

В.Н. ОБРИДКО

# СОЛНЕЧНЫЕ ПЯТНА И КОМПЛЕКСЫ АКТИВНОСТИ



Москва "Наука"

Главная редакция  
физико-математической литературы

1985

22.656  
О-24  
УДК 523.74

**Обридко В.Н.** Солнечные пятна и комплексы активности. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1985. — 256 с.

Книга посвящена физике солнечных пятен — основных элементов солнечной активности. Изложение охватывает как наблюдательные аспекты, так и теорию соответствующих явлений. С единой точки зрения рассмотрены строение и модели тени и полутени солнечного пятна, структура и теория магнитных полей, волновые процессы и перенос энергии, хромосфера и корона пятна. Проанализированы аналогичные явления на звездах. Второе основное свойство солнечной плазмы — глобальная организация деятельности Солнца — находит свое отражение в образовании комплексов активности.

Для специалистов по астрофизике, геофизике и космическим исследованиям, а также для студентов старших курсов и аспирантов указанных специальностей.

Табл. 22. Ил. 32. Библиогр. 806 назв.

Рецензент

доктор физико-математических наук Э.Е. Дубов

О  $\frac{1705040000-097}{053(02)-85}$  150-85

© Издательство "Наука"  
Главная редакция  
физико-математической  
литературы, 1985

## ОГЛАВЛЕНИЕ

|   |           |
|---|-----------|
| Предисловие . . . . .   | 7         |
| Введение . . . . .  | 9         |
| <b>Глава 1</b>  |           |
| <b>Морфология солнечного пятна . . . . .</b>  | <b>14</b> |
| 1.1. Введение . . . . .   | 14        |
| 1.2. Современные наблюдения пятен с высоким разрешением . . . . .   | 16        |
| 1.3. Структура тени солнечного пятна . . . . .  | 19        |
| 1.4. Строение полутени . . . . .  | 24        |
| <b>Глава 2</b>  |           |
| <b>Непрерывный спектр и температура тени пятна. . . . .</b>   | <b>29</b> |
| 2.1. Введение . . . . .   | 29        |
| 2.2. Методика наблюдений и коррекции относительной интенсивности солнечного пятна . . . . .   | 30        |
| 2.3. Учет паразитного света . . . . .   | 32        |
| 2.4. Относительная интенсивность тени солнечного пятна . . . . .  | 36        |
| 2.5. Зависимость фотометрических свойств от индивидуальных особенностей пятен . . . . .   | 48        |
| 2.5.1. Зависимость яркости пятна от его площади (48). 2.5.2. Зависимость физических условий в пятне от напряженности магнитного поля (50). 2.5.3. Зависимость физических условий от возраста пятна (52). 2.5.4. Другие проявления индивидуальности пятен (52) |           |
| 2.6. Зависимость яркости тени от положения пятна на диске . . . . .   | 55        |
| 2.7. Температурная модель тени. . . . .   | 57        |
| 2.8. Относительная интенсивность полутени пятна. . . . .  | 62        |
| 2.9. Заключение. . . . .  | 64        |
| <b>Глава 3</b>  |           |
| <b>Линейчатый спектр тени и модели тени. . . . .</b>  | <b>65</b> |
| 3.1. Эквивалентные ширины линий в спектре тени. Линии ионов . . . . .   | 65        |
| 3.2. Методы построения эмпирических и полуэмпирических моделей солнечного пятна . . . . .   | 69        |
| 3.2.1. Основные предположения (69). 3.2.2. Общая схема вычислений (72)  |           |
| 3.3. Модели тени, распределение газового и электронного давлений . . . . .  | 75        |
| 3.4. Лучистое равновесие в тени и проблема дополнительного поглощения . . . . .   | 81        |
| 3.5. Прозрачность тени. Эффект Вильсона. Нуль-пункт шкалы оптических глубин. . . . .  | 82        |
| 3.5.1. Эффект Вильсона (83). 3.5.2. Оценка прозрачности по сдвигам пятен по направлению к краю при измерениях внутри спектральных линий (88)  |           |

|  |            |
|--|------------|
| 3.6. Молекулярные линии в тенях пятен . . . . .  | 89         |
| 3.7. Спектральный класс солнечного пятна . . . . .   | 91         |
| 3.8. О выборе линий для исследований пятна . . . . .   | 93         |
| <b>Глава 4</b>   |            |
| <b>Конфигурация магнитного поля в солнечных пятнах . . . . .</b>   | <b>94</b>  |
| 4.1. Методические основы измерений магнитных полей с помощью эффекта Зеемана . . . . .   | 94         |
| 4.1.1. Фотографические и визуальные методы измерения магнитных полей (96) . 4.1.2. Фотоэлектрический магнитограф для измерения продольной составляющей поля (97) . 4.1.3. Фотоэлектрический вектор-магнитограф (98) . 4.1.4. Проблема калибровки вектор-магнитографа (100) |            |
| 4.2. Теория образования спектральных линий в магнитном поле и проблема количественной интерпретации показаний солнечных вектор-магнитографов . . . . .   | 102        |
| 4.2.1. Основы теории образования спектральных линий в магнитном поле (103). 4.2.2. Методы решения уравнения (4.31) с учетом рассеяния (107) . 4.2.3. Зависимость решения от модели рассеяния, выбор рабочего участка (108)   |            |
| 4.3. Усредненные характеристики магнитного поля солнечного пятна . . . . .   | 112        |
| 4.3.1. Общая структура поля в пятне на уровне фотосферы (112) . 4.3.2. Вертикальные токи в пятне (116) . 4.3.3. Вертикальный градиент поля в пятне (118) . 4.3.4. Магнитный поток солнечного пятна (121) . 4.3.5. Магнитное поле над пятном в хромосфере (122)             |            |
| 4.4. Методы экстраполяции магнитного поля в верхние слои атмосферы . . .   | 123        |
| 4.5. Магнитогидростатическое равновесие и феноменологические модели . . .  | 126        |
| 4.6. Звездные пятна . . . . .  | 130        |
| <b>Глава 5</b>   |            |
| <b>Тонкая структура солнечного пятна . . . . .</b>   | <b>131</b> |
| 5.1. О двухкомпонентной структуре магнитного поля солнечного пятна . . . .   | 131        |
| 5.2. Расщепление $\pi$ -компоненты в спектре тени солнечного пятна . . . . .   | 133        |
| 5.3. Кроссовер-эффект в тени пятна . . . . .   | 136        |
| 5.4. Широкополосная поляризация излучения солнечных пятен . . . . .  | 138        |
| 5.5. Двухкомпонентная модель солнечного пятна . . . . .  | 139        |
| 5.6. О природе различия эмпирических и теоретических калибровочных кривых для вектор-магнитографа . . . . .  | 143        |
| 5.7. О природе ярких образований в тенях солнечных пятен . . . . .   | 145        |
| 5.7.1. Светлые элементы как отражение конвекции в глубоких слоях тени, качественная модель (146) . 5.7.2. Грануляция в фотосфере и в тени пятна, основные механизмы (147) . 5.7.3. Вынужденная колебательная конвекция (149)   |            |
| 5.8. Заключение . . . . .  | 151        |
| <b>Глава 6</b>   |            |
| <b>Физические условия в полутени и в окрестностях пятна . . . . .</b>  | <b>152</b> |
| 6.1. Тонкая структура магнитного поля в полутени . . . . .   | 152        |
| 6.2. Однородные модели полутени . . . . .  | 153        |
| 6.3. Тепловой режим тени и полутени пятна . . . . .  | 154        |

|  |            |
|--|------------|
| 6.4. Изолирующая защитная оболочка вокруг тени пятна . . . . .   | 155        |
| 6.5. Физические условия в защитной оболочке, ее роль в устойчивости пятна . . . . .  | 156        |
| 6.6. Эффект Эвершеда и его роль в образовании полутени . . . . .   | 159        |
| 6.7. Двухкомпонентные модели полутени . . . . .  | 162        |
| 6.8. Суперполутень и хромосферный эффект Эвершеда . . . . .  | 164        |
| <br><b>Глава 7</b>   |            |
| <b>Строение хромосферы и короны пятна . . . . .</b>  | <b>165</b> |
| 7.1. Введение . . . . .  | 165        |
| 7.2. Морфологические особенности сильных фраунгоферовых линий в тени пятна . . . . .   | 166        |
| 7.3. Наблюдения линий переходной зоны и короны . . . . .   | 169        |
| 7.4. Физические условия в атмосфере над пятном . . . . .   | 171        |
| 7.5. Сводка противоречий в однородных моделях атмосферы над пятном . . . . .   | 177        |
| 7.6. Неоднородная модель атмосферы над пятном . . . . .  | 178        |
| 7.6.1. Нижняя хромосфера (179). 7.6.2. Модель переходного слоя и короны (180)  |            |
| 7.7. Физические механизмы нагрева и структура атмосферы пятна . . . . .  | 183        |
| <br><b>Глава 8</b>   |            |
| <b>Колебания и волны в пятнах . . . . .</b>  | <b>186</b> |
| 8.1. Введение . . . . .  | 186        |
| 8.2. Сводка экспериментальных данных о квазипериодических процессах . . . . .  | 186        |
| 8.3. Природа колебаний в пятне . . . . .   | 189        |
| <br><b>Глава 9</b>   |            |
| <b>Температурный режим неоднородностей и выходящее излучение . . . . .</b>   | <b>194</b> |
| 9.1. Введение . . . . .  | 194        |
| 9.2. Постановка задачи . . . . .   | 194        |
| 9.3. Метод решения, сводка полученных решений . . . . .  | 196        |
| 9.4. Самосогласованная задача в слоисто-однородной среде с неоднородным подводом тепла . . . . .   | 197        |
| 9.5. Самосогласованная задача в неоднородной среде с неоднородным подводом тепла . . . . .   | 199        |
| 9.6. Характеристики излучения фотосферных неоднородностей . . . . .  | 201        |
| 9.6.1. Введение (201). 9.6.2. Соотношения между размерами и яркостями наблюдаемых неоднородностей солнечной фотосферы при наблюдениях в центре диска (202). 9.6.3. Зависимость относительной интенсивности элементов от их положения на диске (204). 9.6.4. Фотометрический профиль неоднородности и изофоты (206) |            |
| <br><b>Глава 10</b>  |            |
| <b>Комплексы активности . . . . .</b>  | <b>208</b> |
| 10.1. Введение . . . . .   | 208        |
| 10.2. Общие закономерности активных областей и глобальной организации . . . . .  | 208        |
| 10.3. Группы пятен . . . . .   | 212        |
| 10.3.1. Классификация групп солнечных пятен (214). 10.3.2. Частота   |            |

встречаемости различных размеров пятен, групп и активных областей (220). 10.3.3. Возникновение и распад пятен (221)

|  |            |
|--|------------|
| 10.4. Комплексы активности . . . . .                                 | 224        |
| <b>Глава 11</b>  |            |
| <b>Теория солнечных пятен . . . . .</b>                              | <b>225</b> |
| <b>Приложение</b>  |            |
| <b>Сводка количественных характеристик солнечных пятен . . . . .</b> | <b>235</b> |
| <b>Список литературы . . . . .</b>                                   | <b>237</b> |

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга посвящена в основном физике солнечных пятен. За 20 лет, прошедших с момента выхода последней монографии, посвященной этой проблеме (Р. Брей, Р. Лоухед, 1963), существенно изменились наши представления о том, как устроено солнечное пятно. По существу, коренному пересмотру подверглись все аспекты проблемы. Теперь пятно рассматривается как единое образование, простирающееся от глубоких подфотосферных слоев до короны и состоящее из плотно упакованных жгутов магнитного поля. Некоторых направлений 20 лет назад не было вообще (например, физика элементов тонкой структуры, квазипериодические процессы, изучение верхней атмосферы пятна в рентгеновском, ультрафиолетовом и радиодиапазонах), другие получили неожиданное новое освещение (фотосферные модели пятен, структура магнитного поля и т.д.). Мы можем теперь с уверенностью сказать, что мы знаем, как устроено солнечное пятно, по крайней мере в устойчивой стадии его развития.

Это не значит, что нам все ясно в современной физике пятна. Наоборот, именно теперь центр тяжести исследований перемещается на изучение основных механизмов, определяющих возникновение, устойчивость и эволюцию пятна. Задача будущих исследований — понять, почему пятно устроено именно так, а не иначе.

Соответственно этому и построено изложение в книге. Первые 8 глав посвящены изложению физических условий в пятнах. В каждой главе изложение начинается с анализа экспериментального материала и кончается обсуждением проблемы с теоретической точки зрения. В главах 9 и 11 рассмотрены теоретические вопросы переноса излучения в неоднородной среде с лучистым переносом и общие теоретические концепции, касающиеся природы солнечного пятна.

Несколько особняком стоит небольшая глава 10, посвященная анализу комплексов активности. Дело тут не только в том, что пятна встречаются группами, которые входят в активные области и комплексы активности. Главное состоит в том, что понимание природы солнечных пятен неотделимо от понимания природы солнечной активности в целом и ее глобальной организации.

Из сказанного ясно, что объем информации по затронутым в книге вопросам огромен и, по существу, охватывает всю физику Солнца. Естественно, что, несмотря на обширность использованной в книге библиографии, она содержит только малую часть того, что было опубликовано по этой проблеме за последние 20 лет. Разумеется, какой-то авторский субъективизм при таком отборе неизбежен. Я постарался как-то смягчить его ссылками на другие монографии и крупные обзоры. Кроме того, по отдельным

связанным с пятнами вопросам готовятся другие монографии (например, монография Ю.И. Витинского, М. Копецкого и Г.В. Куклина "Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца").

При подготовке этой книги многие оказали мне неоценимую помощь. Ж. Беккерс, В. Бумба, С. Кучми и П. Мальтби прислали мне ряд материалов специально для включения в книгу. Р.Б. Теплицкая дала согласие на включение в книгу отдельных мест из подготовленного нами совместно в 1978 г. обзора, который до сих пор сохранил актуальность. Многими полезными советами я обязан Ю.И. Витинскому, Ю.Д. Жугжде, Ф.А. Ермакову, М. Копецкому, Г.В. Куклину, М.А. Лившицу, Э.И. Могилевскому, Ю. Штауде. Всем им я выражаю свою глубокую признательность.

*В.Н. Обридо*



## ВВЕДЕНИЕ

Эта книга посвящена в первую очередь солнечным пятнам. Как известно, пятна были открыты как относительно небольшие темные образования на видимой поверхности Солнца. Это и отразилось в установившемся с тех пор термине. И доныне под пятном понимают образование в фотосферных слоях, доступное наблюдениям самыми простыми средствами традиционный объект любительской астрономии. Принято говорить об атмосфере над пятном, конвективной зоне под пятном и т.д. По существу же, этот термин и такое понимание явления, конечно, неудовлетворительны с самых различных точек зрения. На самом деле мы встречаемся с единым гигантским образованием, которое простирается от глубин в несколько десятков тысяч километров под фотосферой до высот в сотни тысяч километров в короне, а в горизонтальном направлении связано магнитными силовыми линиями с другими образованиями на расстояниях, сравнимых с радиусом Солнца. При некоторых видах наблюдений пятно выглядит темнее окружающей области. Однако при наблюдениях в ряде хромосферных линий оно уже почти не заметно на общем фоне, а в линиях переходной зоны является более ярким, чем окружающая среда. В глубоких подфотосферных слоях пятно тоже горячее, чем окружающие слои невозмущенной конвективной зоны. Таким образом, нельзя рассматривать пятно и как область пониженной температуры на всех уровнях.

Что же объединяет все эти разнохарактерные явления в единый объект? Нет сомнения, что таким объединяющим агентом является магнитное поле. Вот уже почти 80 лет, со времен пионерских работ Хэйла, известно, что пятна содержат сильнейшие магнитные поля. Однако, пожалуй, только в последние 10 лет стало окончательно ясно, что именно магнитное поле представляет собой первичное явление, приводящее к возникновению солнечного пятна и определяющее все его морфологические, физические и динамические характеристики. По меткому выражению Ф.А. Ермакова следовало бы говорить не о магнитном поле солнечного пятна, а о пятне магнитного поля. Это является отражением специфической роли магнитного поля в звездных атмосферах. Именно магнитные поля являются своеобразным антиэнтропийным агентом, способствуя образованию неоднородностей разных типов и препятствуя превращению звезд в безжизненные слоисто-однородные шары без какой-либо активности. Возникновение таких неоднородностей — это сложный процесс взаимодействия потоков вещества и энергии в присутствии магнитного поля. Непосредственно для солнечного пятна на всех уровнях магнитное поле во взаимодействии с полем скоростей определяет собой общую структуру и устойчивость пятна. В то же время его воздействие на механизмы переноса энергии несколько раз меняется при переходе

из глубоких слоев наружу. В конвективной зоне магнитное поле понижает поток энергии, поступающий в видимые слои пятна. В результате на фотосферном уровне мы видим темное пятно, а на больших глубинах, вероятно, возможен некоторый перегрев. В фотосферных слоях магнитное поле играет пассивную роль, не участвуя прямо в переносе энергии. Его роль сводится к изменению распределения вещества, что соответственно меняет условия для лучистого переноса энергии. Однако при этом возможны значительные концентрации вещества, слабо различающиеся по температуре, поскольку магнитное поле не влияет непосредственно на лучистый перенос. Наконец, в еще более высоких слоях магнитное поле снова определяет как структуру, так и механизмы разогрева. Нагрев короны осуществляется либо стохастическим механизмом путем перехода непотенциальной части энергии магнитного поля в тепло, либо за счет диссипации магнитогидродинамических волн. Для обоих механизмов принципиально важным является то, что магнитное поле имеет сложный неоднородный характер, а корона состоит из петлеобразных структур.

