все звезды, находящиеся в поле зрения. Такой режим позволяет нам отнаблюдать все звезды до предельной величины для данного меридианного круга по крайней мере по разу в течение года. На больших астрометрических телескопах Шмидта можно обнаружить звезды до 21-й величины в режиме дрейфового сканирования и покрыть наблюдениями всю видимую область неба за несколько месяцев при условии, что используются достаточно большие ПЗС-мозаики.

12.5.2. Астрометрия в очень малом поле

Прототип морского оптического интерферометра (§ 9.1.8 и 10.1.4) — это пример того, насколько точной может быть астрометрия очень малого поля зрения, в том числе при построении изображений. Последнее было продемонстрировано в 1996 г. во время наблюдений на трехэлементном интерферометре COAST[8], расположенном в Кембридже, Великобритания [11]. Позже интерферометр COAST был расширен, и были получены изображения симбиотической звезды CH Cygni на волне 905 нм с помощью пяти телескопов на девяти базах [305]. Это лишь первые работы, демонстрирующие значи-

[8]COAST — Cambridge Optical Aperture Synthesis Telescope (Кембриджский оптический телескоп апертурного синтеза). (*Прим. ред.*)

тельный потенциал метода. Существует множество проектов, среди которых наиболее значительным будет создание «очень большого телескопа–интерферометра» (Very Large Telescope Interferometer, VLTI) в Чили. Он строится Южной Европейской обсерваторией и будет включать, вдобавок к четырем 8–метровым телескопам VLT, несколько вспомогательных 1,8–метровых телескопов (сейчас 3) [88]. Можно также упомянуть проект Keck-I на Гавайях (два 10-метровых основных телескопа и четыре дополнительных). О других проектах рассказывается в работе [169].

12.5.3. Роль наземной астрометрии

Роль наземной астрометрии в будущем должна рассматриваться в свете ожидаемых достижений космических астрометрических проектов. Потенциальные точности и предельные звездные величины, которые будут достигнуты, таковы, что конкурировать с ними наземные инструменты не смогут. Отсюда следует, что роль наземной астрометрии заключается в дополнении этих наблюдений в тех областях, где вклад космических методов незначителен или его нет вообще.

Фактически основным недостатком космических астрометрических программ является то, что они ограничены во времени. Быстрая смена программы при возникновении особо интересной ситуации (появлении новой, сверхновой, высокоэнергетических барстеров, комет) либо невозможна (в проектах типа Гиппаркоса), либо неоперативна (KTX и SIM). Малое время работы аппарата не позволяет наблюдать особенности, которые должны длительно отслеживаться. Вдобавок существуют объекты, которые просто не могут наблюдаться космическими инструментами. Эти рассуждения приводят к следующему списку задач, которые могут решаться средствами наземной астрометрии:

- наблюдения диаметра и формы Солнца;
- исследования динамики системы Земля–Луна, в частности с помощью лунной лазерной локации;
- динамика спутников планет из прямых наблюдений их положений или из их относительных конфигураций;
- эфемериды и динамическое поведение комет из систематических наблюдений их положений;
- изучение движения малых планет методом периодических по-

вторных наблюдений для поддержания их эфемерид и во избежание их потери;

• точные наблюдения положений объектов Солнечной системы, являющихся пунктами назначения для космических зондов;

• определение орбит двойных звезд с целью определения масс компонент;

• крупномасштабные периодические наблюдения рассеянных и шаровых звездных скоплений как основы для изучения их кинематики и динамики;

• определение характеристик нелинейной части собственных движений звезд из-за возмущения невидимыми объектами;

• Определение положений таких объектов, как новые, сверхновые и т. д.

Наземная астрометрия обладает возможностями для решения этих задач. Вдобавок к солнечной астролябии и лазерной локации Луны, прекрасно приспособленных для решения первых двух задач, ПЗС-астрометрия, адаптированная к различным типам телескопов, удовлетворяет большинству остальных задач. В случае двойных звезд длиннофокусные астрометрические телескопы с ПЗС-приемниками должны сосредоточиться на широких парах, в то время как спекл-интерферометрия имеет огромный потенциал по определению параметров орбит тесных двойных систем. Если такие наблюдения будут дополнены измерениями лучевых скоростей и параллаксов, выполненными космическими инструментами, то мы сможем определить массы многих звезд — одного из параметров, знания которого чрезвычайно сильно не хватает нам сейчас. В итоге, наземная интерферометрия является лучшим методом для поиска скрытых возмущающих объектов.

12.6. В качестве заключения

Несмотря на грандиозный прогресс, достигнутый за последние двадцать лет, астрометрия еще не сказала своего последнего слова. За эти годы точность увеличилась на два порядка в оптической области спектра и на три порядка в радиодиапазоне. Это дало нам большое количество новых данных, необходимых для понимания строения Вселенной и составляющих ее частей: галактик, звезд, объектов Солнечной системы. Однако их все еще не хватает для ответов на многие вопросы современной астрономии.

Новый шаг, ведущий к увеличению точности на столько же порядков, будет сделан непременно, и большое число астрофизиков с нетерпением ожидают этого. Будем надеяться, что последние достижения убедят астрономическое сообщество в необходимости продолжения инвестиций в разработку новых более точных астрометрических инструментов и что больше молодых астрономов выберут для своей работы эту полезную и сулящую вознаграждение область. Позвольте в заключение добавить, что из-за астрофизического интереса к астрометрическим измерениям разных типов, астрофизики должны обращать внимание на астрометрические методы, как они уже это делают в фотометрии или спектроскопии. В будущем это окупится сторицей.

Литература

[1] Abalakin V. K. – Абалакин В. К., (ред.), 1985, *Таблицы рефракции Пулковской обсерватории*, 5-е изд., Л: Наука, 48 с.

[2] Arias E. F., Charlot P., Feissel M and Lestrade J.-F., 1995, Astron. and Astroph., **303**, 604–608.

[3] Armstrong J. T., Mozurkewich D., Vivekanand M. et al., 1992, Astron. J., **104**, 241–252.

[4] Armstrong J. T., Mozurkewich D., Rickard L. J. et al., 1998, Astrophys. J., **496**, 550–571.

[5] Atkinson R. d'E., 1947, Monthly Not. R.A.S., **107**, 291–307.

[6] Babcock H. W., 1953, Proc. Astron. Society Pacific, **65**, 229–236.

[7] Bacchus P. and Lacroute P., 1974, In: *New Problems in Astrometry*, W. Gliese, C. A. Murray and R. H. Tucker (eds), IAU Symp. 61, Reidel Publ. Co., Dordrecht, 277–282.

[8] Backer D.C., 1992, In: *2nd Winter School of Physics, Cosmology and Elementary Particles*, D. R. Altshuler, N. F. Nieves, J. Ponce de Leon and M. R. Ubriaco (eds), World Scientific, Singapore, 81–123.

[9] Backer D. C., 1993, In: *Galactic High-Energy Astrophysics, High Accuracy Timing and Positional Astronomy*, J. van Paradijs and H. M. Maitzen (eds), Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag, Berlin, Heldelberg, 193–253.

[10] Backer D. C. and Hellings R. W., 1986, Annual Rev. of Astron. and Astrophys., **24**, 537–575.

[11] Baldwin J. E., Beckett M. G., Boysen R. C. et al., 1995, Astron. and Astrophys., **306**, L13–16.

[12] Baranne A., Mayor M. and Poncet L., 1979, Vistas in Astronomy, **23**, 273–316.

[13] Barletti R., Ceppatelli G., Paternò L., et al. 1977, Applied Optics, **16**, 2419–2421.

[14] Bastian U., 1985, In: *Processing of Scientific Data from Hipparcos, Second FAST Thinkshop*, J. Kovalevsky (ed.), CERGA, Grasse, 295–298.

[15] Bastian U., Röser S., Nesterov V. V. et al., 1991, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., **87**, 159–162.

[16] Bastian U., Röser S., Høg E. et al., 1996, Astron. Nachr., **317**, 281–288.

[17] Beckers J. M., 1993, Annual Rev. of Astron. and Astroph., **31**, 13–62.

[18] Benedict G. F., Mc Arthur B., Chappell D. W. et al., 1999, Astron. J., **118**, 1086–1100.