Во всех главах книги в той или иной мере мы будем встречаться с проявлениями двух важных свойств солнечной (а вероятно, и любой звездной) атмосферы. Первое из них можно назвать свойством дискретизации. Оно состоит в том, что все явления и процессы организованы таким образом, что мы практически не встречаемся с равномерными диффузными распределениями как в пространстве, так и во времени. Пространственный или временной спектр любого процесса или явления имеет выделенные четкие максимумы, иногда настолько резкие, что их можно было бы назвать спектральными линиями (например, при анализе 5-минутных и 160-минутных колебаний). Дополнительным свойством дискретизации является ее иерархичность. Это значит, что мы часто встречаемся с объектами или явлениями одинакового характера, но разных масштабов, в то время как промежуточные состояния либо вообще отсутствуют, либо встречаются гораздо реже, чем основные состояния. Наиболее ярким примером такой иерархии дискретных структур является солнечная грануляция, состоящая из собственно гранул, мезогранул, супергранул и гигантских гранул. К этому следует добавить более мелкие, чем гранулы, элементы (для них еще не всегда есть полностью установившиеся названия) типа узлов, порул, субгранул и ярких точек в тени пятна. Характерные размеры в этой системе нарастают примерно в 3 раза. Вся эта система существует весьма устойчиво и присутствует как в невозмущенных, так и в активных областях. Активность несколько изменяет ее свойства, но не отменяет наличие грануляции. Анализ иерархичности структур содержится в работах В. Бумбы, Р.Н. Ихсанова, К. Цваана.

Ход температуры с высотой в атмосфере Солнца также указывает на наличие устойчивых состояний — плато, соответствующих температурам  $\sim 10^4$  К,  $2,5 \cdot 10^4$  К и  $10^6$  К. Эти плато представляют собой довольно обширные по высоте участки, где температура мало меняется, а между ними расположены сравнительно тонкие переходные области. Аналогичные плато, вероятно, существуют и под фотосферой, и их существование проявляется в характерных масштабах грануляции разных типов.

Анализ временного спектра колебаний всего Солнца и отдельных активных образований выявил целый набор дискретных максимумов, причем

интенсивности колебаний с разными периодами различны для разных активных образований. Возможно, спектры колебаний могут быть своеобразными паспортами для разных активных явлений, и, во всяком случае, несомненно, что они связаны с механизмами, определяющими структуру и энергетику основных активных процессов. Отмечены колебания с периодами 160—180 с, 300 с, 20 мин, 40 мин, 160 мин, 8 часов. Интересно, что все эти периоды зарегистрированы и на большом удалении от Солнца в межпланетном магнитном поле вблизи Земли.

Особое значение для солнечной активности вообще и физики солнечных пятен в частности имеет тот факт, что более 90% (по некоторым оценкам даже 99%) солнечного магнитного потока сконцентрировано в тонкоструктурных элементах — узлах или жгутах с напряженностью 2000 — 3000 Э, между которыми поля либо вообще нет, либо оно очень слабо. Таким образом, диффузного фонового поля вообще почти нет, и это относится как к активной, так и к невозмущенной области. Различие между ними — только в количестве элементов сильного поля. Максимальная степень упаковки достигается в пятнах. В этом смысле, как и во многих других, пятно представляет собой второе устойчивое состояние солнечного вещества. Заметим, что многие характеристики развитого солнечного пятна попадают в узкий диапазон значений. Развитое пятно имеет размеры, кратные размерам супергранулы, пятна с промежуточными размерами значительно менее устойчивы. Поток излучения из пятна, соответствующий  $\sim 0,15$  от потока невозмущенной фотосферы, также практически не зависит от каких-либо индивидуальных свойств пятна. Объекты с промежуточной яркостью неустойчивы и быстро распадаются. До сих пор мы не знаем, почему многочисленные процессы, участвующие в рождении пятна и определяющие его устойчивость, балансируются именно на таком состоянии, которое приводит к наблюдаемому контрасту. Это же относится и к магнитному полю. Если раньше допускались значения  $\sim 300$  Э для малых пятен и пор, а в целом принималось, что магнитное поле в различных пятнах может меняться почти в 15 раз (300 — 4500 Э), то теперь диапазон резко сузился (2500 — 3500 Э). Случаи регистрации более высоких значений напряженности поля очень редки.

Явление дискретизации важно и с энергетической точки зрения. Все эти устойчивые состояния имеют разную энергию, и быстрые переходы между ними, как и в квантовой механике, должны сопровождаться выделением или поглощением энергии, что может иметь значение для различных нестационарных явлений в солнечной атмосфере.

Природа неоднородностей в солнечной плазме пока не ясна. Много можно ждать в этом отношении от развивающейся сейчас синергетики — науки о самоорганизации сложных нелинейных систем.

Осознание того факта, что неоднородность является естественным фундаментальным свойством солнечной плазмы и что все процессы на Солнце приводят к возникновению неоднородных устойчивых состояний или переходам между ними, имеет важное методическое значение. До сих пор во многих работах авторы исходят из априорной концепции однородности вещества. Было бы правильно при обсуждении любого механизма сразу учитывать неоднородность или по крайней мере обсуждать, насколько она существенна в рассматриваемой проблеме.

Второе важное свойство — это глобальная организация и взаимосвязь явлений на Солнце. Следует подчеркнуть, что речь идет о взаимосвязи явлений не только в активных областях, но и в целом по всему Солнцу, по крайней мере в его атмосфере. Мы уже говорили, что различие между активной и невозмущенной областями чисто количественное. И там, и тут мы встречаемся со сгустками магнитного поля. Как активная, так и невозмущенная хромосфера и корона состоят из петель. Различие состоит только в степени упаковки элементов с большим магнитным полем. Нагрев короны определяется переходом сверхпотенциальной энергии магнитного поля в тепло, и этот механизм одинаков как в активной, так и в невозмущенной области. Более того, выделение энергии в нестационарных процессах типа вспышек, как теперь выясняется, отличается от выделения энергии в стационарной короне только скоростью протекания процессов. Таким образом, вспышка является закономерным этапом эволюции активной области, по существу, необходимым процессом сброса лишней энергии.

В то же время многие явления, которые до сих пор считались типичными для невозмущенной области, например различные типы грануляции, наблюдаются, хотя и в измененном виде, в активной области и в пятнах.

Солнечные пятна являются одной из важнейших частей активной области, и нельзя понять физику пятен без понимания физики активных областей.

Характерное время, соответствующее этой ступени организации, составляет несколько оборотов Солнца.

Следующей ступенью в организации явлений на Солнце являются комплексы активности. Оказалось, что активные области, даже весьма удаленные друг от друга на расстояния, сравнимые с радиусом Солнца, связаны между собой. Эта связь сначала была обнаружена на основе неслучайного расположения активных областей друг около друга. Вблизи крупных протонных групп располагаются активные области с нестандартным распределением по цюрихским классам активности. Протонные вспышки редко происходят в изолированных активных областях. В удаленных друг от друга, но входящих в один комплекс группах часто происходят серии взаимосвязанных вспышек. Наконец, прямые наблюдения на спутнике "Скайлэб" показали наличие очень длинных дуг и петель, связывающих удаленные активные области, иногда даже расположенные в разных полушариях.

Несомненно, взаимодействие активных областей определяется магнитным полем, скорее всего подфотосферным. Комплекс образуют активные области, принадлежащие к единой системе магнитного поля, что можно обнаружить из анализа крупномасштабных магнитограмм.

Характерное время этой ступени организации порядка 1—2 лет.

Следующей ступенью организации являются активные долготы, их взаимодействие с фоновыми полями и общим полем Солнца. Само по себе явление активных долгот известно очень давно, но только в последние двадцать лет в результате работ В. Бумбы и Р. Говарда стала известна связь этого понятия с так называемыми потоками магнитного поля, простирающимися из одного полушария в другое и вращающимися как единое твердотельное образование. Именно в этих потоках и возникают наиболее крупные активные области и наиболее мощные комплексы активности, в которых происходят протонные события. Они влияют на распределение магнитного поля

далеко за пределами Солнца, образуя секторную структуру межпланетного магнитного поля. В результате возникает возможность изучать Солнце, анализируя характеристики гелиосферы, которая, таким образом, может рассматриваться как самая внешняя часть атмосферы Солнца. Секторная структура является результатом взаимодействия локальных полей и общего поля Солнца, природа которого до сих пор не ясна.

Характерное время этой ступени организации составляет порядка одного цикла активности.

Описание этой последней ступени организации выходит за пределы основной тематики книги, однако мы вынуждены были ее упомянуть, причем не только для полноты картины. Дело в том — и это следует обязательно иметь в виду, — что речь идет не просто о трех независимых ступенях иерархии, а о единой системе организации. Сейчас становится все более ясно, что свойства элементов низшей ступени иерархии связаны с ситуацией на высшей ступени.

В подтверждение этих слов можно упомянуть три недавно обнаруженных эффекта разной степени достоверности: вариация яркости солнечного пятна с фазой цикла, корреляция изменений интегрального потока излучения Солнца с суммарной площадью пятен, корреляция потока нейтрино с числами Вольфа. Эти результаты наводят на мысль, что солнечная активность связана с процессами не только в атмосфере Солнца, но и в более глубоких слоях, вплоть до солнечного ядра.

К этим двум важным свойствам следует добавить еще тенденцию последних лет: возникновение солнечно-звездной астрофизики. На протяжении многих лет эти две отрасли астрофизики развивались независимо. Физика звезд опиралась на наблюдения, настолько уступавшие по информативности обычным солнечным наблюдениям, что для нее было бессмысленно какое-либо использование тонких эффектов солнечной физики. По той же причине исследователь Солнца, как правило, не видел, что ему может дать сравнение с данными звездной астрофизики. Сейчас положение резко изменилось, особенно в отношении наблюдений звездных хромосфер и корон. Таким образом, астрофизики получили, наконец, возможность применять обычную в других областях физики процедуру: изучать один объект во всех деталях и затем проверять, насколько общими являются обнаруженные законы. Перечислим здесь несколько важнейших результатов солнечно-звездной астрофизики, имеющих отношение к тематике этой книги:

1. В атмосферах многих звезд более позднего класса, чем Солнце, обнаружены пятна, сходные с солнечными. Их относительная яркость того же порядка, что и на Солнце, значение магнитного поля — 2000 — 4000 Э. Но есть и значительное отличие — на некоторых звездах зарегистрированы пятна, занимающие до 40% (а в короне даже 70%) площади звезды.

2. На очень многих звездах зарегистрированы циклы активности, близкие по периоду к солнечному циклу 5 — 10 лет.

3. Интенсивность рентгеновского излучения короны оказалась пропорциональной квадрату экваториальной скорости вращения звезды — очень важный результат, который, разумеется, никак не мог быть обнаружен при исследовании только одного Солнца.

4. Нагрев короны невозможно объяснить звуковыми волнами, а необходимо привлекать МГД-волны или диссипацию токовых слоев.

## МОРФОЛОГИЯ СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА

## 1.1. Введение

До недавнего времени солнечное пятно рассматривалось как единое однородное образование, и при рассмотрении проблем физики солнечных пятен речь шла о физических условиях в пятнах вообще. В лучшем случае делалось различие между тенью и полутенью, хотя указания на неоднородность солнечных пятен известны уже более ста лет. Только в последние два десятилетия окончательно утвердилось представление о солнечном пятне как объекте, состоящем из целого ряда различающихся по своим морфологическим и кинематическим характеристикам тонкоструктурных элементов. В этих элементах резко различны термодинамические и магнитогидродинамические процессы. По существу, это является отражением общего свойства солнечной плазмы, о котором шла речь выше во введении. Солнечная плазма во всех слоях и во всех объектах стремится к образованию дискретных квантованных состояний, объединяемых глобальной организацией более высокого иерархического уровня в более крупномасштабную структуру. Хотя магнитный контраст отдельных элементов, составляющих пятно, меньше, чем, скажем, в невозмущенной области, их термодинамический и фотометрический контраст выше, и поэтому они были обнаружены раньше.

В этой главе мы дадим определение основных элементов структуры солнечного пятна, видимых в белом свете, и рассмотрим их морфологические свойства. Мы не будем рассматривать структуру, наблюдаемую в  $H_{\alpha}$  (суперполутень, бомбы Эллера, вспышки в тени). Эти явления, по существу, представляют собой уже не морфологические элементы, а динамические процессы, и будут рассмотрены позднее в главах 6 — 8. Эффект Вильсона, наблюдаемый в белом свете, тесно связан с проблемой прозрачности пятна, и мы рассмотрим его в главе 3.

Как уже говорилось выше, в качестве физического определения солнечного пятна можно принять следующее: пятнами называются относительно крупные образования на Солнце (от  $2''$  до  $60''$ ) с сильным магнитным полем (2000 — 4000 Э). Все остальные характеристики пятен, их структура и процессы, протекающие в них, определяются наличием мощного магнитного поля. Однако в рамках этой главы удобнее старое морфологическое определение: пятнами называются относительно крупные темные при наблюдении в белом свете образования на Солнце (от  $2''$  до  $60''$ ). Это определение отделяет пятна от многочисленных мелких (до  $2''$ ) темных и светлых образований. Кроме того, следует иметь в виду, что при наблюдении в радиодиапазоне, в далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях пятно зачастую выглядит более ярким, чем окружающая поверхность Солнца.

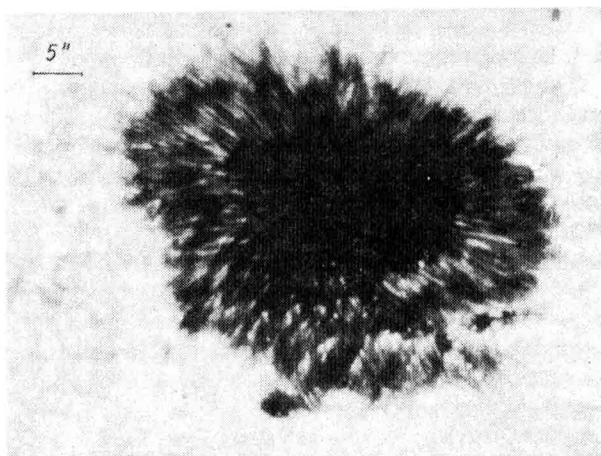


Рис. 1. Снимок солнечного пятна, полученный 20 июля 1973 г. во время четвертого полета Советской стратосферной солнечной обсерватории.

Трудно указать характерные размеры солнечных пятен в силу очень широкого диапазона встречающихся значений. Тем не менее можно считать средним пятно, которое имеет диаметр  $30'' - 40''$ , т.е.  $22\,000 - 29\,000$  км ( $1'' = 725$  км). Размер пятна часто выражают через его площадь в миллионных долях видимой полусферы (м.д.п.). Пятно с диаметром  $30''$  имеет площадь  $\sim 122$  м.д.п.

Изучение морфологии солнечных пятен — это один из старейших видов астрофизических наблюдений. Такие наблюдения проводятся с самого начала телескопической эры, сначала визуально и путем зарисовок на экране, позднее со второй половины XIX в. — путем фотографирования. Типичный снимок солнечного пятна, полученный с высоким разрешением, показан на рис. 1. С первого взгляда бросается в глаза, что пятно состоит из двух частей — центральной очень темной тени, внутри которой видны отдельные более светлые элементы, и менее темной полутени с волокнистой структурой.

Площадь тени занимает  $0,17 - 0,25$  площади пятна. Вопрос об относительном вкладе тени и полутени обсуждался многими авторами. Классическим стал результат Вальдмайера (1941)

$$P/U = 3,2 - 36 P.$$

где  $P$  и  $U$  — диаметры полутени и тени в долях диаметра Солнца (средний диаметр Солнца  $D_{\odot} = 1,392 \cdot 10^6$  км =  $1919''$ ). Относительная доля площади, занимаемая тенью, несколько уменьшается в период максимума солнечной активности. Подробно этот вопрос для групп разных типов на разных фазах исследовала Анталова (1971).

Наличие полутени является главным признаком развитого солнечного пятна, отличающим его от поры — малого темного образования в фотосфере, с диаметром  $2'' - 5''$ , полностью лишенного полутени или имеющего лишь зачаточную полутень. Несомненно, все пятна начинают свою жизнь в

виде пор, но только очень небольшое их число развивается до состояния настоящих пятен. Процесс превращения поры в пятно подробно описан Бреем и Лоухедом в их монографии "Солнечные пятна" (1964).

Современные исследования морфологии солнечных пятен почти полностью посвящены изучению элементов тонкой структуры. После работ Секки (1875) и Шевалье (1916) новый всплеск интереса к морфологии пятна произошел в 50-х годах. Сначала Тиссен (1950) на 60-сантиметровом гамбургском рефракторе визуально изучил структуру тени пятна и оценил яркость и характерные размеры ярких элементов тени. Затем Рош (1956, 1957) получил фотографии тени на рефракторе Пик-дю-Миди с апертурой 23 см, а Макрис (1953) изучил яркие участки в полутенях. Однако подлинное возрождение интереса к изучению тонкой структуры солнечного пятна началось в конце 50-х годов в результате ряда работ Брея и Лоухеда (подытоженных и суммированных в монографии "Солнечные пятна"), которые не только подробнейшим образом изучили все виды элементов тонкой структуры, но и обратили внимание на важность их учета для понимания физики солнечных пятен. Их наблюдения выполнены на фотогелиографе в Сиднее с апертурой всего 13 см. Однако применение регистратора качества изображения, автоматического подбора экспозиций, набора диафрагм, применение специальных устройств для предохранения всего телескопа и объектива от нагрева — все это вместе впервые обеспечило возможность серий фотографий с разрешением  $\sim 1''$ . Получение устойчивого разрешения  $\sim 1''$  при фотографировании солнечных пятен было очень большим шагом вперед. При этом Брей и Лоухед считали, что дальнейшее улучшение разрешения лимитируется атмосферными условиями, и поэтому применение телескопов с большими апертурами нецелесообразно. К счастью, они ошибались, и в настоящее время в лучших наземных наблюдениях достигается разрешение  $0,3'' - 0,5''$ .

Несмотря на то, что достигнутое в этих работах разрешение значительно уступает современному и многие количественные характеристики устарели, тем не менее общая морфологическая структура пятна была указана правильно. С другой стороны, в силу исключительной малости характерных размеров элементов тонкой структуры мы и сегодня не знаем точных количественных значений, а только их оценки, хотя и довольно достоверные.

## 1.2. Современные наблюдения пятен с высоким разрешением

Первые снимки солнечных пятен из стратосферы были получены в рамках проекта "Стратоскоп-1" под руководством М.Шварцшильда. Телескоп представлял собой рефлектор системы Ньютона с апертурой главного зеркала 30 см и эффективным фокусным расстоянием 60 м. Теоретическое разрешение телескопа  $0,4''$  (Даниэльсон, 1964, 1966). Первые два полета 25 сентября 1957 г. и 17 октября 1957 г. не дали фотографий солнечных пятен, хотя и было сфотографировано несколько пор. В 1959 г. было проведено 4 дополнительных полета, причем была использована телеметрическая связь для точного наведения телескопа на избранные участки поверхности Солнца с пятнами. Наилучшие фотографии пятен были получены во время полетов В и С 17 августа и 4 сентября. Полет D (24 сентября)



дал несколько высококачественных снимков тени пятна с площадью 200 м.д.п. Получена последовательность снимков длительностью 54 мин с экспозицией 0,0015 с в диапазоне  $\lambda\lambda$  5280 — 5650 Å. Высота полета — 24 000 м.

Советская стратосферная солнечная обсерватория была создана группой сотрудников Пулковской обсерватории под руководством В.А. Крата. Превосходные снимки пятен были получены во время третьего (30 июля 1970 г.) и четвертого (20 июля 1973 г.) полетов. Телескоп имел кассегренговскую систему с апертурой главного зеркала 50 см, фокусное расстояние 24 м, для прямых фотографий фокусное расстояние 120 м. Снимки получались в диапазоне  $\lambda\lambda$  4380 — 4800 Å. Теоретическое разрешение  $\sim 0,3''$  (В.А. Крат, 1971; В.А. Крат и др., 1972а). В четвертом полете главное зеркало было заменено на еще большее с диаметром 1 м. Существенно улучшено теплофизическое состояние телескопа, повышено качество систем слежения, автоматической оценки качества изображения. Кассегреновская система давала разрешение, близкое к теоретическому значению 0,12'' (В.А. Крат и др., 1974).

Несомненным достоинством стратосферных методов является устранение искажающих эффектов земной атмосферы. Поэтому снимки, полученные в результате проекта "Стратоскоп" и полетов солнечной стратосферной обсерватории, являются, несомненно, лучшими по четкости за всю историю наблюдений солнечных пятен. Однако и эти материалы не лишены некоторых недостатков. В частности, остаются сложности, связанные с рассеянным светом в инструменте и дефокусировкой из-за тепловых искажений. Однако самым главным минусом внеатмосферных наблюдений является то, что каждое из них представляет собой уникальный и весьма дорогостоящий эксперимент. По существу, в результате этих двух проектов (10 полетов) мы располагаем снимками всего лишь нескольких пятен. Каждый снимок получен с единственной экспозицией, а, как будет видно из дальнейшего, для анализа морфологической структуры пятна необходимы снимки с целым набором экспозиций.

Поэтому наземные наблюдения с высоким разрешением не только в ряде случаев не уступают по информативности внеатмосферным наблюдениям, но и существенно дополняют их.

Программа фотографирования солнечных пятен с высоким разрешением проводится с 1963 г. в Астрономическом институте Чехословацкой АН (обсерватория Ондржейов) (Бумба и др., 1975; Суда, 1976; Хейна, 1977; Бумба и Суда, 1980). Наблюдения проводятся на рефракторе Кларка (апертура 205 мм) в желтом свете около 5900 Å ( $\Delta\lambda \sim 100$  Å). Часть изображения размером 92" × 122,7" фотографируется с помощью кинокамеры, причем серия снимков (70 — 150 кадров) делается за 3 — 6 секунд. Лучшие из этих кадров отбираются для анализа. Реальное разрешение лучших кадров приближается к теоретическому (0,6"). Один из снимков приведен на рис. 2.

Методика высокоскоростной кинематографии на телескопах с большой апертурой ( $\geq 30$  см) и соответственно высоким теоретическим разрешением ( $\leq 0,4''$ ), впервые примененная Рошем (1956, 1957, 1959), с успехом используется и в настоящее время (Мюллер, 1973а, 1973б, 1976; Лоухед и др., 1979; Аджабширзаде и Кучми, 1978, 1980; Аджабширзаде, 1980;

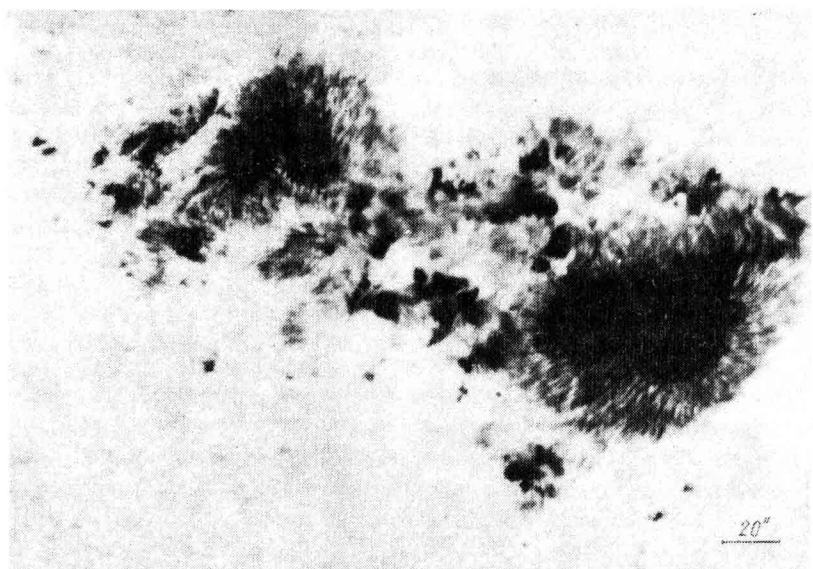


Рис. 2. Снимок солнечных пятен, полученный 13 июня 1969 г. в обсерватории Ондржейов (см. В. Бумба и Я. Суда, 1980).

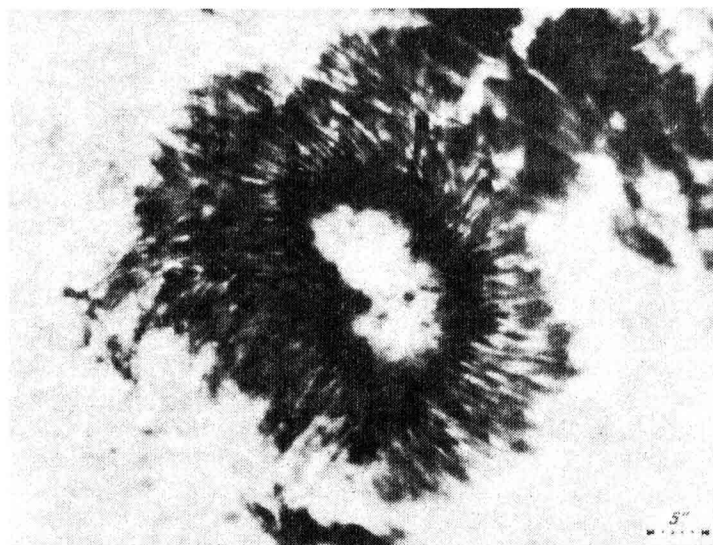


Рис. 3. Составная фотография, объединяющая негатив тени и позитив полутени и фотосферы. Снимок получен С. Кучми на вакуумном телескопе в Сакраменто-Пик.

Кучми и Аджабширзаде, 1981). При этом для того, чтобы реальное разрешение было близко к теоретическому, используют монитор качества изображения и специальные диафрагмы (Лоухед и др., 1979), вакуумный телескоп и выбор моментов наилучшего качества по телевизионному изображению (Аджабширзаде и Кучми, 1978, 1980; Кучми и Аджабширзаде, 1981). Съемка проводится в относительно узком диапазоне длин волн ( $\Delta\lambda = 40 - 300 \text{ \AA}$ , Аджабширзаде и Кучми (1980) использовали полосу  $6 \text{ \AA}$ ), на высококонтрастную фотоземлю,  $\gamma$  до 5,6 (Мюллер, 1973).

Один из снимков, полученных С.Кучми (см. Аджабширзаде и Кучми, 1980) на вакуумном телескопе в Сакраменто-Пик с помощью высокоскоростной кинематографии в моменты хорошего качества изображения, приведен на рис. 3. Снимок получен 27 марта 1976 г. между  $16^{\text{h}} 34^{\text{m}}$  и  $17^{\text{h}} 36^{\text{m}} \text{UT}$ ; координаты пятна  $10^{\circ}\text{S}, 41 \text{ E}$ , экспозиция  $\sim 0,005 \text{ с}$ . Использовались префильтр на  $\lambda 6090 \text{ \AA}$  с полушириной  $60 \text{ \AA}$  и интерференционный фильтр на  $\lambda 6073 \text{ \AA}$  с полушириной  $6 \text{ \AA}$ . На рисунке совмещены позитив полу тени и фотосферы с негативом тени для того, чтобы показать на одной фотографии все детали пятна.

### 1.3. Структура тени солнечного пятна

Основным морфологическим элементом тени солнечного пятна являются яркие светлые образования чрезвычайно малых размеров. Они настолько малы, что во всех современных наблюдениях, в том числе и со стратостатов, можно указать только верхний предел их размеров. Это дало основание Даниэльсону (1964, 1966) предложить термин "яркие точки в тени пятна" (bright umbral dots). Этот термин является наиболее удачным и в настоящее время наиболее распространенным. Брей и Лоухед (1964), а до них Шевалье (1916), Тиссен (1950) и Рош (1956, 1957) употребляли термин "гранулы в тени". Этот термин употребляют и сейчас В.Бумба с сотрудниками. Мне он представляется неудачным, поскольку наводит на мысль об идентичности ярких образований в тени и гранул в невозмущенной фотосфере. Хотя, как мы увидим из дальнейшего, известное морфологическое сходство между ними действительно существует, тем не менее есть и значительные различия, и поэтому употребление совпадающих терминов в данном случае может вводить в заблуждение. Нет оснований а priori предполагать и общность физических механизмов образования этих двух несовпадающих явлений.

В таблице 1 дана сводка наблюдений ярких точек в тени пятна. Суммируя их, можно считать твердо установленным, что в тени пятна существуют яркие элементы с характерными размерами  $< 300 \text{ км}$ . Минимальный предел в настоящее время неизвестен, однако можно показать, что объекты с диаметром  $\leq 100 \text{ км}$  не могут существовать как самостоятельные фотометрические образования (см. гл. 9). Современные наблюдения уже вплотную приблизились к этому пределу. Стачник и др. (1983) методом спеклинтерферометрии показали, что во всех тенях пятен, а также в некоторых порах наблюдаются структурные элементы с масштабом до  $0,11''$  ( $\sim 80 \text{ км}$ ).

Время жизни ярких точек составляет около 30 минут. В среднем пятне примерно 40 таких образований. Яркий элемент представляет собой яркую

Т а б л и ц а 1  
Наблюдения ярких элементов в тени пятна

| Авторы  | Характерные размеры, км | Время жизни, мин | Яркость в долях яркости фотосферы |                           | Апертура, см | Метод                 |
|---|-------------------------|------------------|-----------------------------------|---------------------------|--------------|-----------------------|
|   |                         |                  | измеренная                        | оценка истинного значения |              |                       |
| Тиссен (1950)   | 220                     | —                | —                                 | $\geq 1$                  | 60           | виз.                  |
| Рош (1956, 1957)  | <700                    | —                | —                                 | —                         | 38           | фот.                  |
| Брей и Лоухед (1964)  | 1700*                   | ~ 30             | —                                 | —                         | 13           | фот.                  |
| Даниэльсон (1964, 1966)   | 180                     | ~ 30             | —                                 | —                         | 30           | страт.                |
| Беккерс и Шрётер (1968б)  | 150-200                 | 27               | 0,37                              | $\leq 1$                  | 30           | фотометр.             |
| Папаносоглу (1971)  | <700                    | ~ 70             | —                                 | —                         | 32           | фот.                  |
| Крат (1971), Крат и др. (1972а, б; 1974), Иксанов (1972а, б, в)                     | 150-300                 | —                | 0,3-0,45                          | $\geq 1$                  | 50,100       | страт.                |
| Гарви и Брекинридж (1973)   | <180                    | —                | —                                 | —                         | 150          | спекл-интерферометрия |
| Бумба и др. (1975), Суда (1976), Хейна (1977), Бумба и Суда (1980)                  | 870-1020*)              | 10-30            | —                                 | —                         | 30           | фот.                  |
| Лоухед и др. (1979)   | 300-370                 | —                | —                                 | —                         | 30           | фот.                  |
| Аджабширзаде и Кучми (1978, 1980), Аджабширзаде (1980), Кучми и Аджабширзаде (1981) | 80-200                  | 26               | 0,1-0,3**)                        | $> 1$                     | 76           | вакуумный телескоп    |

\*) В этих работах определялся не размер яркого элемента, а среднее расстояние между ними. Лоухед и др. (1979) дают значение среднего расстояния 650-950 км.

\*\*\*) Дано значение за вычетом средней или интерполированной яркости пятна.

точку, окруженную диффузным слабо светящимся фоном. Наблюдаемая яркость элементов меняется с удалением от границы тень-полутень, более крупные и яркие из них расположены на периферии тени. Точки на периферии тени связаны с волокнами полутени и, по-видимому, являются их естественным продолжением. Ряд авторов указывает на родство ярких зерен, из которых состоит волокна полутени, и точек в тени. На периферии тени точки несколько расплываются и приобретают кометообразную форму. Складывается впечатление, что внедрения светлого вещества из полутени как бы "проявляют" яркие точки, которые до этого существовали в виде "скрытого изображения", а также приводят к слиянию точек в более крупные образования. Отчетливо видны яркие точки и в световых мостах.

Не совсем ясен сейчас вопрос относительно общей картины распределения светлых элементов в тени пятна. Согласно представлениям пулковской исследовательской группы, она сильно отличается от грануляционной (Крат и др., 1972). По данным третьего полета ССО (фотография получена в диапазоне длин волн  $\lambda\lambda$  4380 – 4800) яркие элементы на периферии имеют размеры 300 км и яркость  $\geq 0,45$  в единицах яркости невозмущенной фотосферы, в центре тени 150 – 180 км и  $\sim 0,3$  соответственно. Скорости горизонтальных движений точек в центре составляют  $\sim 100 - 200$  м/с, на периферии  $\sim 400$  м/с. Яркие точки выстраиваются в дорожки, которые в свою очередь образуют ячейки с характерными размерами 1,2" – 1,3" (Ихсанов, 1972а). Самые яркие точки располагаются на стыках ячеек, и их совокупность выглядит как "темная туманность, содержащая звезды разной яркости". В.А. Крат и др. (1972) утверждают, что эта совокупность "колец и цепочек на наземных фотографиях с низким разрешением называется грануляцией в тени". Позднее это определение грануляции в тени повторил А. Бруцек (1977).