[19] Benevides-Soares P. and Boczko R., 1981, Astron. and Astroph., **96**, 127–132.

[20] Benson J. A., Hutter D. H., Elias N. M. et al., 1997, Astron. J., **114**, 1221–1226.

[21] Besson R. J., Mourey M., Marionnet F. et al., 1999, *10 MHz hyperstable quartz oscillators*, presented at the EFTF/AFCS 1999 Conference.

[22] Billaud G., 1986, In: *Astrometric Techniques*, H. K. Eichhorn and R. J. Leacock (eds), Reidel Publ. Co., Dordrecht, 389–395.

[23] Billaud G. and Guinot B., 1971, Astron. and Astroph., **11**, 241–245.

[24] Birch K. P. and Downs M. J., 1988, Journal of Physics E, Sci. Instrum., **21**, 694–695.

[25] Bougeard M. L., 1992, Astron. and Astroph., **255**, 388–400.

[26] Bowen I. S., 1960, *Telescope*, vol. 1 of *Stars and Stellar Systems*, G. P. Kuiper and B. M. Middlehurst (eds), Univ. of Chicago Press, 43–61.

[27] Bowen I. S. and Vaughan A. H., 1973, Applied Optics, **12**, 1430–1434.

[28] Brumberg V. A., 1991, *Essential Relativistic Celestial Mechanics*, Adam Hilger, Bristol. *Предыдущее издание книги*: Брумберг В. А., 1972, *Релятивистская небесная механика*. М.: Наука.

[29] Bucciarelli B., Lattanzi M. G., Taff L. G. et al., 1991, In: *Workshop on the first year of HST operations*, A. L. Kinney and J. C. Blades (eds), Space Science Institute, Baltimore, NASA Publ., 238–244.

[30] Burrows C. J., Holtzman J. A., Faber S. M. et al., 1991, Astroph. J. Letters, **369**, L21–L25.

[31] Capitaine N., 2000, In: *Towards Models and Constants for Sub-microarcsecond Astrometry*, K. J. Johnston et al. (eds), IAU Coll. 180, US Naval Observatory, Washington, 153–163.

[32] Chapront J., Chapront-Touzé M. and Francou G., 1999, Astron. and Astroph., **343**, 624–633.

[33] Cholet F., 1993, Astron. and Astroph., **280**, 675–682.

[34] Christiansen W. N. and Högbom J. A., 1969, *Radiotelescopes*, Cambridge Univ. Press, Cambridge. *Имеется перевод*: Христиансен У., Хёгбом И., 1988, *Радиотелескопы*, 2-е изд., перераб. и доп., М: Мир, 304 с.

[35] Chubey M. S., Makarov V. V., Yershov V. N. et al., 1990, In: *Inertial Coordinate System on the Sky*, J. H. Lieske and V. K. Abalakin (eds), Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 77–80.

[36] CIPM, 1971, *59th session of the Comitè International des Poids et Mesures*, BIPM, Sèvres.

[37] Clairon A., Laurent P., Santarelli G. et al., 1995, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, **44**, 128–131.

[38] Clark L. D., Shao M. and Colavita M. M., 1986, Proc. SPIE, **627**, 838–845.

[39] Cohen M.H., Barthel P.D., Pearson T.J. and Zensus J.A., 1988, Astroph. J., **329**, 1–7.

[40] Colavita M. M., Shao M. and Staelin D. H., 1987, Applied Optics, **26**, 4113–4122.

[41] Colavita M. M., Wallace J. K., Hines B. E. et al., 1999, Astroph. J., **510**, 505–521.

[42] Corbin T. E. and Urban S., 1991, Transactions of the IAU, vol. XXIB, 149–150.

[43] Coulman L. E., 1985, Ann. Rev. of Astron. and Astroph., **23**, 19–57.

[44] Damė L., Cugnet D., Hersė M. et al., 2000, In: *The Solar Cycle and Terrestrial Climate*, ESA Publication ESA SP-463, 223–229.

[45] Danjon A., 1960, *Telescopes*, vol. 1 of *Stars and Stellar Systems*, G. P. Kuiper and B. M. Middlehurst (eds), Univ. of Chicago Press, 115–137.

[46] Danjon A., 1980, *Astronomie Gènèrale*, reprint by Librairie Blanchard, Paris.

[47] Danjon A. and Couder A., 1990, *Lunettes et tèlescopes*, reprint of the 1935 original work, Eds Blanchard, Paris.

[48] Dėbarbat S. and Guinot B., 1970, *La mèthode des hauteurs ègales en astronomie*, Gordon and Breach, London.

[49] Degnan J. J., 1993, *Contributions of Space Geodesy to Geodynamical Technology*, Geodynamics American Geophysical Union Publ., **25**, 133–161.

[50] Delache Ph., Laclare F. and Sadsaoud H., 1985, Nature, **317**, 416–418.

[51] Delamere W. A., Ebben T., Murata-Seawalt D., et al., 1991, *Proceed. Conf. on CCD and Solid State Optical Sensors*, II, SPIE/IS and T symposium, M. M. Bloucke (ed.), SPIE Proc. Series, **1447**, 288–297.

[52] Delcourt J. J., 1982, *Astronomie et mesure du temps*, Masson, Paris.

[53] Ditchburn R. W., 1976, *Light*, Academic Press, London, 2 vol. *Переведенная книга того же автора*: Дитчберн Р., 1965, *Физическая оптика*, М: Наука, 632 с.

[54] Donati F., Canuto E., Falin J. L. et al., 1992, Highlights of Astronomy, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, **9**, 405–408.

[55] Duncombe R. L., Jefferys W. H., Shelus P. J. et al., 1991, Adv. Space Research, **11**, № 2, 87–96.

[56] ESA, 1978, *ESA Phase A Report*, DP/PS(78) 13, Paris.

[57] ESA, 1997, *The Hipparcos and Tycho Catalogues*, ESA Publication SP-1200, 17 volumes.

[58] ESA, 2000, *GAIA, Concept and Technology Study Report*, ESA Publication ESA-SCI(2000)4.

[59] Edlèn B., 1966, Metrologia, **2**, 71–80.

[60] Egret D., Didelon P., McLean B. J. et al., 1992, Astron. and Astroph, **258**, 217–222.

[61] Evans J. V., 1969, Annual Review of Astron. and Astroph., **3**, 201–248.

[62] Evans D. S., 1970, Astron. J., **75**, 589–599.

[63] Fey A. L., 2000, In: *Towards Models and Constants for Sub-microarcsecond Astrometry*, K.J. Johnston et al. (Eds), IAU Coll. 180, US Naval Observatory, Washington, 20-28.

[64] Fehrenbach C. and Burnage R., 1975, Comptes-rendus de l'Acadèmie des Sciences, Paris, **281**, sèrie B, 481–483.

[65] Fehrenbach C. and Burnage R., 1978, Comptes-rendus de l'Acadèmie des Sciences, Paris, **286**, sèrie B, 277–280.

[66] Florkowski D. R., Johnston K. J., Wade C. M. and de Vegt C., 1985, Astron. J., **90**, 2381–2386.

[67] Fomalont E. B., Goss W. M., Lyne A. G. et al., 1992, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **258**, 497–510.

[68] Fomalont E. B., Goss W. M., Beasley A. J. et al.,1999, Astron. J., **117**, 3025–3030.

[69] Foy R., Tallon M., Sèchaud M. and Hubin N., 1989, In: *Active Telescope Systems*, F. J. Roddier (ed.), Proceed. Soc. Photo-Opt. Instrum. Engineers, SPIE, vol. **1114**, 174–183.

[70] Françon M., 1979, *Optical Image Formation and Processing*, Academic Press, New York; *Имеются русские переводы книг того же автора*: Марешаль А., Франсон М., 1964, *Структура оптического изображения*, М: Мир; Франсон М., Сланский С., 1967, *Когерентность в оптике*, М: Наука, 80 с.

[71] Fricke W., Schwan H., Lederle T. et al., 1988, *Fifth Fundamental Catalogue (FK5)*, Veroff. Astron. Rechen-Institut Heidelberg, № 32, Verlag G. Braun, Karlsruhe.

[72] Fricke W., Schwan H., Corbin T. et al, 1991, *Fifth Fundamental Catalogue (FK5), part II, the FK5 extension – new fundamental stars*, Veroff Astron. Rechen-Institut, Heidelberg, № 33, Verlag G. Braun, Karlsruhe.

[73] Fridelance P. and Veillet C., 1995, Metrologia, **32**, 27–33.

[74] Fried D. L., 1965, Journal Opt. Soc. Am., **55**, 1427–1435.

[75] Fried D. L. and Mevers G. E., 1974, Applied Optics, **13**, 2620–2622.

[76] Froeschlė M. and Kovalevsky J., 1982, Astron. and Astroph., **116**, 89–97.

[77] Froeschlė M. and Meyer Cl., 1983, Astron. and Astroph., **121**, 319–324.

[78] Froeschlė M. and Meyer Cl., 1988, Astroph. and Space Science„ **142**, 203–206.

[79] Galligani I., Betti B. and Bernacca P. L., 1986, Manuscrpta Geodaetica, **11**, 124–145.

[80] Gatewood G. D., 1987, Astron. J., **94**, 213–223

[81] Gatewood G. D., Breakiran L. A., Goebel R. et al., 1980, Icarus, **41**, 205–231.

[82] Gatewood G. D., de Jonge J. K. and Stephenson B., 1993, Astron. J., **105**, 1179–1187.

[83] Gatewood G., Kiewiet de Jonge J., Persinger T. and Rieland T., 1999, In: *Modern Astrometry and Astrodynamics*, R. Dvorak, H. F. Haupt and K. Wonder (Eds), Verlag Österreichischen Ak. der Wissen., Wien, 37–42.

[84] Gazengel F., 1993, *Rèduction des observations d'objets multiples du satellite Hipparcos*, Thesis, Paris Observatory, 14 Dec. 1993.

[85] Geary J. C., Luppino G. A., Bredthauer R. A., Hlivak R. J., Robinson L. B., 1991, In: *Proceed. Conf. on CCD and Solid State Optical Sensors, II*, SPIE/IS and T Symposium, M. Bloucke (ed.), SPIE Proc. Series, **1447**, 264–273.

[86] Gehrels T., Marsden B. G., McMillan R. S. and Scotti J. V., 1986, Astron. J., **91**, 1242–1243.

[87] George A. and Liu J. W. H., 1981, *Computer Solution of Large Sparse Positive Definite Systems*, Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, N.J., USA.

[88] Glindemann A., Abuter R., Carbognani F. et al., 2001, Comptes Rendus Acad. Sciences. Paris, **IV-2**, 57–65.

[89] Gontier A.-M., Le Bail K., Feissel M. and Eubanks T. M., 2001, Astron. and Astroph., **375**, 661–669.

[90] Green R. M., 1985, *Spherical Astronomy*, Cambridge Univ. Press, Cambridge.

[91] Grenon M., Mermillod M. and Mermillod J. C., 1992, Astron. and Astroph., **258**, 88–93.

[92] Guinot B., 1979, In *Time and Earth's Rotation*, D. D. McCarthy and J. D. Pilkington (eds), IAU symposium 82, D. Reidel Publ Co., Dordrecht, 7–18.

[93] Gumerov R. I., Kapkov V. B., Kirian T. R. et al., 1990, In: *Inertial Coordinate System on the Sky*, J. H. Lieske and V. K. Abalakin (eds), IAU Symp. 141, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 89–90.

[94] Gumerov R. I., Kapkov V. B. and Pinigin G. I., 1986, In: *Astrometric Techniques*, H. K. Eichhorn and R. J. Leacock (eds), IAU Symp. 109, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, 459–462.

[95] Gunn J. E., Carr M., Rockosi C. et al., 1998, Astron. J., **116**, 3040–3081.

[96] Gursel Y., 1993, In: *Spaceborne Interferometry*, Proceedings SPIE, **1947**, 188–197.

[97] Gursel Y., 1995, Proceedings SPIE, **2200**, 27–34.

[98] Gurvits L. I., 1998, Highlights of Astronomy, **11B**, 985–987.

[99] Gusseva I. S., 1987, Publ. Astron. Obs. Belgrad, **35**, 57–68.

[100] Hajian A. R., Armstrong J. T., Hummel C. A. et al., 1998, Astrophys. J., **496**, 484–489.

[101] Hall N. B., (ed.), 1982, *The Space Telescope Obsrvatory*, Space Telescope Science Institute, Baltimore, NASA Publ. CP 2244.

[102] Hanson R. B., 1988, In: *Mapping the Sky*, S. Débarbat, J. A. Eddy, H. K. Eichhorn and A. R. Upgren (eds), IAU Symp. 133, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 275–281.

[103] Harrington R. S., Dahn C. C., Kallarakal V. V. et al., 1993, Astron. J., **105**, 1571–1580.

[104] Harris H. C., Monet D. G. and Stone R. C., 1990, In: *Conference on CCDs in Astronomy*, A. G. D. Philip, D. S. Hayes and S. J. Adelman (eds), L. Davis Press, Schenectady, NY, 49–54.

[105] Heavens O. S. and Ditchburn R. W., 1991, *Insight into Optics*, John Wiley & Sons, Chichester.

[106] Helmer L., 1992, In: *Proceedings of the 21-st General Assembly of the IAU*, J. Bergeron (ed.), Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 143.

[107] Helmer L. and Morrison L. V., 1985, Vistas in Astronomy, **28**, 505–518.

[108] Hestroffer D. and Mignard F., 1997, In: *Hipparcos, Venice'97*, B. Battrick (ed), European Space Agency Publ., ESA SP-402, 173–176.

[109] Hestroffer D., Morando B., Høg E. et al., 1998, Astron and Astrophys., **334**, 325–336.

[110] Hirabayashi H., 1998, in: *Radio emission from galactic and extragalactic compact sources*, J. A. Zensus, G. B. Taylor and J. M. Wrobel (eds), IAU Colloquium 164, Astron. Soc. Pacific. Conf. Series, **144**, 11–15.

[111] Hofmann-Wellenhof B., Lichtenegger H. and Collins J., 1992, *GPS Theory and Practice*, Springer-Verlag, Wien-New York.

[112] Høg E., 1960, Astron. Abh. der Hamburger Sternwarte, **5**, 263–268.

[113] Høg E., 1968, Zeitschrift für Astroph., **69**, 313–325.

[114] Høg E., 1971, Mittel. Astron. Gesell, **30**, 148–151.

[115] Høg E., 1973, Mittel. Astron. Gesell, **32**, 120–125.

[116] Høg E., 1986, In: *Astrometric Techniques*, H. K. Eichhorn and R. J. Leacock (eds), IAU Symp. 109, Reidel Publ. Co., Dordrecht, 533–542.

[117] Høg E., 1993, In: *Developments in Astrometry and their Impact on Astrophysics and Geodynamics*, I. I. Mueller and B. Kolaczek (eds), IAU Symp. 156, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 37–45.

[118] Høg E., Bastian U., Egret D. et al., 1992, Astron. and Astroph., **258**, 177–185.

[119] Høg E., Jaschek C. and Lindegren L., 1982, In: *The Scientific Aspects of the Hipparcos Space Astrometry Mission*, M. A. C. Perryman and T. D. Guyenne (eds), ESA Paris, ESA SP-177, 21–28.

[120] Høg E., Kuzmin A., Bastian U. et al., 1998, Astron. and Astroph., **335**, L65–68.

[121] Høg E. and Miller R. J., 1986, Astron. J., **92**, 495–509.

[122] Høg E., Fabricius C., Makarov V. V. et al., 2000a, Astron. and Astroph., **355**, L19–L22.

[123] Høg E., Fabricius C., Makarov V. V. et al., 2000b, Astron. and Astroph., **357**, 367–386.

[124] Hu N. S., 1991, Astrophysics and Space Science, **177**, 235–247.

[125] Hughes J. A., 1991, Advances in Space Research, **11**, № 2, 143–150.

[126] Hughes J. A., Robinson M. D., Gauss F. S. and Stone R. C., 1986, In *Astrometric Techniques*, H. K. Eichhorn and R. J. Leacock (eds), IAU Symp. 109, Reidel Publ. Co., Dordrecht, 483–496.