По мнению пулковской группы, интересным свойством структуры тени является существование довольно больших темных круглых площадок, внутри которых физические условия, по-видимому, могут считаться однородными. В некоторых работах эти площадки называются ядром тени. Наряду с этим обнаружены также очень темные элементы с размерами не более 0,4" ("темные точки").

В целом эта картина подтверждается и в других работах. Сильная неоднородность структуры светлых элементов отмечалась Даниэльсоном (1964, 1966), выстраивание точек в цепочки – Аджабширзаде и Кучми. Последние обратили внимание на отсутствие перспективного сокращения ярких элементов тени при приближении пятна к лимбу. Не обнаружили они и заметной связи между потоком излучения из светлого элемента и его расстоянием от границы тень-полутень. (Поток вычислялся как произведение трех величин: центральной интенсивности и ширин на уровне половинной интенсивности в двух взаимноперпендикулярных направлениях. Ошибка определения потока – 32%). Папасаносоглу (1971) на телескопе с апертурой 32 см (теоретическое разрешение 0,4" – 0,5") получил снимки двух пятен и описал следующую структуру: волокна полутени проникают в тень и многие из них соединяются с волокнами на другой стороне. Волокна многих направлений пересекают друг друга, образуя сетку, узлы которой представляют собой яркие точки. Впрочем, качество этих последних наблюдений, судя по приведенным в работе снимкам, невысокое.

Дискуссионным в настоящее время является вопрос о наличии или отсутствии в тени пятна участков, полностью лишенных светлых элементов, и связанный с этим вопрос о степени подобия тонкой структуры в тени пятна и грануляционной структуры невозмущенной фотосферы. На основании многолетних наблюдений исследовательская группа в обсерватории Ондржейов (Чехословакия) под руководством В.Бумбы пришла к выводу, что светлые элементы разной яркости равномерно покрывают всю тень пятна, наблюдаются даже в самых темных участках тени и образуют структуру, полностью аналогичную обычной грануляционной структуре. Я.Суда (1976) сравнил расстояния между центрами ярких точек в тени с расстояниями между гранулами в невозмущенной фотосфере и нашел, что гистограммы соответствующих распределений практически тождественны. Эта структура одинакова для всех исследованных пятен независимо от размера, напряженности магнитного поля, средней интенсивности тени, формы, возраста, наличия или отсутствия полутени, фазы развития пятна и фазы цикла. Среднее расстояние между точками то же, что и между обычными гранулами, и составляет  $1,2'' - 1,4''$ . Концентрация светлых элементов составляет 0,38 на 1 квадратную секунду дуги (Хейна, 1977). Саттаров (1981а) также пришел к выводу о морфологической близости структуры в тени пятна и в фотосфере.

Наличие светлых элементов в самых темных частях тени подтверждается и в работах других авторов (см., например, Лоухед и др., 1979). В целом нам представляется, что вопрос о наличии или отсутствии светлых элементов в самых темных частях тени связан просто с недостаточным набором экспозиций при стратосферных наблюдениях. Поскольку в темных участках падает контраст светлых элементов, их можно выявить только с использованием съемки с широким набором экспозиций (Лоухед и др., 1979) или с последующим специальным анализом (Бумба и Суда, 1980). В частности, анализируя снимки третьего полета ССО, Парфиненко (1972) отметил, что недостаточно высокая контрастная чувствительность фотоэмульсий и человеческого глаза не позволяет получить истинное представление об изображении. "Звездообразные" объекты не являются самостоятельными образованиями, а представляют собой яркостные верхушки более протяженных структурных элементов, которые мы не можем полностью разглядеть. Повышение контраста путем телевизионного преобразования оптического сигнала приводит к выявлению некоторой дополнительной структуры.

Таким образом, вывод о равномерном заполнении тени пятна светлыми элементами различной яркости, по-видимому, является правильным, и в тени пятна действительно существует структура, морфологически подобная структуре фотосферной грануляции. Другое дело, что это именно морфологическое подобие, а не тождество.

Фотосферная гранула заполняет собой почти всю ячейку грануляции, ее размеры составляют  $\sim 1,5''$ , а ширина межгранульного промежутка  $\sim 0,4''$ . В тени пятна соотношение обратное: размеры светлых элементов  $< 0,4''$ , а расстояние между ними  $0,9'' - 1,3''$  (Лоухед и др., 1979). Аджабширзаде (1980) вычислил спектр мощности распределения гранул в фотосфере и точек в тени и показал, что они различаются в высокочастотной части. Мы уже видели ранее, что в точках в тени не обнаружено перспек-

тизное сокращение к лимбу, тогда как в фотосферных гранулах этот эффект заметен (Аджабширзаде и Кучми, 1980). Наконец, различаются и времена жизни (для гранул фотосферы они не превышают 10–15 мин). Таким образом, мы видим, что тонкая структура в тени пятна может быть названа модифицированной грануляцией. К этому вопросу мы еще вернемся в главе 5.

Поскольку размеры точек в тени меньше предела разрешения даже лучших стратосферных наблюдений, истинные значения интенсивностей светлых элементов точно не известны. Все работы сходятся на том, что наблюдаемая (искаженная инструментальным контуром телескопа и рассеянным светом) относительная интенсивность ярких точек составляет 0,20 – 0,40 до 0,6 единиц интенсивности невозмущенной фотосферы (см. табл. 1). Истинная яркость оценивалась из разных соображений, и, по-видимому, она близка к яркости фотосферы. Обнаружено уменьшение их абсолютной яркости с приближением к лимбу.

Время жизни светлых элементов в тени изучалось неоднократно (см. табл. 1). Среднее время жизни по данным всех работ составляет 25 – 30 минут. Яркость увеличивается в течение первых 10 минут и затем падает 20 – 30 минут. В то же время оказалось, что, если имеется набор высококачественных снимков, разнесенных достаточно далеко по времени, значительное число элементов (~ 10%) удается отождествить и через два часа (Брей и Лоухед, 1964; Саттаров, 1981б; Парфиненко, 1981а).

В тенях многих пятен наблюдаются яркие протяженные образования разнообразных размеров, формы и яркости – световые мосты. Они имеют вид ярких полос, протягивающихся с одной стороны тени до другой. Их свойства подробно описаны Шевалье (1916) и Бреем и Лоухедом (1964). В более поздних подробных исследованиях Коробовой (1966, 1968) введена следующая классификация световых мостов:

I – тип – мосты нижнего яруса, представляющие собой фотосферу, проникающую в пятно при его дроблении. Возникают они при раздвижении частей пятна (Васкес, 1973). В них отчетливо видна грануляция, и они, как правило, являются признаком предстоящего распада пятна. Мосты этого типа редко появляются в пятнах групп с цюрихским классом А, В и часто в пятнах групп С, D, E, F, G. Обычно они узкие на устойчивой фазе развития группы (и тогда они могут существовать очень долго – в течение всего времени жизни пятна) и широкие – перед распадом (в этом случае время жизни не более 1 дня). Отделившееся пятно обычно распадается за несколько дней. Такой мост имеет резкие границы, а на лимбе выглядит несколько ярче невозмущенной фотосферы.

II тип – мосты среднего яруса представляют собой факельные цепочки, накладывающиеся на пятно.

III тип – мосты верхнего яруса представляют собой петли и арки, напоминающие протуберанцы близ пятен.

Мосты II и III типа обычно проникают в тень со стороны центра группы и окаймляют недавно возникшие участки магнитного поля. В мостах III типа отсутствует потемнение к лимбу.

Мюллер (1979) предложил свою классификацию мостов, опирающуюся на наблюдения тонкой морфологической структуры тени и полутени и представляющую собой, по существу, детализацию мостов I типа по класси-

фикации Коробовой. По Мюллеру первый тип мостов представляет собой обычную фотосферу, гранулы в которой несколько меньше, а на лимбе — и ярче, чем обычно. Второй тип мостов — это проникновение светлого волокна полутени внутрь тени. "Зерна" (см. ниже), составляющие волокно, движутся вдоль него с уменьшающейся скоростью. Скорость падает до нуля в центре тени. Время жизни зерна в центре тени ~ 50 минут. Третий тип мостов, еще более узкий и слабый, — это цепочки точек в тени.

В общем, с физической точки зрения световые мосты не представляют собой какого-либо самостоятельного физического объекта. Это слияние—объединение более тонких элементов структуры пятна или просто проникновение невозмущенной фотосферы или факела внутрь тени. К этому выводу пришел и Парфиненко (1981б). Интересно, что мосты тесно связаны со структурой магнитного поля в тени пятна. Бумба и Хейна (1980) проанализировали поведение световых мостов в сложной группе в августе 1972 г., в которой произошло несколько мощных протонных вспышек. Оказалось, что световые мосты, разделяющие ядра одинаковой полярности, во всем подобны фотосфере, поле в них, по-видимому, направлено вертикально (или мало по величине). Мосты этого типа быстро меняются со временем. В то же время мосты, отделяющие ядра разной полярности, состоят из полутеневого вещества с типичными волокнами. Поле в них явно горизонтальное.

#### 1.4. Строение полутени

Хотя полутень в силу ее большей яркости, казалось бы, легче наблюдать, чем тень пятна, однако нерешенных вопросов относительно ее морфологической структуры еще больше, а степень согласия разных наблюдений еще меньше. Возможно, это связано с большим многообразием структурных форм в полутени. Сегодня все еще неясно до конца, из каких структурных элементов состоят светлые волокна, как распределена в них яркость, существуют ли темные волокна или темное волокно — просто промежуток между светлыми волокнами, есть ли тонкая структура в темных волокнах, является ли темное волокно продолжением межгранульного пространства, а светлые волокна — продолжением гранул, неясны степень искривленности волокон и резкость границ полутени.

Работы последних лет показали, что давно известная волокнистая структура полутени сама состоит из более тонких элементов. Анализ стратосферных фотографий (Крат и др., 1972б; Ихсанов, 1972б; Вальшин, 1972; Крат и Вальшин, 1978) показывает, что характерные размеры ширины светлых волокон не превышают 0,24" — 0,33" (175 — 240 км). Самые тонкие светлые волокна являются и самыми короткими (0,2" × 1,2"), более длинные волокна имеют ширину 0,4" — 0,5", а их длина доходит до 1/3 общей протяженности полутени. Статистический анализ Вальшина (1972) дает разброс значений ширин светлых волокон 0,25" — 1,25" (наиболее распространенное значение ~ 0,7"), длина светлых волокон 2" — 10" (максимум распределения соответствует ~ 2"). Боне и др. (1982) анализировали снимки, полученные во время частного затмения. По их измерениям средняя ширина волокон составляет 0,37".

По-видимому, наиболее тонкие и короткие волокна соответствуют тому, что Мюллер (1973а, 1973б, 1976) по наземным измерениям с разрешением



0,3" назвал зернами. По его мнению, полутень состоит из ярких зерен, вытянутых в виде волокон. Соотношение длины и ширины зерна составляет 4 : 1. Зерна возникают в виде ярких образований в темной среде или как повторное усиление яркости уже существовавшего зерна. Зерна никогда не возникают в фотосфере и не проникают в нее. Напротив, на внутренней границе полутени заметно явное морфологическое подобие между зернами и точками в тени.

Ихсанов (1972б) подробно рассмотрел поведение деталей тонкой структуры во времени. Он показал, что светлым волокнам несвойственны систематические поступательные движения, хотя заметны некоторые осцилляции; темные диффузные элементы смещаются от тени пятна по направлению к фотосфере, и на границе с последней их скорость иногда достигает 1,5 км/с. Наоборот, по мнению Мюллера, светлые "зерна" движутся к тени, достигая максимальной скорости на внутренней границе полутени — 0,5 км/с. Этот результат подтвердили Тоньес и Вэль (1982), но максимум скорости достигается внутри полутени.

В целом светлые волокна — стабильные образования. Они более постоянны, чем темные волокна, но на внешней границе полутени слегка изменяются и они. Время их жизни колеблется от 3 — 4 минут до нескольких часов (Ихсанов, 1972б). Более определенные данные о временах жизни зерен приводит Мюллер (1973а). Время жизни ярких зерен зависит от места их зарождения: для зерен, возникших в середине полутени, оно составляет 3 часа и больше, у внешней границы — 30 минут, у внутренней  $\geq 1$  часа.

Темные волокна полутени почти не расширяются с удалением от границы тень—полутень (Крат и Вьялшин, 1978). Из 75 волокон для 50 не удалось обнаружить вообще никакого расширения, для 25 обнаружено расширение всего в 1,5 — 2 раза (разрешение 0,24" — 0,30"). Нет каких-либо указаний на расширение и светлых волокон.

Морфология темных волокон довольно неопределенна. По существу, мы не знаем даже, являются ли они действительно самостоятельными волокнами, т.е. отдельными морфологическими образованиями, или представляют собой просто участки темного вещества, внутри которого размещены светлые волокна. Первое кажется более правдоподобным. Так, Вьялшин (1972) провел отдельный статистический анализ светлых и темных волокон и показал, что последние имеют такую же ширину, как и светлые (0,2" — 1,5", наиболее распространенное значение 0,8"), их длина 2" — 14" (среднее значение 6,4" — гораздо больше, чем для светлых). Кроме обычных резких темных волокон, существуют более длинные диффузные темные волокна. Эти две системы темных волокон могут накладываться друг на друга, создавая муаровую картину. По-видимому, существует двухъярусное или многослойное строение полутени. Есть указания на то, что некоторые темные волокна лежат выше светлых волокон и частично затемняют их (Мур, 1981).

Несомненна связь темных волокон полутени с межгрануляционным пространством. Это отчетливо видно на всех современных снимках пятен. Например, на рис. 1 и 3 видно, как темные волокна проникают за пределы полутени и, по существу, без видимых изменений переходят в межгрануляционные дорожки. Иногда темные волокна через межгрануляционные дорожки непрерывно переходят в поры.

Методически не совсем ясен вопрос о степени искривленности волокон полутени. Во многих работах содержится утверждение, что в правильных пятнах волокна направлены радиально. Однако сами "правильные" пятна являются скорее исключением, а не правилом. Практически на любом снимке пятна видны участки, где направление волокон сильно отклоняется от радиального, видны многочисленные искривления, раздвоения волокон и т.п. Статистически этот вопрос пока не исследован, хотя бы уже потому, что само количество снимков, полученных с высоким разрешением, пока невелико \*). Следует, впрочем, отметить работы Кандрашова и Зуева (1979), Кандрашова (1979а и 1981), в которых показано наличие спиральной структуры как фотометрических элементов, так и магнитного поля в относительно правильных пятнах. На самом деле существует даже двухспиральная структура, причем центры спиральных систем пространственно разнесены, а направления закрученности взаимно противоположны.

Вопрос о том, насколько часто в пятнах встречается азимутальная закрученность волокон, представляется чрезвычайно важным. Дело в том, что (см. гл. 11) азимутальная составляющая магнитного поля необходима для устойчивости пятна, а ее изменение может приводить к вспышкам.

На протяжении многих лет во всех учебниках по солнечной физике утверждалось, что внутренняя и внешняя границы полутени являются чрезвычайно резкими и в этом смысле могут конкурировать с резкостью границ солнечного диска. Более того, не обнаруживалось никаких изменений в структуре грануляции вблизи пятна, напряженность магнитного поля пятна считалась обращаемой в нуль сразу на внешней границе пятна, и, таким образом, пятно представало перед нами как некоторый изолированный объект, погруженный в неизменную фотосферу. Сейчас положение изменилось. Прежде всего, само понятие границы стало несколько неопределенным. Выше уже говорилось о том, что темные волокна полутени свободно проникают в межгрануляционное пространство, а зерна полутени родственны гранулам. Сами гранулы несколько видоизменяются вблизи пятна, становятся меньше по размерам, и некоторые из них сплющиваются в направлении, перпендикулярном к направлению на центр пятна (де Ягер, 1959). Вблизи пятна размеры гранул уменьшаются на 20 – 30% в зависимости от размеров пятна и его магнитного поля (Макрис, 1978, 1979). Флуктуации скоростей вблизи пятен увеличиваются на 10% (Маттиг и Несис, 1974, 1976). Как мы увидим позднее, магнитное поле пятна продолжается далеко за пределы полутени. Тем не менее можно говорить о резкости внешней границы полутени, если не забывать при этом о ее сильной изрезанности.

Еще более деликатнее вопрос о резкости внутренней границы полутени. Там тоже есть многочисленные проникновения вещества полутени внутрь тени, как уже говорилось выше. Более того, из-за большого контраста и сильного рассеянного света точное положение внутренней границы можно определить только специальными целенаправленными наблюдениями с применением диафрагм.