[127] Hulse R. S. and Taylor T. H., 1974, Astroph. J., **201**, 55–58.

[128] Hummel C. A., Mozurkewich D., Eliass N. M. at al., 1994, Astron. J., **108**, 326–336.

[129] Hummel C. A., Mozurkewich D., Armstrong J. T. et al., 1998, Astron. J. **116**, 2536–2548.

[130] Hutter D.J., 2000, In: *Towards Models and Constants for Sub-microarcsecond Astrometry*, K. J. Johnston et al. (Eds), IAU Coll. 180, US Naval Observatory, Washington, 47–56.

[131] IAU, 1977, Proceedings of the 16-th General Assembly, Reidel Publ. Co., Dordrecht, 58–67.

[132] IAU, 1992, Proceedings of the 21-st General Assembly, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 41–63.

[133] IAU, 1999, Proceedings of the 23-rd General Assembly, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 39–40.

[134] Ibata R. A. and Lewis G. F.,1998, Astron. J., **116**, 2569–2573.

[135] IERS, 1992, *IERS Standards 1992*, IERS Technical Note 13, Paris Observatory.

[136] IERS, 1996, *IERS Conventions 1996*, IERS Technical Note 21, Paris Observatory.

[137] IERS, 2004, *IERS Conventions 2003*, IERS Technical Note No. 32, Frankfurt am Main: Verlag des Bundesamts für Kartographie und Geodäsie, in press.

[138] ISO/BIPM, 1993, *Guide to Expression of Uncertainty in Measurement*, International Organization for Standardization Publ., Geneva.

[139] Jaech J. L., 1985, *Statistical Analysis of Measurement Errors*, An Exxon Monograph, John Wiley & Sons, New York.

[140] Jahreiss H., Rèquième Y., Argue A. N. et al., 1992, Astron. and Astroph. **258**, 82–88.

[141] Janesick J., Elliott J., Dingizian A., et al., 1990, In: *Conference on CCDs in Astronomy*, G. H. Jacoby (ed.), Astron. Soc. of Pacific Conf. Series, **8**, 18–39.

[142] Jenkner H., Russell J. L. and Lasker B. M., 1988, In: *Mapping the Sky*, IAU Symp. 133, S. Débarbat et al. (eds), Reidel Publ. Co., Dordrecht, 239–243.

[143] Jorden P. R., 1990, In: *Modern Technology and its Influence on Astronomy*, J. V. Wall and A. Boksenberg (eds), Cambridge Univ. Press, Cambridge, 271–286.

[144] Kennedy W. J. Jr. and Gentle J. E., 1980, *Statistical Computing*, Marcel Dekker Inc., New York and Basel.

[145] Khinchin C. R., 1984, *Astrophysical Techniques*, Adam Hilger Ltd, Bristol.

[146] Kolmogorov A. N. – Колмогоров А. Н., 1941, Доклады Академии наук СССР, **30**, 229.

[147] Kolmogorov A. N., 1961, *Turbulence*, S. K. Friedlander and L. Topper (Transl.), Interscience, New York, 151–155. *Оригинальные статьи на русском языке*: Колмогоров А. Н., 1941, *Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса*, ДАН СССР, т.**30**, 299-303; *К вырождению изотропной турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости*, ДАН СССР, т. **31**, 538-541; *Рассеяние энергии при локально изотропной турбулентности*, ДАН СССР, т.**32**, 19-21. *Обратный перевод см. в книге:* Фриш У., 1998, *Турбулентность. Наследие Колмогорова*, М.: Фазис, 346 с.

[148] Korff D., 1973, J. of Optical Soc. of America, **63**, 971–980.

[149] Kovalevsky J., 1990, *Astromètrie Moderne*, Lectures Notes in Physics, **358**, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg.

[150] Kovalevsky J., 1991, Astroph. and Space Science, **177**, 457–464.

[151] Kovalevsky J., 1998, Astron. and Astroph., **340**, L35–38.

[152] Kovalevsky J. and Bois E., 1986, In: *Space Dynamics and Celestial Mechanics*, K. B. Bhatnagar (ed.), Reidel Publ. Co., Dordrecht, 345–354.

[153] Kovalevsky J., Falin J. L., Pieplu J. L. et al, 1992, Astron. and Astroph., **258**, 7–17.

[154] Kovalevsky J., Lindegren L. and Froeschlé M., 2000, In: *Journèes 1999, Systèmes de rèfèrence spatio-temporels*, M. Soffel and N. Capitaine (eds), Paris Observatory, 119–130.

[155] Kovalevsky J., Lindegren L., Perryman M. A. C. et al., 1997, Astron. and Astroph., **323**, 620–633.

[156] Kovalevsky J. and Mueller I. I., 1989, In: *Reference Frames in Astronomy and Geophysics*, J. Kovalevsly, I. I. Mueller and B. Kolaczek (eds), Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 1–12.

[157] Kovalchuk A., Pinigin P., Protsyuk Yu. and Shulga A., 1997, In: *Hipparcos, Venice'97*, B. Battrick (Ed), European Space Agency Publ., ESA SP-402, 139–141.

[158] Labeyrie A., 1970, Astron. and Astroph., **6**, 85–87.

[159] Labeyrie A., 1975, Astrophys. J. Letters, **196**, L71–75.

[160] Labeyrie A., 1992a, In: *Targets for Space-Based Interferometry*, ESA SP-354, 51–55.

[161] Labeyrie A., 1992b, In: *Targets for Space-Based Interferometry*, ESA SP-354, 247–250.

[162] Laclare F., Delmas C., Sinceac V. and Chollet F., 1999, Comptes-rendus Acad. des Sciences, Paris, **327** Ser. IIb, 645–652.

[163] Laclare F., Demarcq J. and Chollet F., 1980, Comptes-rendus Acad. des Sciences, Paris, **291**, Sèrie B, 189–192.

[164] Laclare F. and Merlin G., 1991, Comptes-rendus Acad. des Sciences, Paris, **313**, Ser. II, 323–330.

[165] Lacroute P., 1967, Transactions of the IAU, vol. XIIIB, 63.

[166] Lattanzi M. G., Bucciarelli B. and Taff L. G., 1991, Space Telescope Science Institute Newsletter, **8**, № 2, 6–7.

[167] Lawson C. L. and Hanson R. J., 1974, *Solving Least Squares Problems*, Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs N.J., USA. *Имеется перевод*: Лоусон Ч., Хэнсон Р., 1986, *Численное решение задач метода наименьших квадратов*, М: Наука, 232 с.

[168] Lèna P., 1996, In: *Mèthodes physiques de l'observation*, CNRS and Inter Èditions, Paris, 191–193.

[169] Lèna P., 2001, Comptes-rendus Acad. des Sciences. Paris, **1 IV-2**, 7–15.

[170] Lestrade J. F., Rogers A. E. E., Whitney A. R. et al., 1990, Astron. J., **99**, 1663–1672.

[171] Lieske J.H., Lederle T., Fricke W. and Morando B., 1977, Astron. and Astroph., **58**, 1–16.

[172] Lindegren L., 1980, Astron. and Astroph., **89**, 41–47.

[173] Lindegren L., 1988, In: *Scientific Aspects of the Input Catalogue Preparation*, J. Torra and C. Turon (eds), CIRIT, Generalitat de Catalunya, Barcelona, 179–188.

[174] Lindegren L., Høg E., van Leeuwen F. et al., 1992, Astron. and Astroph., **258**, 18–30.

[175] Lindegren L. and Kovalevsky J., 1995, Astron. and Astroph., **304**, 189-201.

[176] Loos G. C. and Hogge C. B., 1979, Applied Optics, **18**, 2654–2661.

[177] Ma C., Arias E. F., Eubanks T. M. et al., 1998, Astron. J., **116**, 516–546.

[178] Makdissi A., Berthet J.-P. and de Clercq E., 1998, In: *Conference on Precision electromagnetic Measurements*, Washington, July 1998, 16–17.

[179] Marini J. W. and Murray C. W., 1973, NASA Publ., GFCX-591-73-351.

[180] Markowitz W., 1960, In: *Telescopes*, vol. 1 of *Stars and Stellar Systems*, G. P. Kuiper and B. M. Middlehurst (eds), Univ. of Chicago Press, 88–107.

[181] Martinez P. and Klotz A., 1999, *A practical Guide to CCD Astronomy*, Cambridge University Press, Cambridge.

[182] Mathieu J. P., 1985, *Optics*, Pergamon Press, Oxford. *Книга того же автора*: Руссо М., Матье Ж. П., 1976, *Задачи по оптике*, М.: Мир.

[183] Mayor D., 1985, In: *Stellar Radial Velocities*, A. G. Davis Philip and D. W. Lakha (eds), L. Davis Press, Schenectady, 35–48.

[184] McAlister H. A., Mason B.D., Hartkopf W. I. and Shara M. M., 1993, Astron. J., **106**, 1639–1655.

[185] McNally D., 1974, *Positional Astronomy*, F. Muller Educational, London.

[186] Mees C. E. and James T. H., 1977, *The Theory of Photographic Process*, Macmillan Co., New York. *Имеется перевод*: Миз К., Джеймс Т., 1973, *Теория фотографического процесса*, Л.: Химия, 576с.

[187] Michel F. C., 1991, *Theory of Neutron star Magnetospheres*, Univ. of Chicago Press, Chicago.

[188] Michelson A. R., 1992, *Physical Optics*, Van Nostrand Reinhold, New York.

[189] Mignard F., Borriello L., Kovalevsky J., 1989, In: *The Hipparcos Mission, The Data Reduction*, M. A. C. Perryman (ed.), ESA SP-1111, vol. III, 243–267.

[190] Mignard F., Froeschlé M., Badiali M. et al., 1992, Astron. and Astroph., **258**, 165–172.

[191] Mignard F., 1997, In: *Hipparcos, Venice'97*, B. Battrick (Ed), European Space Agency Publ., ESA SP-402, 5–10.

[192] Milonni F., 1999, Amer. J. of Physics, **67**, 476–485.

[193] Miyamoto M., Suzuki S., Hara H. and Kuwabara T., 1986, Astron. and Astroph., **169**, 367–372.

[194] Monet D. G., 1988, Annual Review of Astron. and Astroph., **26**, 413–440.

[195] Monet D. G., 1998, Bull. American Astron. Soc., **30**, 1927–1928.

[196] Morrison J. E., Röser S., McLean B. et al., 2001, Astron. J., **121**, 1752–1763.

[197] Morrison L. V., Gibbs P., Helmer L. et al., 1991, Astrophysics and Space Science, **177**, 31–34.

[198] Mourard D., 1991, Journal des Astronomes Français, № 39, 15–16.

[199] Mozurkewich D., Johnston K. J., Simon R. S. et al., 1991, Astron. J., **101**, 2207–2219.

[200] Murray C. A., 1983, *Vectorial Astrometry*, Adam Hilger Ltd., Bristol. *Имеется перевод*: Маррей К. Э., 1986, *Векторная астрометрия*, Киев: Наукова думка.

[201] Napier P. J., Bagri D. S., Clarck B. G. et al., 1994, Proceedings of the IEEE, **82**, 658–671.

[202] Nather R. W., 1970, Astron. J., **75**, 583–588.

[203] Nesterov V. V., Ovchinnikov A. A., Cherepaschuk A. M. and Sheffer E.K., 1990, In: *Inertial Coordinate System on the Sky*, J. H. Lieske and V. K. Abalakin (eds), Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 355–360.

[204] O'Neil E. L., 1963, *Introduction to statistical optics*, Addison-Wesley, Reading.

[205] Ostro S. J., 1987, In: *Encyclopedia of Physical Sciences and Technology*, Academic Press, vol. 10, 610–634.

[206] Paige C. C. and Saunders M.A., 1982, ACM Trans. Math. Software, **8**, № 1.

[207] Pèrez J. P., 1988, *Optique gèomètrique et ondulatoire*, Editions Masson, Paris.

[208] Perryman M. A. C. and Hassan H. (Eds.) 1989a, *The Hipparcos mission, pre-launch status*, vol. 1, *The Hipparcos satellite*, ESA SP-1111, European Space Agency, Paris.

[209] Perryman M. A. C., Turon C. (Eds.), 1989b, *The Hipparcos mission, pre-launch status*, vol. 2, *The Input Catalogue*, ESA SP-1111, European Space Agency, Paris.

[210] Perryman M. A. C., Lindegren L., Murray C. A., (Eds.), 1989c, *The Hipparcos mission, pre-launch status*, vol. 3, *The data reductions*, ESA SP-1111, European Space Agency, Paris.

[211] Pettengill G. H. and Shapiro I. I., 1965, Annual Review of Astron. and Astrophys., **7**, 377–410.

[212] Pinigin G. I., Sukharev L. A. and Timashkova G. M., 1974, In: *New Problems in Astrometry*, W. Gliese, C. A. Murray and R. H. Tucker (eds), IAU Symp. 61, Reidel Publ. Co., Dordrecht, 261–262.

[213] Podobed V. V. – Подобед В. В., *Фундаментальная астрометрия*, 2 изд., М., 1968.

[214] Polozhentsev D. D. – Положенцев Д. Д., 1985, *Новые идеи и методы классической астрометрии*, Изд. Ленингр. ун-та, 72 с..

[215] Poppe P. C. R., Leister N. V., Laclare F. and Delmas C., 1998, Astron. J., **116** 2574–2582.

[216] Quist C. F., Lindegren L. and Söderhjelm S., 1997, In: *Hipparcos, Venice'97*, B. Battrick (Ed), European Space Agency Publ., ESA SP-402, 257–262.

[217] Rao C. R. and Mitra S. K., 1971, *Generalized Inverse of Matrices and its Applications*, John Wiley & Sons, New York.

[218] Reasenberg R. D., Babcock R. W., Chandler J. F. et al. 1988, Astron. J., **96**, 1731–1745.

[219] Rèquième Y., 1973, Astron. and Astroph., **23**, 453–460.

[220] Rèquième Y., 1990, In: *Journèes systèmes de rèfèrence spatio-temporels, 1990*, N. Capitaine and S. Dèbarbat (eds), Observatoire de Paris Publ., 205–208.

[221] Rèquième Y. and Rapaport M., 1986, In: *Astrometric techniques*, H. K. Eichhorn and R. J. Leacock (eds), IAU Symp. 109, Reidel Publ. Co., Dordrecht, 543–550.

[222] Roddier C. and Roddier F., 1975, Journ. of Optical Soc. of America, **65**, 664–667.

[223] Roddier F., 1981, Progr. Optics, **19**, 283–368.

[224] Roggemann M. C. and Welsh B., 1996, *Imaging through Turbulence*, CRC Press, Boca Raton and New York.

[225] Rohlfs K., 1986, *Tools of Radio Astronomy*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg.

[226] Rösch J., Wlèrick G. and Boussuge C., 1962, In *Photoelectronic Image Devices*, J. D. McGee, W. L. Wilcock and L. Mandel (eds), Academic Press, New York, 357.

[227] Röser S. and Bastian U., 1991, *PPM star Catalogue*, 2 vol., Spectra, Akademischen Verlag, Heidelberg.

[228] Röser S., 1995, In: *Dynamics, Ephemerides and Astrometry of the Solar System*, IAU Symposium 172, S. Ferraz Mello, B. Morando and J.-E. Arlot (eds), Kluwer Acad. Publ. Dordrecht, 481–482.

[229] Röser S., 1999, In: *Review in Modern Astrometry*, R. Schielicke (ed.), Astronomische Geselschaft, Hamburg, **12**, 97–106.

[230] Rousseau S., Busset J. P. and Rèquième Y., 1991, Astrophys. and Space Science, **177**, 245–250.

[231] Ruderman M., Shaham J. and Tawani M., 1988, Astroph. J., **336**, 507–518.

[232] Russell J. L., Lasker B. M. and Jenkner H., 1988, In: *Mapping the Sky*, IAU Symp. 133, S. Dèbarbat et al. (eds), Reidel Publ. Co., Dordrecht, 235–238.

[233] Ryba M. F. and Taylor J. H., 1991, Astroph. J., **371**, 739–748.