---

\* ) Неясно и само понятие радиальности, поскольку центр пятна – понятие довольно неопределенное. Скорее следовало бы говорить о том, что в правильном пятне светлые волокна направлены перпендикулярно к внутренней границе полутени.

Не решен до сих пор и вопрос о соотношении площадей, занятых светлыми и темными волокнами полутени. Ниже приводятся результаты, полученные Мюллером (19736):

$$\begin{aligned} I_b &= 0,95, & I_d &= 0,6 & (\text{внешняя полутень}); \\ I_b &= 0,90, & I_d &= 52 & (\text{внутренняя полутень}); \\ \alpha &= 0,43. \end{aligned}$$

Здесь  $I_b$  и  $I_d$  — интенсивности светлых элементов и темного фона соответственно в единицах интенсивности невозмущенной фотосферы для длины волны  $5280 \pm 50 \text{ \AA}$ ,  $\alpha$  — доля площади полутени, занятая светлыми волокнами. Среднее отношение интенсивностей зерен и фона, приведенное непосредственно в работе Мюллера, составляет 0,61 для внутренней и 0,63 для внешней полутени и, по его мнению, почти не меняется с расстоянием от внутренней границы. (Приведенные выше данные из той же работы дают несколько иное значение этого отношения для внутренней полутени — 0,57.)

Соотношение площадей и интенсивностей элементов полутени исследовали также Крат и др. (19726) по данным третьего полета ССО. Они анализировали относительные площади внутри светлых и темных полосок шириной  $2''$ . При этом предполагалось, что отношение яркости фона и светлых волокон одно и то же всюду в полутени и составляет 0,8 (что значительно выше, чем у Мюллера). Введем  $S_b$  и  $S_d$  — относительные площади фона и зерен в "светлых" полосках,  $S_b'$  и  $S_d'$  — в темных. Оказалось, что  $S_d/S_b = 0,34$ ;  $S_d'/S_b' = 2,7^*$ . Тогда, полагая  $S_d + S_b + S_d' + S_b' = 1$ , получим, что доля площади, занимаемой светлыми элементами, заключена в пределах  $\alpha = 0,27 - 0,74$ .

По косвенным данным на основе анализа эффекта Эвершеда Штельмахер и Вир (1971) пришли к выводу, что площадь, занятая светлыми волокнами, в 1,75 раза больше, чем светлый фон (т.е.  $\alpha = 0,64$ ), что противоречит результатам Мюллера. Продолжая эти исследования, Вир и др. (1977), Штельмахер и Вир (1980) получили, что яркости светлых полосок 0,81, а темных 0,74. Если учесть указанные выше интенсивности Мюллера 0,95 и 0,60 для ярких и темных областей соответственно, получаем, что светлые полоски содержат 60% светлых областей и 40% темных. В темных полосках соотношение площадей обратное. К этому вопросу мы еще вернемся позднее в главе 6. Пока заметим только, что такие косвенные методы уступают непосредственной фотометрии. Возможно, относительная доля площади, занятой светлыми элементами, меняется от пятна к пятну или даже в пределах одного пятна, что следует предположить на основании измерений Мальби (1972) и Вяльшина (1972).

Концепция двухкомпонентной полутени, состоящей из элементов двух типов, имеющих стандартную яркость, представляется в настоящее время наиболее приемлемой и соответствующей современным представлениям о структурности и дискретизации солнечной плазмы. Однако необходимы дальнейшие исследования этого вопроса, тем более что Гроссман-Доерт и Шмидт (1981) по наблюдениям на вакуумном телескопе с использованием методики фурье-преобразования получили одновершинное распределение

\* ) В оригинале явная опечатка, указано  $S_b/S_d = 2,7$ .

яркостей в полутени с максимумом в области 0,72, что противоречит указанной выше концепции.

В полутени пятна и вблизи нее часто наблюдаются светлые области, видимые в белом свете. Обычно они окружают тень и полутень снаружи, и их принято называть внутренним и внешним кольцами, хотя на самом деле они редко представляют собой замкнутые кольца.

Подробные исследования внешних светлых колец выполнены Вальдмайером (1939, 1941), Дасом и Раманатаном (1953), Мальтби (1960), Бреем и Лоухедом (1964), Чистяковым (1964, 1965а, 1965б). Интенсивность внешнего светлого кольца на длине волны 4000 Å на 3% превышает интенсивность фотосферы, контраст падает с увеличением длины волны и с приближением к лимбу. Диаметр кольца превышает диаметр полутени в 1,32 – 1,39 раза. Это отношение слегка падает с увеличением пятна (Вальдмайер, 1941):

$$P/R = 0,62 + 3,6 P,$$

где  $P$  и  $R$  – диаметры полутени и кольца соответственно в долях солнечного диаметра. Наблюдения Чистякова удовлетворительно согласуются с формулой Вальдмайера для пятен с площадью больше 100 миллионов долей полусферы.

Внешнее светлое кольцо является постоянным спутником развитых солнечных пятен (по оценкам Чистякова, из 72 пятен оно наблюдалось у 70), и его принято считать третьей регулярной частью пятна (кроме тени и полутени). Тонкая структура этих колец не вполне ясна. Миллер (1960) показал, что число гранул на единицу поверхности в области внешнего светлого кольца примерно такое же, как и в фотосфере. Это мнение оспаривается Чистяковым (1965б), который из анализа ряда первоклассных наблюдений (в том числе стратосферных наблюдений Даниэльсона) показал, что относительная площадь грануляции в области внешнего светлого кольца (~68%) выше, чем в фотосфере (~43%). Позднее Парфиненко (1972, 1980) путем телевизионной обработки стратосферных снимков подтвердил вывод Миллера о том, что морфологически структуры светлых колец и фотосферы неразличимы, но светлое кольцо представляет собой область повышенной концентрации ярких фотосферных гранул.

Существование внутреннего светлого кольца (так называемого кольца Секки) до сих пор является дискуссионным. Секки считал, что внутренний край полутени является более ярким, чем внешний. Это не подтвердилось позднейшими наблюдениями. Однако иногда в пятнах на внутренней границе полутени наблюдаются участки (или даже замкнутые кольца) повышенной яркости, на 2–3% ярче фотосферы. Парфиненко (1972, 1980) путем телевизионной обработки с применением контрастирования показал, что кольцо Секки состоит из ярких концов волокон, имеющих кометообразный вид. На таких контрастированных снимках полутень выглядит как темное кольцо, заключенное между двумя светлыми кольцами.

Решение вопроса о наличии или отсутствии слабого, но протяженного светлого кольца вокруг пятна является очень важной задачей в связи с проблемой дефицита потока. Подробнее эта проблема рассматривается в гл. 11 (с. 233).

## НЕПРЕРЫВНЫЙ СПЕКТР И ТЕМПЕРАТУРА ТЕНИ ПЯТНА

## 2.1. Введение

Измерение относительной интенсивности солнечного пятна является классической задачей; на первый взгляд она довольно проста и не требует какой-либо специальной аппаратуры. Тем не менее нельзя не удивляться прогрессу, достигнутому в этой области за 50 лет. Измеренное значение относительной интенсивности  $\varphi$  в области  $\lambda \approx 5000 \text{ \AA}$  постепенно опустилось от 0,30 – 0,40 в ранних работах до 0,04 – 0,05 в современных; соответствующие значения  $\Delta\Theta$  поднялись от 0,20 до 0,48 – 0,52. Такое уточнение величин  $\varphi$  связано с постепенным улучшением методики наблюдений и их редукации.

В настоящее время изучение контраста пятна проводится, как правило, в условиях наилучшего качества изображения с применением диафрагм, снижающих яркость рассеянного света; выбираются наиболее темные участки в тени пятна, регистрация либо фотоэлектрическая, либо фотографическая, но с очень короткими экспозициями; затем непрерывный спектр проводится по пикам на записях интенсивности и, наконец, после принятия всех перечисленных мер предосторожности тщательно учитывается поправка за замыывание и рассеянный свет. В ряде работ для оценки величины паразитного света использовалось прохождение Меркурия. Таким путем удается получить наиболее достоверные данные, которые, в сущности, представляют собой относительную интенсивность наиболее темной части тени.

Другой характерной особенностью современных измерений является широкий диапазон длин волн. Определение относительной интенсивности продвинуто в инфракрасную область спектра вплоть до 240 мкм.

После того как определена относительная интенсивность тени пятна, можно перейти к определению температуры тени. При этом обычно используется не непосредственно значение температуры  $T$ , а параметр  $\Theta = 5040/T$ . Введем параметр

$$\Delta\Theta = \Theta^* - \Theta = 5040 \left( \frac{1}{T^*} - \frac{1}{T} \right), \quad (2.1)$$

где  $\Theta^*$  относится к тени пятна, а  $\Theta$  – к фотосфере. Параметр  $\Delta\Theta$  может быть определен различными методами. В тех случаях, когда при его нахождении используется интегральное излучение, он характеризует различие эффективных температур. При определении  $\Delta\Theta$  из монохроматических наблюдений он в общем случае зависит от  $\lambda$  и характеризует собой различие температур на соответствующих уровнях в тени и фотосфере. Параметр  $\Delta\Theta$  играет очень важную роль при построении моделей солнечного пятна. Как мы увидим в дальнейшем, знание  $\Delta\Theta$  при условии выполнения лучистого, термодинамического и гидростатического равновесия полностью определяет всю модель тени. Поэтому параметр  $\Delta\Theta$  называется модельным параметром.

В подавляющем большинстве случаев при определении температуры используется относительный метод. При этом предполагается, что соответствующая температура солнечной фотосферы хорошо известна. Тогда, зная отношение интенсивностей тени и фотосферы в какой-либо длине волны и предполагая, что как в тени пятна, так и в фотосфере выполняется локальное термодинамическое равновесие, можно найти величину

$$\Delta\Theta = -\frac{\lambda \cdot 5040}{c_2} \ln \varphi, \quad (2.2)$$

где  $c_2 = 1,439 \text{ см} \cdot \text{кельвин}$ ,  $\lambda$  выражено в сантиметрах,  $\varphi$  есть отношение интенсивностей тени пятна  $I^*(\lambda)$  и фотосферы  $I(\lambda)$ :

$$\varphi = \frac{I^*(\lambda)}{I(\lambda)}. \quad (2.3)$$

Формула (2.2) опирается на приближенную формулу Вина и верна в коротковолновом и оптическом диапазонах вплоть до  $8000 \text{ \AA}$ , где ошибка в определении  $\Delta\Theta$  по формуле (2.2) доходит до 2%. Для  $\lambda > 8000 \text{ \AA}$  нужно использовать формулу Планка в полном виде.

Ввиду важности параметра  $\Delta\Theta$  для расчета физической модели поучительно обратить внимание на то, как изменились за последние 20 лет представления о его значении и зависимости от длины волны и положения пятна на диске. Двадцать лет назад считалось твердо установленным, что относительная интенсивность тени пятна уменьшается с увеличением размера пятна. Для пятен с диаметром тени  $\sim 20''$  вычисленное значение модельного параметра  $\Delta\Theta$  составляло  $\sim 0,30$ . Считалось, что значения  $\Delta\Theta$  не зависят от  $\lambda$ , а относительная интенсивность  $\varphi$  не меняется с приближением пятна к лимбу (Брей и Лоухед, 1964).

Все эти утверждения были подвергнуты сомнению за последние 20 лет. Сейчас большинство работ указывает на то, что относительная интенсивность почти не зависит от размеров пятна. Модельный параметр  $\Delta\Theta \geq 0,48$  и слегка растет в сторону малых длин волн. Есть указания и на уменьшение контраста пятна к лимбу (см. ниже в этой главе).

## 2.2. Методика наблюдений и коррекции относительной интенсивности солнечного пятна

Достигнутый за последние годы прогресс в наблюдениях связан как с улучшением методики наблюдений, так и с улучшением методики коррекции. В этом разделе мы рассмотрим основные подводные камни, которые подстерегают наблюдателя при этих, на первый взгляд довольно простых наблюдениях. По существу, при проведении наблюдений наблюдатель должен отдавать себе отчет в следующем:

1. Соответствуют ли наблюдения наиболее темным местам в тени пятна?
2. Сделано ли все необходимое, чтобы уже в процессе наблюдений снизить искажающее влияние окружающей тень пятна полутени и фотосферы?
3. Отражают ли наблюдения истинные значения интенсивности в непрерывном спектре или необходимо ввести поправку за наличие спектральных линий?

#### 4. Правильно ли введена поправка за паразитный свет?

В современных работах обычно тщательно отыскивается точка наименьшей яркости в тени. Это не совсем простая задача, особенно если учесть наличие тонкой структуры в тени пятна. Как уже говорилось выше, есть основания полагать, что сколько-нибудь протяженного темного однородного ядра, лишённого тонкой структуры, в тени пятна вообще не существует. До настоящего времени ни в одной работе при непосредственной обработке не вводилась поправка за неразрешенную тонкую структуру. Неучет светлых элементов может значительно завысить относительную интенсивность (см. гл. 5).

Во всяком случае, предпочтение следует отдавать работам, в которых специально отыскивается минимум яркости в целом по тени, а не берется минимальное значение в отдельных разрезах. При этом поле зрения фотометра должно составлять  $\ll 1''$ . Первый метод измерений дает  $\Delta\theta$  на 0,01 – 0,04 больше, чем второй (Кнеер и Маттиг, 1968). Кроме того, при объединении воедино серии, состоящей из нескольких наблюдений, берется или минимальное значение, или (если число измерений достаточно велико) строится гистограмма распределения частоты встречающихся значений и берется наиболее вероятное значение. Употребление средних значений допустимо только в тех случаях, когда имеется несколько серий измерений и под средним значением понимается среднее из минимальных значений для каждой серии.

При некоторых наблюдениях не придавалось особого значения упомянутым выше предосторожностям. В качестве примера можно привести, в общем, довольно тщательную работу Вёля и др. (1970), в которой получено значение относительной интенсивности от 4000 Å до 15 000 Å. В этой работе высота входной щели спектрографа составляла 8,4'', тогда как площадь тени пятна была 85 – 102 м.д.п., что соответствует диаметру тени 25'' – 27,5''. Таким образом, щель составляла  $\sim 35\%$  диаметра тени, и измерения в этой работе могут характеризовать собой только грубые средние значения интенсивности тени. Более того, мы видели ранее в главе 1, что из полутени в тень часто проникают языки полутеневого вещества, незаметные на снимках со стандартной рассчитанной на фотосферу экспозицией и неразличимые на глаз. Эти языки проникают внутрь тени вплоть до центра и вполне могут дать добавочный вклад в регистрируемую интенсивность. Вероятно, это и привело к тому, что зарегистрированная в этой работе относительная интенсивность оказалась выше, а параметр  $\Delta\theta = 0,40$  ниже, чем во всех современных работах.

Необходимость уже в процессе наблюдений принимать меры к снижению рассеянного света впервые подчеркнула в 1948 г. Т.В. Крат. С тех пор снижение рассеянного света в спектрографе и телескопе является обычной процедурой высокоточных наблюдений в пятне. Часто используются дополнительные диафрагмы перед входной щелью спектрографа, снижающие инструментальный рассеянный свет. Диафрагма диаметром  $b'$  снижает рассеянный свет вблизи лимба в 2 раза, а вклад рассеянного света в изменения тени уменьшается в 10 раз (Кнеер и Маттиг, 1968).

Искажение реальной интенсивности тени уменьшается также при использовании очень коротких экспозиций и фотозлектрической записи.

После того как измерения выполнены, необходимо еще убедиться, что они адекватно отражают интенсивность в непрерывном спектре. При спектральных измерениях это довольно очевидная процедура, хотя и в этом случае возникают трудности с определением уровня непрерывного спектра в областях, насыщенных многочисленными атомными и молекулярными линиями ( $\lambda \leq 4500 \text{ \AA}$ ). Измерения в этой области очень ненадежны даже в фотосфере (Хайнце, 1969; Хольвегер, 1970). Еще более ненадежны они в пятне из-за усиливающегося поглощения неразрешенных молекулярных линий. Мы вернемся к этому позднее, а пока отметим, что до сих пор неясно происхождение характерного излома в спектре солнечного пятна вблизи  $\lambda \leq 4500 \text{ \AA}$ , обнаруженного Штумпфом в 1961 г. Наличие этого излома было подтверждено Стефановым и Земанек (1964), Сурковым (1970), Рожавским (1975), Сурковым и Сурковой (1975), но не отмечалось Вёлем и др. (1970). Заметим, что во всех этих работах значения  $\Delta\Theta \leq 0,40$ , т.е. ниже, чем сейчас принято. Сурков и Суркова (1975) отметили также второй слабый максимум около  $4000 \text{ \AA}$ . Несомненно, однако, что наличие этого излома связано с проблемой дополнительного источника поглощения (Рожавский и др., 1974 а, б; Ситник, 1977, 1978, 1980). Этот вопрос мы рассмотрим позднее в разделах 2.4 и 3.4.

Еще сложнее дело обстоит при широкополосных измерениях. По существу, величина поправки здесь неизвестна. Оценки, выполненные Мальтби (1970), дают поправку  $0,02 - 0,03$  к измерениям, выполненным с шириной полосы  $\sim 200 \text{ \AA}$  в области  $\lambda \sim 6000 \text{ \AA}$ .

### 2.3. Учет паразитного света

Учет паразитного света является важнейшей частью любой процедуры наблюдений в солнечном пятне. Мы дадим здесь лишь краткий очерк методики на примере наблюдений относительной интенсивности солнечного пятна.

Терминология, используемая различными авторами, часто является противоречивой и двусмысленной. Эта неопределенность еще более усиливается в русскоязычной литературе, поскольку различные по значению английские термины часто переводятся одним и тем же русским термином (например, *stray light* и *scattered light* переводится как рассеянный свет). Следуя Цвану (1965) и Ставеланду (1970, 1972), мы будем пользоваться следующей терминологией.

Паразитный свет (*stray light*) — весь свет наблюдающийся в какой-либо точке поверхности, но возникающий в других точках<sup>\*)</sup>.

Рассеянный свет (*scattered light*) — свет, наблюдающийся в точке изображения, удаленной более чем на  $1'$  от источника.

Замывание (*blurring*) — процесс, приводящий к появлению в точке наблюдения постороннего излучения на расстояниях до  $20''$  от источника.

Аппаратная функция (*spread function*) — функция распределения интенсивности в изображении точечного источника. Аппаратная функция,

<sup>\*)</sup>Во избежание недоразумений заметим, что в некоторых работах термин "паразитный свет" (*parasitic light*) при наблюдениях в избранных длинах волн употребляется для обозначения света, отличающегося по длине волны от длины волны света, который должен быть зарегистрирован.



в том смысле, в котором мы ее будем употреблять ниже, определяется не только инструментом, но и атмосферой. Мы будем говорить отдельно об аппаратной функции замывания  $\psi_b$ , аппаратной функции рассеяния  $\psi_s$ , полагая, что общая аппаратная функция

$$\psi(r) = (1 - \epsilon)\psi_b(r) + \epsilon\psi_s(r), \quad (2.4)$$

где  $\epsilon$  — доля рассеянного излучения,  $r$  — расстояние от точки измерения до источника паразитного света.

Тогда в полярных координатах, связанных с центром Солнца, для любой точки солнечного изображения имеем

$$I'(d, \alpha) = (1 - \epsilon) \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} I(\rho, \alpha') \psi_b(r) \rho d\rho d\alpha' + \\ + \epsilon \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} I(\rho, \alpha') \psi_s(r) \rho d\rho d\alpha'. \quad (2.5)$$

Здесь  $d, \alpha, \rho, \alpha'$  — координаты точки наблюдения и источника паразитного света,

$$r^2 = \rho^2 + d^2 - 2\rho d \cos(\alpha - \alpha'), \quad (2.6)$$

$I'$  — искаженная паразитным светом интенсивность в точке наблюдения,  $I$  — истинная интенсивность. Если известны функции  $\psi_b, \psi_s$  и  $\epsilon$ , то можно по  $I'$  найти  $I$ .

Для нахождения функций  $\psi_b$  и  $\psi_s$  чаще всего используется ход интенсивности на лимбе и ореол вокруг лимба. Для каждой из этих функций записывается аналитическое выражение со свободными параметрами, используется известная из наблюдений функция потемнения к краю  $I(d)$  и после подставления этих функций в одномерный вариант уравнения (2.5) путем сопоставления с измерениями находятся свободные параметры. Функция  $\psi_b$  на лимбе (в пренебрежении кривизной лимба) чаще всего записывается следующим образом:

$$\psi_b = \sum_1^M \frac{m_i}{b_i \sqrt{\pi}} e^{-r^2/b_i^2}, \quad \sum_1^M m_i = 1. \quad (2.7)$$

В двумерном варианте при коррекции интенсивности в тени пятна следует использовать выражение (2.5) совместно с

$$\psi_b = \sum_1^M \frac{m_i}{\pi b_i^2} e^{-r^2/b_i^2}, \quad \sum_1^M m_i = 1. \quad (2.7a)$$

Начиная с работы Вандерса 1934 г., предполагалось, что для описания функции замывания  $\psi_b$  достаточно одной гауссовой функции ( $M = 1$ ). Позднее В.А. Крат (1943), В.Е. Степанов (1957) и Цваан (1965) показали, что необходимо учитывать далекие крылья функции  $\psi_b$  и для этой цели использовать комбинацию двух или даже трех гауссовых функций. При расчетах  $I'(b)$  истинный профиль интенсивности  $I(d)$  аппроксимируется степенной функцией

$$I(d) = C + D(R_{\odot} - d)^2 \quad (2.8)$$

или более сложным выражением с неопределенным показателем степени.

Для аппаратной функции рассеяния  $\psi_s$  чаще всего используется комбинация из нескольких дисперсионных формул

$$\psi_s = A \sum_1^N \frac{n_i}{B_i^2 + r^2}, \quad \sum_1^N n_i = 1, \quad (2.9)$$

где  $A$  — постоянная нормировки (Фесенков и др., 1926; Давид и Эльсте, 1962; Ставеланд, 1970, 1972). Степанов (1957) и Маттиг (1971) использовали и для  $\psi_s$  гауссову функцию. Браде (1972, 1974) предложил для  $\psi_s$  выражение

$$\psi_s = A/(B^{2q} + r^{2q}), \quad (2.10)$$

где  $q$  — еще один неопределенный параметр, который надлежит определить по измерениям ореола. Ход интенсивности на краю аппроксимируется выражением

$$I(d) = 1 - \sum_{k=1}^k \alpha_k (d/R_{\odot})^{2k}. \quad (2.11)$$

Оказалось, что нахождение параметров функций  $\psi_b$  и  $\psi_s$  слабо зависит от принятых выражений для  $I(d)$ . Более того, расчеты, выполненные для абсолютно резкого края (как во время частного солнечного затмения), дают примерно такой же ход интенсивности  $I(d)$ . Это, кстати, объясняет, почему немногочисленные попытки использовать частное солнечное затмение для коррекции измерений в тени пятна не дали результатов, более точных, чем при обычных методах учета паразитного света (Кёппен, 1975; Хаджеби, 1977).

Для иллюстрации характерных размеров значений, входящих в эти формулы, можно указать, что в работе Цваана (1965)  $b_1 = 2,5''$ ,  $b_2 = 7''$ ,  $m_1 = 0,4$ ,  $m_2 = 0,6$ ,  $\epsilon = 0,19$ ,  $A = 0,0057$ ,  $B_1^2 = 0,128$ ,  $B_2^2 = 307$ ,  $n_1 = 1$ ,  $n_2 = 3$ . В работе Ставеланда (1970)  $b_1$  и  $b_2$  того же порядка,  $m_1 = 0,75 - 0,90$ ,  $m_2 = 0,10 - 0,25$ ,  $m_3 = 0,00 - 0,03$ ,  $B = 60'' - 200''$ ,  $n_2 = 0$ .

Следует иметь в виду, что необходимо очень точно учитывать далекие крылья функций  $\psi_b$  и особенно  $\psi_s$ . Обыкновенных фотографических наблюдений для этого недостаточно. Необходима фотоэлектрическая запись с повышенной чувствительностью.

Был предложен другой способ определения  $\psi_b$  непосредственно по снимкам пятна (Россбах и Шрётер, 1969, 1970; Витман и Шрётер, 1968, 1969). При этом использовалось то, теперь очевидное положение, что элементы тонкой структуры имеют чрезвычайно малые размеры, и их можно принять за точечные источники. Тогда профиль их интенсивности можно принять за аппаратную функцию  $\psi_b$ . Однако очевидно, что именно в силу наличия элементов тонкой структуры в тени и конечных размеров тени таким способом нельзя получить достоверную информацию о крыльях  $\psi_b$  на расстояниях  $\geq 10'' - 20''$ , и во всех работах, в которых использовался этот способ, имеет место недооценка паразитного света.

После того как параметры функций  $\psi_b$  и  $\psi_s$  известны, можно переходить к учету паразитного света в пятне. Это означает, что необходимо решить двумерное интегральное уравнение свертки (2.5). Задача эта довольно трудоемкая, поэтому в большинстве практических случаев используются различные дополнительные предположения. Простейшее из них сос-

тоит в том, что пятно имеет круговую форму, а интенсивностям тени, полутени и невозмущенной фотосферы можно приписать постоянные не зависящие от координат значения. Формулы для этого случая даны в разных работах (см., например, Маттиг, 1971). В таком же приближении постоянства интенсивностей, но для реальной геометрии пятна решена задача Штумпфом (1961).

Алгоритмы расчетов для эллиптического пятна разработаны Ставеландом (1972), для пятна произвольной формы аналогичные алгоритмы разработали Браде (1974) и Иуэлль и Ставеланд (1975). В этих работах даны готовые Фортран-программы для рассмотренных выше типов ядер.

Наиболее полное решение задачи было дано Мычелкиным и Минасянцем (1973) на основе решения двумерного интегрального уравнения типа свертки с помощью преобразования Фурье. Это решение не содержит никаких дополнительных предположений, применимо для любых четных нормированных ядер и требует только гладкости анализируемых сигналов. К сожалению, это решение до сир пор не реализовано в виде четкого алгоритма, и его практическая применимость для обработки больших рядов наблюдений пока не ясна.

Прохождение Меркурия по диску Солнца 9 мая 1970 г. дало уникальную возможность более точно оценить величину паразитного света в пятне, в первую очередь за счет более точной оценки параметров функции  $\psi_b$  (Маттиг, 1971; Мальтби и Ставеланд, 1971; Мальтби, 1971). Это связано с тем, что диаметр Меркурия  $\sim 11''$  близок к диаметру тени среднего пятна. Использовались также для контроля следующие методы:

1. Строилась зависимость видимой интенсивности тени пятна от видимой интенсивности Меркурия при разных условиях наблюдения и эта зависимость экстраполировалась до нулевой видимой интенсивности Меркурия.

2. Такая же процедура выполнялась для исправленных за паразитный свет интенсивностей тени пятна и Меркурия.

Данные, полученные этим методом, являются наиболее достоверными, и именно этим данным мы будем придавать наибольший вес при сопоставлении различных наблюдений в следующем разделе.

Завершая краткое обсуждение методов учета паразитного света, сделаем несколько общих замечаний.

1. Паразитный свет нужно учитывать при любых измерениях в пятнах. Часто считается, что замывание можно не учитывать, если пятно достаточно велико. Это неверно. Легко видеть, что даже для тени диаметром  $30''$  при характеристиках  $\psi_b$ , данных, например, в работе Цванна (1965), можно ожидать в центре тени вклад паразитного света  $\sim 0,01$ .

2. Замывание определяется движениями изображения из-за атмосферных неоднородностей с характерными размерами  $l$  больше диаметра объектива  $D$ , пульсациями неоднородностей ( $l \sim D$ ), расширением неоднородностей ( $l < D$ ). Замывание может быть значительным даже при очень хорошем качестве изображения и высоком разрешении. Частотный спектр движений изображения и пульсаций расположен в диапазоне  $1 - 100$  Гц и сильно меняется со временем. Поэтому желательно получать снимки или регистрограммы пятна и края практически одновременно и с одинаковой частотной характеристикой регистрирующей аппаратуры.

3. Нужно точно фиксировать положение точки измерения внутри тени и при коррекции учитывать реальную геометрию пятна. Поскольку паразитный свет поступает в пятно в основном из полутени, желательно использовать реальные, пусть даже не очень точные значения относительной интенсивности полутени.

4. До сих пор не совсем ясно, как зависит относительная интенсивность паразитного света от длины волны. Во всяком случае, в оптическом диапазоне эта зависимость, по-видимому, не очень сильная. Например, Мальтби и Ставеланд (1971) указывают, что относительная интенсивность паразитного света в диапазоне 3600–8760 Å падает к длинным волнам всего на 20% от ее величины. Во многих работах этой зависимостью пренебрегают.

#### 2.4. Относительная интенсивность тени солнечного пятна

В таблице 2 собраны вместе результаты определений относительной интенсивности  $\varphi_u$  тени пятна, полученные в основном в последние 15 лет и представляющие собой наиболее достоверные данные о зависимости  $\varphi_u$  от длины волны  $\lambda$  и размеров пятна.

В таблице указаны длина волны  $\lambda$ , относительная интенсивность  $\varphi_u$ , модельный параметр  $\Delta\Theta$ , ширина полосы измерения  $\Delta\lambda$ , размер пятна, т.е. внешний диаметр полутени для кругового пятна  $d_p$  или большая и малая оси эллипса для эллиптического пятна, ссылка на источник, условное обозначение и примечание. Примечание дается, как правило, при первом упоминании работы. Условные обозначения используются в дальнейшем в рисунках этой главы. Зачерненные значки обычно указывают на широкополосные наблюдения. Некоторые дополнительные данные взяты из обзора Альбрэгтсена и Мальтби (1981б).

В некоторых работах ширина полосы не приводится, поэтому в соответствующем столбце указана буква  $b$  для широкополосных или  $s$  для спектральных наблюдений. Параметр  $\Delta\Theta$  вычислен только до  $\lambda$  8800 Å, поскольку для больших длин волн он теряет смысл.

Данные таблицы 2 приведены на рис. 4, 5, 6. Сплошной линией на рис. 4 и 5 показана средняя кривая, а пунктиром — ход  $\varphi_u$ , рассчитанный по формуле (2.2) для  $\Delta\Theta = 0,48$ . Видно, что наблюдения в диапазоне 5000–8800 Å в пределах ошибок согласуются с кривой  $\Delta\Theta = 0,48$ . Для  $\lambda < 5000$  Å точки, соответствующие наблюдениям, идут значительно ниже этой кривой, что, несомненно, связано с дополнительным поглощением, определяемым многочисленными неразрешаемыми атомными и молекулярными линиями (Цван, 1974).

На рис. 6 нанесены две кривые из работы Цваана (1975), характеризующие модели с максимальным и минимальным градиентом температуры в глубоких слоях пятна (см. ниже, раздел 2.7).

Из таблицы 2 и рис. 4–6 видно, что многочисленные наблюдения, относящиеся к пятнам разных размеров, довольно хорошо согласуются между собой. Несколько выше средней кривой располагаются данные из работ Кнеера и Маттига (1968), Эну (1969), Витмана и Шрётера (1969), Россбаха и Шрётера (1970), Кнеера (1972а), Минасянца (1974). Во всех этих работах либо вообще не учитывалось замывание, либо учитывалось недостаточно тщательно (см. раздел 2.3 и примечания в таблице 2).

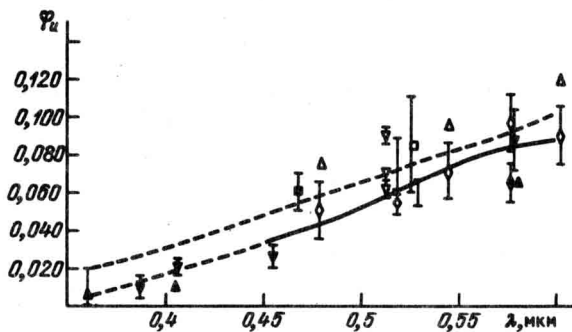


Рис. 4. Зависимость относительной интенсивности тени пятна от длины волны в диапазоне 3600–6000 Å. Обозначения см. в тексте и в таблице 2.

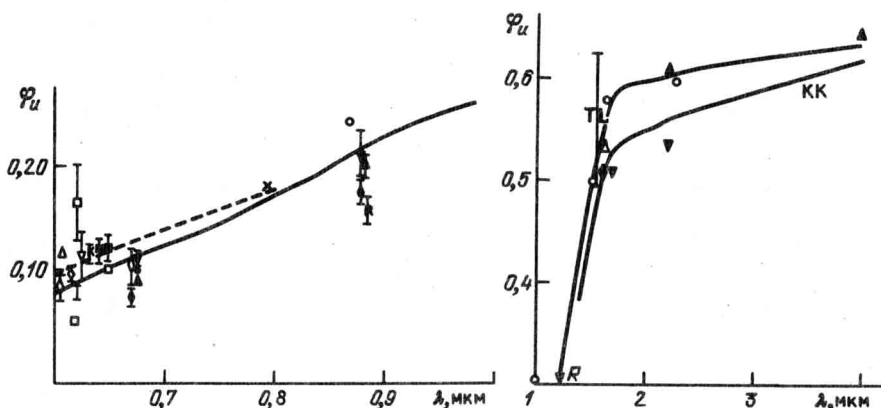


Рис. 5. Зависимость относительной интенсивности тени пятна от длины волны в диапазоне 6000–10000 Å. Обозначения см. в тексте и в таблице 2.

Рис. 6. Зависимость относительной интенсивности тени пятна от длины волны в диапазоне 1–5 км. Обозначения см. в тексте и в таблице 2.