[234] SAO, 1966, *Smithsonian Astrophysical Observatory Star Catalog*, Smithsonian Publ., Washington, 4 vol.

[235] Schilbach E., Röser S. and Bastian U., 2000, IN: *Journèes 1999, Systèmes de rèfèrence spatio-temporels*, M. Soffel and N. Capitaine (eds), Paris Observatory, 111–118.

[236] Schmidt-Kaler T., 1979, In: *Modern Astrometry*, IAU Colloq. 48, Univ. Observatory of Vienna Publ., 55–64.

[237] Schroeder D. J., 1987, *Astronomical Optics*, Academic Press, San Diego.

[238] Schuh H., 1988, In: *The Earth's Rotation and Rerence Frames for Geodesy and Geodynamics*, A. K. Babcock and G. A. Wilkins (eds), IAU Symposium 128, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 171–180.

[239] Seidelmann P. K., 1991, Adv. Space Research, **11**, № 2, 103–111.

[240] Seidelmann P. K., 1982, Celestial Mechanics, **27**, 79–106.

[241] Seidelmann P. K. (ed.), 1992, *Explanatory Suppl. to the Astronomical Almanac*, Univ. Science Books, Mill Valley, California.

[242] Seidelmann P. K., 2000, In: *Towards Models and Constants for Sub-microarcsecond Astrometry*, K. J. Johnston et al. (Eds), IAU Coll. 180, US Naval Observatory, Washington, 398–414.

[243] Shao M. and Colavita M. M., 1992, Annual Review of Astron. and Astroph., **30**, 457–498.

[244] Shao M., Colavita M. M., Hines B. E. et al., 1988, Astron. and Astroph, **193**, 357–371.

[245] Shao M., Colavita M. M., Hines B. E. et al., 1990, Astron. J., **100**, 1701–1711.

[246] Shao M. and Staelin D. H., 1977, Journal Opt. Soc. Am., **67**, 81–86.

[247] Shen Y. R., 1984, *The Principles of Non-Linear Optics*, John Wiley & Sons, New York.

[248] Shornikov O. E., Shulga A. V., Liadovoi N. S. et al., 1990, In: *Inertial Coordinate System on the Sky*, J. H. Lieske and V. K. Abalakin (eds), IAU Symp. 141, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 88.

[249] Siegman A. E., 1971, *An Introduction to Lasers and Masers*, McGraw-Hill, New York.

[250] Silvey S. D., 1975 (reprinted in 1991), *Statistical Inference*, Chapman and Hall, London.

[251] Sim M. E., 1978, In: *Modern Techniques in Astronomical Photography*, R. M. West and J. L. Heudier (eds), ESO Publ., Garching, 23–41.

[252] Smith C., 1980, Mitt. Astron. Gesel, **48**, 95–108.

[253] Smith C. A., Corbin T.E., Hughes J. A. et al.,1990, In: *Inertial Coordinate System on the Sky*, J. H. Lieske and V. K. Abalakin (eds), IAU Symp. 141, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 457–463.

[254] Smith E. K. Jr. and Weintraub S., 1953, Proceedings IRE, **41**, 1035–1037.

[255] Söderhjelm S., Evans D. W., van Leeuwen F. and Lindegren L., 1992, Astron. and Astroph., **258**, 157–164.

[256] Söderhjelm S. and Lindegren L., 1997, In: *Hipparcos, Venice'97*, B. Battrick (Ed), European Space Agency Publ., ESA SP-402, 425–428.

[257] Soffel M. H., 1989, *Relativity in Astrometry, Celestial Mechanics and Geodesy*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg.

[258] Soffel M. H., 2000, In: *Towards Models and Constants for Sub-microarcsecond Astrometry*, K.J. Johnston et al. (eds), IAU Coll. 180, US Naval Observatory, Washington, 283–292.

[259] Standish E. M. Jr., 1990, Astron. and Astroph., **233**, 252–271.

[260] Stephenson F. R. and Morrison L. V., 1984, Philos. Trans. Royal Soc., London, Ser. A, **313**, 47–70.

[261] Stinebring D. R., Cordes J. M., Weissberg J. M. et al. 1984, Astroph. J. Suppl., **55**, 279–288.

[262] Stone R. C., 1993, In: *Developments in Astrometry and their Impact on Astrophysics and Geodynamics*, I. I. Mueller and B. Kolaczek (eds), IAU Symp. 156, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 65–70.

[263] Stone R. C., 1996, Publ. Astron. Soc. Pacific, **108**, 1051–1058.

[264] Stone R. C., Monet D. G., Monet A. K. B. et al., 1996, Astron.J., **111**, 1721-1742.

[265] Stone R. C., Pier J. R. and Monet D. G., 1999, Astron. J., **118**, 2488-2502.

[266] Strand K. Aa., 1971, Publ. USNO, Washington, 2nd ser., vol. XX, part 1, 9–29.

[267] Sukharev L. A. – Сухарев Л. А., 1960, Известия ГАО, Пулково, № 166, 38–48.

[268] Taff L. G., 1990a, Experimental Astronomy, **1**, 237–266.

[269] Taff L. G., 1990b, Astron. J., **366**, 407–418.

[270] Taff L. G., 1991, Adv. Space Research, **11**, № 2, 97–102.

[271] Tatarski V.., 1961, *Wave propagation in a turbulent medium*, R. Silverman (transl.), McGraw-Hill, New York. *Русские книги того же автора*: Татарский В. И., 1959, *Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере*, Издание АН СССР; Татарский В. И., 1967, *Распространение волн в турбулентной среде*, М: Наука.

[272] Taylor J. H., Fowler L. A. and McCulloch P. M., 1979, Nature, **277**, 437–440.

[273] Taylor J. H., Stinebring D. R., 1986, Annual Rev. Astron. and Astrophys., **24**, 285–327.

[274] Taylor J. H. and Weisberg T. M., 1989, Astroph. J., **345**, 434–450.

[275] Teixeira R., Camargo J. I. B., Benevides-Soares P. and Rèquième Y., 1998, Astron. and Astroph., **333**, 1107–1111.

[276] Thomson A. R., Clark B. G., Wade C. M. and Napier P. J., 1980, Astroph. J. Suppl., **44**, 151–167.

[277] Thomson A. R., Moran J. M. and Swenson G. W. Jr., 1986, *Interferometry and Synthesis in Radioastronomy*, John Wiley & Sons, New York. *Имеется перевод*: Томсон Р., Моран Дж., Свенсон Дж., 1969, *Интерферометрия и синтез в радиоастрономии*, М.: Мир.

[278] Timashkova G. M. – Тимашкова Г. М., 1962, Известия ГАО, Пулково, № 171, 3–13.

[279] Tinney C. G., 1993, Astron. J., **106**, 1169–1178.

[280] Turon C. and 53 other authors[1], 1992a, *The Hipparcos Input Catalogue*, 7 volumes, ESA SP-1136, European Space Agency, Paris.

[281] Turon C., Gómez A., Crifo F. et al., 1992b, Astron. and Astroph., **258**, 74–81.

[1]На титульном листе издания перечислены 90 фамилий, в числе 37 авторов – Ж.Ковалевский, Ф.Оксенбайн, Э.Хёг и Н.Закариас. (*Прим. ред.*)

[282] Turon C., Arenou F., Crifo F. et al., 1992c, Highlights in Astronomy, **9**, 388.

[283] Tyson R. K., 1991, *Principles of Adaptive Optics*, Academic Press, New York.

[284] Tyson N. D. and Gal R. R., 1993, Astron. J., **106**, 1206–1212.

[285] Ulvestad J. S., 1999, New Astronomy Review, **43**, 531–534.

[286] Urban S. E., Corbin T. E., Wycoff G. L. et al., 1998a, Astron. J., **115**, 1212–1223.

[287] Urban S. E., Corbin T. E., Wycoff G. L., 1998b, Astron. J., **115**, 2161–2166.

[288] Urban S. E., Seidelmann P. K., Germain M. et al., 2000, In: *Journèes 1999, Systèmes de rèfèrence spatio-temporels*, M. Soffel and N. Capitaine (eds), Paris Observatory, 131-135.