Из таблицы 2 видно, что модельный параметр  $\Delta\Theta$  не зависит, как это считалось раньше, от  $\lambda$ . Этот параметр явно имеет тенденцию к уменьшению с ростом  $\lambda$  от значений  $\sim 0,60$  при  $\lambda \sim 4000$  Å до  $\sim 0,48$  при  $\lambda \sim 6000$  Å. Пока не ясно, является ли это следствием специфической стратификации в тепловой модели пятна или здесь играет роль понижение непрерывного спектра за счет спектральных линий при широкополосной фотометрии.

Результаты, полученные с помощью широкополосной фотометрии, в общем удовлетворительно согласуются с данными спектральных наблюдений. Это означает, что поправка за наличие неразрешаемых линий вводится достаточно хорошо. Следует, однако, заметить, что в области  $\lambda < 4600$  Å нет достаточно достоверных спектрографических данных, которые могли бы послужить эталоном для введения поправки в широкополосные наблюдения. Для  $\lambda < 4600$  Å имеются только широкополосные наблюдения, в которые поправка за линии не вводилась.

## Наблюдения относительной интенсивности тени пятна

| $\lambda, \text{Å}$ | $\psi$            | $\Delta\theta$  | $\Delta\lambda, \text{Å}$ | Размеры<br>пятна $d_p$  | Автор,<br>ссылка                 | Условное<br>обозначение | Примечание   |
|---------------------|-------------------|-----------------|---------------------------|-------------------------|----------------------------------|-------------------------|--|
| 1                   | 2                 | 3               | 4                         | 5                       | 6                                | 7                       | 8  |
| 3600                | $0,005 - 0,02$    | $0,67 - 0,49$   | 40                        | $25'' \times 16''$      | Мальтби и<br>Ставеланд<br>(1971) | ▲                       | Фотоэлектрические записи с диафрагмой<br>$1'' - 3''$ .<br>Учет паразитного света по Меркурию. По-<br>правка за фраунгоферовы линии не вводи-<br>лась |
| 3870                | $0,010 \pm 0,005$ | $0,62 \pm 0,07$ | 20                        | $\sim 60'' \times 48''$ | Экманн и<br>Мальтби<br>(1974)    | ▼                       | Фотоэлектрические записи. Поправка за ли-<br>нии вводилась только для $\lambda\lambda$ 5790, 6690,<br>8760 Å. Среднее по 4 пятнам                    |
| 4040                | $0,010 \pm 0,020$ | 0,65            | 70                        | $25'' \times 16''$      | Мальтби и<br>Ставеланд<br>(1971) | ▲                       |  |
| 4060                | $0,020 \pm 0,004$ | $0,56 \pm 0,03$ | <i>b</i>                  | $\sim 60'' \times 48''$ | Экманн и<br>Мальтби<br>(1974)    | ▼                       |  |
| 4550                | $0,026 \pm 0,006$ | $0,58 \pm 0,04$ | <i>b</i>                  | $\sim 60'' \times 48''$ | Экманн и<br>Мальтби<br>(1974)    | ▼                       |  |
| 4680                | $0,060 \pm 0,010$ | $0,46 \pm 0,03$ | 120                       | $5'' - 57''$            | Росбах и<br>Шрётер<br>(1970)     | ■                       | Фотометрия высокоскоростных снимков. Сред-<br>нее по 10 пятнам   |

|           |                   |                 |     |           |                       |   |  |
|-----------|-------------------|-----------------|-----|-----------|-----------------------|---|--|
| 4785-4805 | $0,050 \pm 0,015$ | $0,50 \pm 0,05$ | s   | >50"      | Мальтби (1970)        | ◇ | Спектрограммы. Поправка за рассеянный свет для всех $\lambda$ равна 0,028  |
| 4795      | 0,074             | 0,44            | s   | 53"       | Эну (1969)            | △ | Спектрограммы  |
| 5131      | $0,066 \pm 0,009$ | $0,49 \pm 0,02$ | s   | 56"       | Кнеер (1972a)         | ▽ | Спектрограммы. Поправка за замывание не вводилась. Приведены данные, полученные с блендой в главном фокусе   |
| 5131      | $0,086 \pm 0,009$ | $0,44 \pm 0,02$ | s   | 35"       | Кнеер (1972a)         | ▽ | Возможен вклад тонкой структуры  |
| 5131      | $0,071 \pm 0,009$ | $0,48 \pm 0,02$ | s   | 50"       | Кнеер (1972a)         | ▽ | Возможен вклад тонкой структуры  |
| 5190      | $0,054 \pm 0,005$ | $0,53 \pm 0,02$ | 0,1 | 24" x 17" | Маттиг (1971)         | ◇ | Фотоэлектрические наблюдения того же пятна, что и в работе Мальтби и Ставеланда (1971). Диафрагма 3". Учет паразитного света по Меркурию. Введена поправка за линии  |
| 5190      | $0,075 \pm 0,014$ | $0,47 \pm 0,03$ | 120 | 10"-84"   | Мянасян (1974)        | М | Фототелиограммы. Поправка за линии введена по данным Маттига (1971). Среднее по 72 пятнам  |
| 5256,2    | $0,06 - 0,110$    | $0,52 - 0,41$   | 0,1 | 45"-47"   | Кнеер и Маттиг (1968) | □ | Фотоэлектрические наблюдения со щелью 2"-3". Сильный разбор результатов. Вель (1970a) указал, что в этой работе данные занижены на 5-20%. В этой работе Вель привел на основании частного сообщения более точные длины волн, которые и указаны в таблице |

Таблица 2 (продолжение)

| 1         | 2             | 3           | 4   | 5           | 6   | 7 | 8   |
|-----------|---------------|-------------|-----|-------------|---|---|---|
| 5300      | 0,06          | 0,52        | 200 | > 57"       | Редберг<br>(1966),<br>Ставеланд<br>(1970) | R | Фотоэлектрические записи в трех длинах волн через диафрагмы 1", 1,75", 2,4" соответственно. Поправка за линии не вводилась. Приведены значения после коррекции в работе Ставеланда (1970) |
| 5300      | 0,083 ± 0,008 | 0,46 ± 0,02 | b   | 23"         | Халджели<br>(1977)                        | H | Частное солнечное затмение 30 июня 1973 г. Поправка за ореол и за линии не вводилась. Фотографии получены Маттигом  |
| 5440-5460 | 0,071 ± 0,015 | 0,50 ± 0,04 | s   | > 50"       | Мальтби<br>(1970)                         | ◇ |   |
| 5451      | 0,095         | 0,45        | s   | > 53"       | Эну (1969)                                | △ |   |
| 5725-5840 | 0,097 ± 0,015 | 0,47 ± 0,03 | s   | > 50"       | Мальтби<br>(1970)                         | ◇ | В этой работе интенсивности в λλ 4795, 5450, 6040 Å получены в одном пятне, а в λλ 5790 и 6690 Å — в другом   |
| 5790      | 0,088 ± 0,016 | 0,49 ± 0,04 | b   | ~ 60" × 48" | Экманн и<br>Мальтби<br>(1974)             | ▼ |   |
| 5790      | 0,065 ± 0,010 | 0,55 ± 0,03 | 150 | ~ 56" × 48" | Микланд<br>(1973)                         | ◆ | Фотоэлектрический фотометр с диафрагмой 1,5". Средние минимальные значения для 8 пятен. Поправка за линии введена для λλ 5790 и 6690 Å  |



|                   |               |             |     |           |                                 |   |
|-------------------|---------------|-------------|-----|-----------|---------------------------------|---|
| 5790              | 0,065 ± 0,02  | 0,55 ± 0,06 | 150 | 25" x 16" | Мальги и<br>Ставеланд<br>(1971) | ▲ |
| 6030-6050         | 0,090 ± 0,015 | 0,51 ± 0,04 | s   | > 50"     | Мальги<br>(1970)                | ◇ |
| 6040              | 0,120         | 0,45        | s   | > 53"     | Эну (1969)                      | △ |
| 6070              | 0,124 ± 0,012 | 0,44 ± 0,02 | b   | 20"       | Халжеби<br>(1977)               | Н |
| 6153              | 0,101 ± 0,004 | 0,49 ± 0,01 | 0,1 | 24" x 17" | Маттиг<br>(1971)                | ◇ |
| 6192, 4           | 0, 058        | 0, 61       | 0,1 | 53"       | Кнеер и<br>Маттиг (1968)        | □ |
| 6222, 5-<br>-6223 | 0,13-0,20     | 0,44-0,35   | 0,1 | 31"       | Кнеер и<br>Маттиг (1968)        | □ |
| 6202              | 0,086 ± 0,006 | 0,53 ± 0,02 | 0,2 | 49"       | Кеплен<br>(1975)                | К |
| 6222              | 0,095 ± 0,007 | 0,51 ± 0,02 | s   | 56"       | Кнеер (1972)                    | ▽ |
|                   | 0,140 ± 0,007 | 0,43 ± 0,01 | s   | 35"       | Кнеер (1972a)                   | ▽ |
|                   | 0,115 ± 0,007 | 0,47 ± 0,01 | s   | 50"       | Кнеер (1972a)                   | ▽ |

Фотоэлектрическая запись со щелью 3".  
Учет паразитного света по частному солнеч-  
ному затмению 25 февраля 1971 г.

Возможен вклад тонкой структуры  
Возможен вклад тонкой структуры

Таблица 2 (продолжение)

| 1                  | 2             | 3           | 4   | 5       | 6                         | 7 | 8   |
|--------------------|---------------|-------------|-----|---------|---------------------------|---|---|
| 6400               | 0,125 ± 0,02  | 0,47 ± 0,02 | 120 | 5"–57"  | Росбах и Шрётер (1970)    | ■ | Среднее по 7 пятнам                                 |
| 6400               | 0,121 ± 0,012 | 0,47 ± 0,02 | 120 | 10"–41" | Маясянц (1974)            | М | Среднее по 29 пятнам                                |
| 6473,5             | 0,12 ± 0,006  | 0,48 ± 0,01 | 0,2 | 49"     | Копшен (1975)             | К | Автор допускает возможность ошибки в этом измерении |
| 6481,2–<br>–6481,3 | 0,105         | 0,51        | 0,1 | 53"     | Кнеер и Маттиг (1968)     | □ |   |
| 6610–6775          | 0,108 ± 0,015 | 0,55 ± 0,03 | s   | > 50"   | Мальби (1970)             | ◇ |   |
| 6610–6770          | 0,106         | 0,53        | 160 |         | Энгволд (1973)            | ● |   |
| 6690               | 0,080 ± 0,010 | 0,59 ± 0,03 | 200 | 56"×48" | Минсланд (1973)           | ◆ |   |
| 6690               | 0,115 ± 0,017 | 0,51 ± 0,03 | b   | 60"×48" | Экманн и Мальби (1974)    | ▼ |   |
| 6690               | 0,095         | 0,55        | 200 | 25"×16" | Мальби и Ставеланд (1971) | ▲ |   |

| 7900  | 0,18          | 0,47        | 120 | 36" - 50"   | Витман и Шрёгер (1969)           | X | Фотометрия высокоскоростных снимков                        |  |  |  |
|-------|---------------|-------------|-----|-------------|----------------------------------|---|--|--|--|--|
| 8640  | 0,24          | 0,43        | 4   | 48" X 38"   | Эну (1968)                       | o | Спектрограф, фотоэлектрическая запись. Среднее по 3 пятнам |  |  |  |
| 8760  | 0,176 ± 0,010 | 0,53 ± 0,02 | 400 | 56" X 48"   | Микланд (1973)                   | ◆ |  |  |  |  |
| 8760  | 0,211 ± 0,024 | 0,48 ± 0,03 | b   | ~ 60" X 48" | Экманн и Мальгби (1974)          | ▼ |  |  |  |  |
| 8760  | 0,20 ± 0,02   | 0,49 ± 0,03 | 400 | 25" X 16"   | Мальгби и Ставеланд (1971)       | ▲ |  |  |  |  |
| 8800  | 0,16          | 0,56        | 300 | > 57"       | Редберг (1966), Ставеланд (1970) | R |  |  |  |  |
| 10205 | 0,30          |             | 4   | 48" X 38"   | Эну (1968)                       | o |  |  |  |  |
| 12150 | 0,33 ± 0,09   |             | b   | ~ 60" X 48" | Экманн и Мальгби (1974)          | ▼ |  |  |  |  |

Таблица 2 (продолжение)

| 1     | 2     | 3 | 4    | 5         | 6                                      | 7  | 8  |
|-------|-------|---|------|-----------|--|----|--|
| 13000 | 0,32  |   | 1400 | > 57"     | Редберг (1966),<br>Ставеланд<br>(1970) | R  |  |
| 15325 | 0,50  |   | 4    | 48" X 38" | Эну (1968)                             | o  |  |
| 15400 | 0,493 |   | 500  | ≥ 20"     | Альбреттсен<br>и Мальгби<br>(1981а)    | AM | Средние значения по ряду пятен: подробнее см.<br>текст, раздел 2.5.4 |
| 16150 | 0,636 |   | 2200 | 25"       | Турон и<br>Лена (1970)                 | TL |  |
| 16150 | 0,622 |   | 2200 | 38"       | Турон и<br>Лена (1970)                 | TL |  |
| 16150 | 0,586 |   | 2200 | 39"       | Турон и<br>Лена (1970)                 | TL |  |
| 16150 | 0,476 |   | 2200 | 55"       | Турон и<br>Лена (1970)                 | TL |  |
| 16150 | 0,546 |   | 2200 | 57"       | Турон и<br>Лена (1970)                 | TL |  |
| 16580 | 0,58  |   | 4    | 48" X 38" | Эну (1968)                             | o  |  |

|       |               |      |             |                              |    |
|-------|---------------|------|-------------|------------------------------|----|
| 16700 | 0,515 ± 0,031 | b    | ~ 60" × 48" | Экманн и Мальгби (1974)      | ▼  |
| 16700 | 0,511 ± 0,01  | 1000 | ~ 56" × 48" | Микланд (1973)               | ◆  |
| 16700 | 0,535 ± 0,01  | 1000 | 25" × 16"   | Мальгби и Ставеланд (1971)   | ▲  |
| 17300 | 0,562         | 500  | > 20"       | Альбретсен и Мальгби (1981a) | AM |
| 20860 | 0,592         | 500  | ≥ 20"       | Альбретсен и Мальгби (1981a) | AM |
| 22000 | 0,61 ± 0,02   | 2000 | 25" × 16"   | Мальгби и Ставеланд (1971)   | ▲  |
| 22000 | 0,543 ± 0,05  | b    | ~ 60" × 48" | Экманн и Мальгби (1974)      | ▼  |
| 22125 | 0,60          | 4    | 48" × 38"   | Эну (1968)                   | ○  |
| 23490 | 0,615         | 500  | ≥ 20"       | Альбретсен и Мальгби (1981a) | AM |

Таблица 2 (окончание)

| 1      | 2           | 3 | 4     | 5         | 6                                | 7                       |
|--------|-------------|---|-------|-----------|----------------------------------|-------------------------|
| 37500  | 0,60 ± 0,03 |   | 3400  | 16"       | Купяк и<br>Кучми (1972)          | КК                      |
| 40000  | 0,65 ± 0,01 |   | 4000  | 25" x 16" | Мальгби и<br>Ставеланд<br>(1971) | ▲                       |
| 104500 | 0,713       |   | 33600 | 25"       | Турон и<br>Лена (1970)           | ТЛ                      |
| 104500 | 0,708       |   | 33600 | 31"       | Турон и<br>Лена (1970)           | ТЛ                      |
| 104500 | 0,67        |   | 33600 | 38"       | Турон и<br>Лена (1970)           | ТЛ                      |
| 104500 | 0,681       |   | 33600 | 39"       | Турон и<br>Лена (1970)           | ТЛ                      |
| 104500 | 0,578       |   | 33600 | 55"       | Турон и<br>Лена (1970)           | ТЛ                      |
| 104500 | 0,590       |   | 33600 | 57"       | Турон и<br>Лена (1970)           | ТЛ                      |
| 240000 | 0,69 ± 0,03 |   | 20000 | 50"       | Лена (1969)                      | Л Германисевый болометр |