[289] Van de Kamp P., 1967, *Principles of Astrometry*, W. H. Freeman and Co., San Francisco.

[290] Van de Kamp P., 1981, *Stellar Paths*, Astrophysics and Space Sc. Lib., Reidel Publ. Co., Dordrecht, **85**, 6–12.

[291] Vanier J. and Audoin C., 1989, *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*, Adam Hilger, Bristol, 2 vol.

[292] Vigouroux G., Billaud G., Boche R. et al., 1992, Astron. and Astroph. Suppl., **96**, 477–484.

[293] Wahr J. M., 1981, Geophys. J. Royal Astr. Soc., **64**, 705–727.

[294] Walker G., 1987, In: *Astronomical Observations, an Optical Perspective*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 164–177.

[295] Wallis B. D. and Prown R. W., 1988, In: *A Manual of Advanced Celestial Photography*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 209–231.

[296] Watts C. B., 1960, on: *Telescopes*, vol. 1 of *Stars and Stellar Systems*, G. P. Kuiper and B. M. Middlehurst (eds), Univ. of Chicago Press, 80–87.

[297] Webb P. P. and McIntyre R. J., 1970, Bull. American Physical Soc., **15**, 813.

[298] Welford W. T., 1986, *Aberrations of Optical Systems*, Adam Hilger Ltd., Bristol.

[299] Wilkinson P. N., 1989, In: *Very Long Baseline Interferometry, Techniques and Applications*, M. Felli and R.E. Spencer (eds), Kluwer Acad. Publ., 183–197.

[300] Wilson J. and Hawks J.F.B., 1987, *Lasers Principles and Applications*, Prentice Hall, London.

[301] Wohlleben R., Mattes H. and Krichbaum T., 1991, *Interferometry in Radioastronomy and Radar Techniques*, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht.

[302] Woolard E.W. and Clemence G.M., 1966, *Spherical Astronomy*, Academic Press, New York.

[303] Yeomans D.K., Ostro S.J., Chodas P.W., 1987, Astron. J., **94**, 189–200.

[304] Yoshizawa M., Sato K., Nishikawa J. et al., 1997, In: *Hipparcos, Venice'97*, B. Battrick (ed), European Space Agency Publ., ESA SP-402, 795–797.

[305] Young J.S., Baldwin J.E., Boysen R.C. et al., 2000, In: *Interferometry in Optical Astronomy*, P. Lèna and A. Quirrenbach (Eds.); Proceedings of SPIE, **4006**, 472–480.

[306] Zacharias N., Urban S.E., Zacharias M.F. et al, 2000, Astron. J., **120**, 2131–2147.

[307] Zacharias N., Zacharias M.F. and Urban S.E., 2000, Astron. J., **120**, 1148–1152.

Литература, добавленная при переводе

[1*] Борн М., Вольф Э., *Основы оптики*, 2-е изд., М.: Наука, 1973.

[2*] Кендалл М., Стьюарт А., *Статистические выводы и связи*, М: Наука, 1973.

[3*] Kovalevsky J. and Seidelmann P.K.,*Fundamentals of Astrometry*, Cambridge University Press, 2004.

[4*] Ландсберг Г.С., *Оптика*, М.: Наука, 1976.

[5*] Максутов Д.Д., *Астрономическая оптика*, 2-е изд., М.: Наука, 1979.

[6*] Матвеенко Л.И., Кардашев Н.С., Шоломицкий Г.Б., Изв. вузов, сер. «Радиофизика», 1965, т.8, с.651.

[7*] Михельсон Н.Н., *Оптические телескопы: теория и конструкция*, М.: Наука, 1976.

[8*] Попов Г.М., *Современная астрономическая оптика*, М.: Наука, 1988.

[9*] Sekido M., Imae M., Hanado Y. et al. Pulsar VLBI experiment with the Kashima (Japan) – Kalyazin (Russia) baseline. 1999, New Astron. Rev., **43**, 599–602.

[10*] Whitney A.R. How do VLBI correlators work? *In IVS 2000 General Meeting Proc.*, 187-205.

Предметный указатель

CORAVEL, 185–187

GPS, 408–410
- метод Доплера, 413
- наблюдения, 410–413
- точность, 412

VLBA, 367, 372

Аберрации
- оптические, 51–55, 146
- хроматические, 56–58

Аберрация
- астрономическая, 112
- суточная, 114
- сферическая, 52
- хроматическая, 148

Адаптивная оптика, 45, 89–91
Аллана дисперсия, 378
Апланат, 53
Астигматизм, 54
Астролябия, 234–243
- Mark-4, 241
- инструментальные параметры, 242, 246
- наблюдения, 245
- полный входной зрачок, 236–241
- призматическая, 235
- принцип работы, 231–232
- солнечная, 249–254, 430
- солнечная многопризменная, 252
- солнечная с переменной призмой, 255

Астрометрия, 20
- внеатмосферная, 259
- внегалактические объекты, 428
- глобальная, 441–446
- длиннофокусная, 134
- задачи, 21–28
- звезды, 429–438
- космическая, 440–450
- малое поле, 129, 452
- наземная, 452
- объекты Солнечной системы, 430
- программы, 427–433
- фотографическая, 130–150
- широкое поле, 191
- большое поле, 30
- глобальная, 30
- космическая, 32
- малое поле, 30
- наземная, 31
- программы, 28

Астрометрия
- очень малое поле зрения, 317

Астрометрия с Луны , 449
Атмосфера
- неоднородность, 77
- строение, 79
- строение, 77
- турбулентность, 77–81

Атмосферная рефракция, 59, 147

Лапласа формула, 70
астролябия, 242
давление, 65
дифференциальная, 67
меридианный круг, 207
монохроматическая, 60–67
нормальная, 65
температура, 65
хроматическая, 67–72, 356
эмпирическая поправка, 70–72
Лапласа формула, 65
Атомные часы, 387
водородные, 389
космос, 387
рубидиевые, 388
стабильность, 390
цезиевые, 387

Веса, 126
Внегалактические объекты, 22, 435–437
Водородный мазер, 389
Вращение
искусственный спутник, 104
Вращение Земли, 432
GPS, 412
неравномерность, 103
матрица, 101
Время
передача, 411
Вынужденное излучение, 379, 394

ГЛОНАСС, 413
Галактика, 439
динамика, 440
Гаусса-Маркова теорема, 126
Гиппаркос
собственные движения, 297
астрометрические параметры, 292, 295, 307
входной каталог, 265, 267
двойные звезды, 285, 286, 298–300
инструментальные параметры, 288
итерации, 296
координаты на решетке, 283
метод сканирования, 267
наблюдения, 269, 270
объекты Солнечной системы, 302
описание, 261, 265
опорные большие круги, 276, 286–292
определение ориентации, 277–282
основная решетка, 282–285
параллаксы, 297
преобразование <решетка-поле 275
редукция данных, 271
редукция на сферу, 293
система отсчета, 303–305
точность, 281, 284, 290, 306
управление ориентацией, 268
фотометрия, 300, 308
Гладстоуна–Дейла закон, 63
Гномоническая проекция, 106–107

Движение полюса, 102
Двойные звезды, 430
Гиппаркос, 299
интерферометрия, 331
покрытия Луной, 350
Диск Эйри, 43, 45
Дисперсия, 124
единицы веса, 127
метод наименьших квадратов, 128
оценка, 123
Диссектор, 216
Дисторсия, 55
Дифракция, 40–41

круглая апертура, 42–45
полуплоскость, 344–346
хроматизм, 58
Добротность, 374
Доплеровский эффект, 116

Звездная астрофизика, 23
Звездная кинематика, 24, 439
Звездное время, 101, 102, 323

Измерительные машины, 142–144
Изображение
мгновенное, 85
общее, 144
условное, 51
физическое, 50, 56
фотографическое, 140
Инструментальные параметры, 117
Гиппаркос, 275
РСДБ, 369
Тихо, 311
астролябия, 242, 246
оптическая интерферометрия, 355
разрешающая способность, 45
Инструментарий, 28
Интерференция, 318–320
Интерферометр
CERGA, 325
Mark III, 325–331
NPOI, 339
OCA, 325
VLA, 365
Майкельсона, 320
Тест, 339
разрешающая способность, 337
Интерферометрия
NPOI, 358–360
амплитудная, 317
двойные звезды, 331–333
звездная, 321
космическая, 446–449
наблюдения, 355
полосы, 324
протяженные источники, 334–337
радио, 360–372
фазовая, 352–355

Калибровка, 120
CORAVEL, 187
ПЗС, 158
меридианный инструмент, 203
объективная призма, 190
Каталог Hipparcos, 305–308
Каталог звезд, 150–153
астролябия, 248
каталог гидировочных звезд, 309
меридианный круг, 225
Каустика, 52, 54
Качество изображения, 83–85
Ковариация, 124
метод наименьших квадратов, 128
Когерентность, 46
время, 48, 324
длина, 49
Когерентность
длина, 321
Колмогорова закон, 80
Кома, 52
Кометы, 26
Космический телескоп имени Хаббла, 170–173
датчики точного наведения, 173–177
широкоугольная камера, 181
Кривизна параллели, 233–234
Кривизна поля, 55

Лазер, 393
импульсное излучение, 394
непрерывное излучение, 394
Лазерная дальнометрия, 396–397
КПД системы, 401–403

Луны, 398–406
обработка данных, 403–407
спутников, 406
Локальные координаты, 100
Луна, 27
Лучевая скорость, 24, 183
определение, 185–190

Матрица вращения, 98
Меридианный круг, 195–198
азимут оси, 202
горизонтальный, 220–222
коллимация, 200
наклонность, 201
осевой, 222
относительные наблюдения, 224
полная обработка, 226
склонение, 205
точность, 227
труба, 206
формула Бесселя, 204
Мерцание звезд, 79
Метод наименьших квадратов, 124–128
Метод равных высот, 243–245
Микрометр, 209
ПЗС, 218
вращающаяся маска, 210–212
диссектор, 217
решетка, 212–216
Многоканальный астрометрический фотометр, 167–170
Модуляционная функция передачи
HST–FGS, 178

Наблюдения
моделирование, 118
Неопределенность, 121
оценка, 124
оценка, 122
Нутация, 102

Обзор Sloan, 162
Обработка наблюдений
HST–FGS, 181
астролябия, 246
меридианный круг, 223–227
солнечная астролябия, 253–255
Общая теория относительности, 113
аберрация, 113
временная задержка света, 115
отклонение света, 114
допплеровское смещение частоты, 116
Объективная призма, 190
Объекты Солнечной системы
астрометрия, 430
Опорные системы отсчета, 97
Оптика
физическая, 36–49
геометрическая, 34–36
Оптическая длина пути, 35
Оптическая накачка, 380
Оптическая передаточная функция, 86, 342
Ориентация
Гиппаркос, 277–282
Освещенность, 37
Осциллятор, 374–375, 380
кварцевый, 375–378

ПЗС
астрометрические наблюдения, 159
астрометрия, 450
микрометр, 218
приемники, 88
процедура наблюдения, 159
режим сканирования, 161–164
телескоп, 219
широкоугольная камера КТХ, 181

приемник, 155–157
Параллакс, 23, 429
годичный, 109
суточный, 110
Периодическая решетка
модуляция, 164–167
модуляция, 282
Планеты, 25
малые, 26
радиолокация, 416–418
Поект GAIA, 446
Покрытия Луной
наблюдения, 347, 348
ограничения, 350
теория, 346
точность, 351
Преломление
Снеллиуса закон, 36
Преобразование поле-фокус, 105, 146, 148
Гиппаркос, 274–276
Прецессия, 102
Призма Кестера, 173
Призма объективная, 188
Принцип Гюйгенса, 38
Принцип суперпозиции, 38, 40, 319
Проект DIVA, 441
Проект FAME, 443
Проект GAIA, 445
Проект SIM, 447
Промежуточная система
земная, 104
небесная, 104
Прямое восхождение, 196, 199–200
Пульсар, 418
интерпретация наблюдений, 423–426
миллисекундный, 419
хронометрирование, 76
Пульсар
хронометрирование, 420–422
Пьезоэлектричество, 376

РСДБ, 366–372
звезды, 370
космические, 372, 448
редукция наблюдений, 368–370
точность, 370, 372
Радиолокация планет, 414
наблюдения, 414–418
Разрешающая сила, 86–88
Распространение
в атмосфере, 80, 82
в плазме, 75, 422
света, 34–38, 40
Расстояние, 31, 393
GPS, 410
Лазерная дальнометрия Луны, 405
измерения, 72
псевдодальность, 408
Редукция наблюдений, 92, 117–121
HST–FGS, 177
ПЗС, 162
фотографические пластинки, 146–150
Рефракция
Снеллиуса закон, 60
в ионосфере, 75–76
в расстоянии
в оптическом диапазоне, 72
в радиодиапазоне, 74–76
Рэлея критерий, 45, 83, 338, 370

Система Земля–Луна, 27, 432
Система координат, 25
Система отсчета, 96, 439
внегалактическая, 439
FK5, 96
внегалактическая, 23, 95
динамическая, 94–96
земная, 100, 104

идеальная, 94
кинематическая, 94–96
небесная, 101
условная, 95
Системы отсчета, 93
Склонение, 196, 205–208
Собственное движение, 24, 111
Собственные движения, 436
астролябия, 249
Солнце, 25, 430
Спекл-интерферометрия, 340–344
автокорреляционный метод, 341
наблюдения, 343
преобразование Фурье, 342
Спеклы, 80, 341
Спектроскопия, 31, 184
Спутники
искусственные, 27
естественные, 26
Стандарт частоты, 382
атомный фонтан, 384
фонтан, 384
цезиевый, 382–387
Стандартное отклонение, 123
Стандартные координаты, 106
Структурный коэффициент показателя преломления, 81

Телескоп, 131
Шмидта, 132–134
астрограф, 131
длиннофокусный, 134
радио, 360–363
Тихо, 308–313
астрометрические параметры, 312, 313
идентификация звезд, 310
обнаружение звезд, 309
Тихо-2, 314–316
астрометрические параметры, 315
идентификация прохождений, 315
Точность, 122

Углы
измерения, 192
разделенный круг, 193
стандарт, 193
Устройство отождествления звезд
наблюдения, 273, 309
отклик одиночной щели, 271–273

Ферма принцип, 35
Фотографическая зенитная труба, 256–258
Фотография
гиперсенсибилизация, 139
эмульсия, 136–139
Фотометрия, 31
Гиппаркос, 300
Фотоумножитель, 153
Фотоэлектричество, 153
Фрида параметр, 82, 85
Функции Бесселя, 42
Функция видности, 336, 364
Функция рассеяния точки, 43

Хронометрирование, 31, 373–390
Хронометрирование
пульсаров, 418–426

Центральная проекция, 106–107, 146

Ширина полосы, 46–47, 374
Шкала времени
TAI, 390–393
UTC, 392
Шкала расстояний, 435, 437

Эфемеридное начало
небесное, 104

Жан (Иван Иванович) Ковалевский

родился 18 мая 1929 г. в Неюлли на Сене, Франция.

Окончил институт Ecole Normale Superieure в Париже по специальности «математика» в 1954 г., затем работал в Парижской обсерватории. После 18-месячной стажировки в обсерватории Йельского университета получил степень доктора наук в Парижском университете за изучение движения восьми спутников Юпитера.

В 1961-1971 гг. был ответственным за вычисление эфемерид и небесную механику в Бюро долгот, в 1971-1979 гг. директор группы «Космическая геодезия». Основатель и первый директор Центра по изучению проблем геодинамики и астрономии (Centre d'Etudes et de Recherches en Geodynamique et Astronomie, CERGA) в Грассе, до 1982 г., и после перерыва с 1988 по 1992 гг. Руководитель международного консорциума FAST по обработке данных наблюдений, выполненных Европейским астрометрическим спутником HIPPARCOS (1981-1997).

Президент Национального Бюро по метрологии (с 1994 г. по настоящее время). Член Международного комитета мер и весов (CIPM) с 1985 по 2004 гг., президент этого комитета в 1997-2004 гг. Член Парижской академии наук с 1988 г. и нескольких других академий. Автор нескольких книг по небесной механике и астрометрии и более 300 статей и докладов.