Т а б л и ц а 3

Широкополосные относительные интенсивности тени  
и фактор дополнительного поглощения

|   |       |       |       |       |         |       |       |       |       |       |
|---|-------|-------|-------|-------|---------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Длина волны, мкм  | 0,387 | 0,579 | 0,669 | 0,876 | 1,215   | 1,54  | 1,67  | 1,73  | 2,09  | 2,35  |
| Ширина полосы, Å  | 20    | 60    | 100   | 200   | 400     | 500   | 800   | 500   | 500   | 500   |
| Число пятен   | 4     | 7     | 10    | 10    | 6       | 6     | 15    | 6     | 5     | 6     |
| Интенсивность тени  |       |       |       |       |         |       |       |       |       |       |
| мин.  | 0,008 | 0,031 | 0,062 | 0,168 | 0,319   | 0,451 | 0,455 | 0,481 | 0,530 | 0,544 |
| макс.   | 0,014 | 0,079 | 0,141 | 0,249 | 0,375   | 0,535 | 0,608 | 0,611 | 0,627 | 0,613 |
| средняя   | 0,010 | 0,058 | 0,087 | 0,207 | 0,340   | 0,480 | 0,525 | 0,558 | 0,581 | 0,581 |
| "Истинная" интенсивность  | 0,029 | 0,094 | 0,129 | 0,209 | 0,335   | 0,497 | 0,535 | 0,562 | 0,592 | 0,615 |
| Разность "истинной" и широкополосной интенсивностей               | 0,019 | 0,036 | 0,042 | 0,002 | - 0,005 | 0,017 | 0,010 | 0,004 | 0,011 | 0,034 |
| Отношение "истинной" и широкополосной интенсивности $q_{\lambda}$ | 2,9   | 1,62  | 1,482 | 1,010 | 0,985   | 1,035 | 1,019 | 1,007 | 1,019 | 1,059 |

Учет дополнительного поглощения в расчетах теоретических моделей — пока нерешенная задача. Обычно теоретический непрерывный спектр рассчитывается без учета дополнительного поглощения, и затем его интенсивность делится на неопределенный фактор  $q(\lambda)$ . Строго говоря, дополнительное поглощение следовало бы вводить непосредственно в процедуру расчетов модели, учитывая эффект спектральных линий непосредственно в величине общего коэффициента поглощения. Мы вернемся к этому вопросу позднее в главе 3, а пока имеет смысл привести в единой таблице результаты широкополосных наблюдений. В таблице 3 приведены результаты широкополосных наблюдений на солнечной обсерватории Осло за 1968–1979 гг. (Альбрэгтсен и Мальтби, 1981б). В этой таблице первые 4 строки заимствованы непосредственно из работы Альбрэгтсена и Мальтби. Разность максимального и минимального значений интенсивности представляет собой полный диапазон изменения интенсивности в зависимости от фазы цикла (см. раздел 2.5.4). Следующие три строки рассчитаны нами следующим образом. Под "истинной" интенсивностью понимается для  $\lambda \leq 8800 \text{ \AA}$   $\varphi_u$ , рассчитанное по формуле (2.2) при  $\Delta\Theta = 0,48$ . Для  $\lambda > 8800 \text{ \AA}$  взяты средние значения по таблице 2. В следующих строках даны разности "истинных" и широкополосных интенсивностей и их отношение  $q(\lambda)$ . Эти данные могут быть полезны как при выработке теоретических моделей, так и для исправления наблюдений за влияние спектральных линий.

## 2.5. Зависимость фотометрических свойств от индивидуальных особенностей пятен

### 2.5.1. Зависимость яркости пятна от его площади.

Мнения различных авторов по этому вопросу противоречивы. Во многих работах отмечалось значительное увеличение относительной интенсивности малых пятен и пор по сравнению с большими пятнами. Этот результат казался чрезвычайно естественным, легко подтверждался не слишком трудоемкими наблюдениями и поэтому не вызывал сомнения. Первым в этом усомнился Г.Ф. Ситник (1939, 1940).

Он измерил интегральный дефицит излучения в пятне в целом по сравнению с участком невозмущенной фотосферы той же площади. При этом использовался термоинтегратор Фесенкова (1935), который измерял полное излучение, прошедшее через диафрагму. Этот метод позволяет в принципе полностью избежать влияния паразитного света. Правда, для задачи оценки яркости тени пятна результаты Г.Ф. Ситника очень трудно интерпретировать. Наблюдаемое значение дефицита потока зависит не только от  $\varphi_u$ , но и еще от двух неизвестных величин: относительной доли площади пятна, занимаемой тенью, и яркости полутени. При этом две последние величины влияют на измерения гораздо сильнее, чем  $\varphi_u$ . Поскольку интенсивность тени пятна непрерывно растет на границе, само понятие относительной площади тени становится неопределенным. Поэтому прямое сравнение результатов Г.Ф. Ситника с современными измерениями невозможно. Если принять для тени  $\Delta\Theta^* = 0,48$ , для полутени  $\Delta\Theta^P = 0,08 - 0,10$ , относительную площадь тени 0,17 (эти значения в настоящее время считаются наиболее реальными), то получим дефицит потока 0,30 – 0,35, что существенно больше, чем результат Г.Ф. Ситника – 0,21.



По-видимому, это различие связано с тем, что дефицит потока частично компенсируется повышенной яркостью в окружающих пятно светлых областях. К этому вопросу мы еще вернемся позднее при обсуждении проблемы дефицита потока в солнечном пятне, а пока для нас важно, что измеренный таким образом дефицит оказался совершенно не зависящим от площади пятна.

Этот фундаментальный результат в дальнейшем был незаслуженно забыт, и вновь возобладало "естественное" убеждение, что яркость тени пятна падает с ростом его размеров. В своей монографии Брей и Лоухед (1964) дали сводную кривую, по которой  $\Delta\Theta$  в тени меняется от 0,15 до 0,40 в диапазоне диаметров тени 10" – 30".

В 1965 г. эта точка зрения была снова поколеблена Цвааном. Он подверг критическому анализу измерения, выполненные до 1965 г., и пришел к выводу, что все пятна обладают одним и тем же контрастом относительно фотосферы. Он подчеркнул, что правильный учет рассеянного света, необходимый при большинстве фотометрических исследований пятен, играет особенно важную роль при попытках установить зависимость яркости тени от ее площади.

После 1965 г. появились еще две работы (Макаров, 1968; Рожавский, 1975), в которых была найдена связь контраста с площадью тени. В работе Макарова подтверждены его более ранние результаты; точность определения поправок за рассеянный свет не обсуждается. Рожавский разделил изучаемые им пятна на две группы – средние и малые – и нашел, что температура в пятнах второй группы выше, чем в первой. Наблюдения выполнялись с монитором качества изображения в наиболее благоприятные моменты, и поэтому поправка вносилась только за влияние ореола.

С другой стороны, Россбах и Шрётер (1969, 1970) тоже измерения самых темных участков в 25 пятнах и порых и полной редукиции за рассеянный свет установили, что для всех пятен с диаметром  $D > 8''$  после введения поправки за рассеянный свет значения  $\varphi$  одни и те же. Только для самых малых пятен ( $D \leq 4''$ ), возможно, наблюдается рост интенсивности с уменьшением диаметра.

Тщательный учет рассеянного света при определении яркости внутри пятен произведен Минасянцем (1974). Он наблюдал на специальном фотогелиографе с оптической схемой типа коронографа. Ряд приспособлений сводил количество рассеянного света к минимуму. Поправка на замывание отыскивалась путем решения двумерного уравнения свертки, что уменьшает неточности, обусловленные неправильной асимметричной формой пятна. На основании значительного по своему объему материала (72 пятна) Минасянец пришел к выводу, что контраст малых пятен и пор не отличается от среднего значения, характерного для крупных пятен.

К сожалению, как уже говорилось выше, в этих работах вызывает сомнение процедура определения параметров функции замывания  $\psi_b$  – они определялись непосредственно из рабочих снимков по фотометрическим контурам элементов тонкой структуры.

Анализ данных, включенных в таблицу 2, подтверждает вывод об отсутствии сколько-нибудь заметных вариаций  $\Delta\Theta$  в зависимости от размеров пятна. Таких низких значений, какие указаны в монографии Брея и Лоухеда, в таблице нет вообще. Параметр  $\Delta\Theta$  нигде не опускается ниже 0,43.

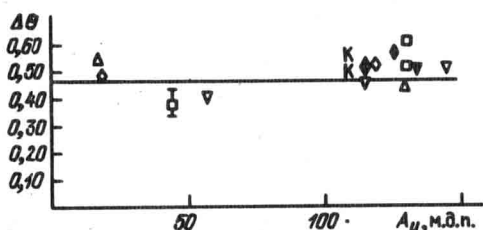


Рис. 7. Отсутствие зависимости модельного параметра  $\Delta\Theta$  от площади тени.

Зависимость величины  $\Delta\Theta$  от  $\lambda$  несколько затрудняет анализ, поэтому на рис. 7 построена зависимость  $\Delta\Theta$  от площади тени по данным, полученным только в диапазоне 6040 – 6690 Å. Предполагалось, что в силу узости диапазона и малого количества линий в этой области влияние зависимости  $\Delta\Theta$  от  $\lambda$  будет ослаблено. Сплошной линией указаны измерения Минасянца в диапазоне  $5 \leq A_u \leq 78$  и совпадающие с ними результаты Россбаха и Шрётера для  $1 \leq A_u \leq 150$ . В обеих работах получено  $\Delta\Theta = 0,47 \pm 0,02$ . Видно, что зависимости  $\Delta\Theta$  от размеров фактически нет. Некоторый разброс данных, превышающий среднюю квадратическую ошибку, существует, и он, по-видимому, не связан ни с остаточной зависимостью  $\Delta\Theta(\lambda)$ , ни с зависимостью  $\Delta\Theta(A_u)$  (см., например, измерения Кнеера (1972а) на  $\lambda$  6222 Å). Может быть, его можно связать с меняющимися условиями наблюдений или с индивидуальностью пятен. Во всяком случае, он много меньше, чем диапазон изменений  $\Delta\Theta$  на кривой Брея и Лоухеда.

Следует отметить, что невозрастание относительной интенсивности пятен вплоть до самых малых значений их площади является убедительным аргументом против прозрачных моделей тени. Для прозрачных моделей при всех  $D \leq 20''$  этот рост должен был бы быть заметен (см. ниже гл. 3).

Поэтому очень большое значение приобретают измерения интенсивности пор и темных узлов в фотосфере с диаметрами  $\leq 4''$ . Юдина (1977а, б) провела специальное исследование интенсивности пор с диаметрами 1,7" – 5". После учета паразитного света оказалось, что яркость пор значительно выше, чем яркость больших пятен. Она не зависит от размеров поры, но сильно меняется от одной поры к другой. Измерения проводились в диапазонах  $\lambda\lambda$  4200 и 5300 Å с шириной полосы 600 Å. Значения  $\varphi$  составляют  $\sim 0,3$  в синей области и  $\sim 0,4$  в желтой. Соответствующие значения  $\Delta\Theta \pm 0,14 - 0,19$ .

**2.5.2. Зависимость физических условий в пятне от напряженности магнитного поля.** Эта зависимость исследовалась в прошлом неоднократно. Станкевич (1967) сопоставил контрасты пятен по своим наблюдениям и наблюдениям Макарова (1963) с рутинными материалами о магнитных полях в бюллетене "Солнечные данные". Получилась очень четкая зависимость относительной яркости от напряженности поля. Перейдя с помощью приближения Вина к разности температур между тенью и фотосферой, Станкевич предложил эмпирическую формулу (во всех формулах этого раздела  $B$  выражено в Э)

$$\Delta\Theta = 3,9 \cdot 10^{-8} B^2. \quad (2.12)$$

Насколько нам известно, подобные исследования больше не предпринимались, однако связь фотометрических параметров с полем определялась

несколько иным способом — с помощью сканирования отдельных пятен. Используя такие измерения фон Клюбера, Дике (1970) вывел зависимость

$$T_{ef}/T_{ef}^{\circ} = -3,21 \cdot 10^{-8} B^2 + 0,95, \quad (2.13)$$

где  $T_{ef}$  и  $T_{ef}^{\circ}$  — эффективные температуры на измеряемых участках и в фотосфере соответственно (принято  $T_{ef}^{\circ} = 6110$  К).

Фирстова и Григорьев (1971), Фирстова (1973) использовали пятна сложной формы со светлыми мостами; фотометрические разрезы проводились через тень, полутень и мосты. Они нашли

$$\Delta\Theta = 3,03 \cdot 10^{-8} B^2 - 0,025. \quad (2.14)$$

Абдусаматов (1973) измерял яркости и поле в элементах тонкой структуры пятна и получил высокий коэффициент корреляции между ними ( $\approx 0,9$ ), хотя при измерениях в пределах одного пятна требуется очень точная коррекция за эффекты рассеянного света и замывания. Гурман и Хауз (1981) обнаружили очень хорошую корреляцию между яркостью пятна и его полем и получили зависимость  $\varphi = 1,00 - 3,395 \cdot 10^{-4} B$ . Однако их измерения были явно отягощены рассеянным светом, на что указывает слишком большое значение яркости пятна 0,2 в области  $\lambda 6302 \text{ \AA}$  (ср. табл. 2). Более того, эта формула дает нулевую яркость для пятна с  $B \approx \approx 2950$  Э и не согласуется ни с одной из формул (2.12)–(2.14).

Внутреннее согласие между формулами (2.12)–(2.14) вполне удовлетворительное. Несмотря на это, к зависимостям типа (2.12)–(2.14) нужно относиться с осторожностью. Прежде всего, очевидно, что как измерения  $\Delta\Theta$ , так и измерения  $B$  обременены искажающим влиянием паразитного света. Поскольку все дефекты наблюдений (паразитный свет, дрожание, низкая разрешающая сила, турбулентность в телескопе и спектрографе и т.п.) приводят как к уменьшению контраста пятна (т.е. к уменьшению  $\Delta\Theta$ ), так и к уменьшению измеренного значения магнитного поля; неудивительно, что между этими величинами возникает сильная корреляция. Ни в одной из работ не проводился анализ влияния всех этих дефектов наблюдения на контраст пятна. Методики же учета паразитного света при измерениях магнитного поля не существует вообще.

Мы уже видели, что современные измерения указывают на то, что  $\Delta\Theta$  в разных пятнах мало отличаются друг от друга. Поэтому, если зависимости (2.12), (2.13) трактовать как связь максимальных значений  $\Delta\Theta$  и  $B$ , как это и предполагалось при выводе формулы (2.12), мы должны были бы прийти к фундаментальному выводу о постоянстве поля во всех пятнах. В таблице 2 наиболее достоверные значения  $\Delta\Theta$  заключены в пределах 0,44 – 0,52. Это дает по формуле (2.12) диапазон изменения  $B = 3350 - 3650$  Э, по (2.13)  $B = 3030 - 3226$  Э, по (2.14)  $B = 3917 - 4240$  Э. Однако сегодня определенно известно, что диапазон значений  $B$  в пятнах другой. Он составляет  $B = 2500 - 4500$  Э\*), что должно было бы приводить к диапазону  $\Delta\Theta = 0,24 - 0,79$  (формула (2.12), 0,28 – 1,93 (2.13), 0,16 – 0,59 (2.14)). Нет сомнения, что такие значения  $\Delta\Theta$  в пятнах не наблюдаются. Причина,

\*) Впрочем, это тоже вопрос дискуссионный. Может быть, большая часть тени любого пятна имеет поле 2500 – 3000 Э, однако в этом случае говорить о корреляции двух почти постоянных величин  $\Delta\Theta$  и  $B$  вообще не имеет смысла.

по-видимому, именно в том, что при выводе этих формул использовались неисправленные за рассеянный свет значения интенсивностей.

Другое дело, что эти формулы, и в первую очередь (2.14), могут быть использованы для связи значений поля и температуры внутри одного пятна, особенно при относительно небольших вариациях  $B$ .

Мальтби (1977) на основе данных работ Экманна и Мальтби (1974) и Экманна (1974), в которых были обнаружены статистически достоверные различия яркости больших пятен в диапазоне  $\lambda$  1,67 мкм, получил слабую отрицательную корреляцию яркости с параметром  $B^2 r_p$  ( $r_p$  — радиус пятна). Однако в более поздней работе по более обширному материалу Альбрэгтсен и Мальтби (1981a) получили отсутствие какой-либо связи как с размером пятна или величиной магнитного поля, так и с комбинацией этих параметров (см. раздел 2.5.4).

**2.5.3. Зависимость физических условий от возраста пятна.** Степанян (1966) фотографировала одно и то же пятно на протяжении восьми дней прохождения его по диску Солнца. Методом кривых роста была определена температура возбуждения в тени по относительным интенсивностям непрерывного спектра тени — яркостная температура. Основным результатом работы состоит в том, что соотношение между температурой возбуждения и яркостной температурой в течение жизни пятна изменяется. Так как обычно различие между этими двумя величинами приписывается разнице эффективных уровней образования линий и континуума, то замеченное явление Степанян интерпретирует как свидетельство изменения градиента температуры. Аналогичное исследование было выполнено также Сурковым и Сурковой (19756).

Продолжая анализ эволюционных изменений в активных областях, Барановский и Степанян (1976) изучили физические условия в пятнах на ранней стадии их развития. Они сравнивали теоретически рассчитанные для ряда моделей тени профили  $H_\alpha$  и  $K$  CaII с наблюдаемыми. Оказалось, что вначале происходят изменения, затрагивающие глубины ниже 400 км (глубина отсчитывается от уровня температурного минимума). Затем область пониженной температуры продвигается вверх со скоростью 50 км/час, и к некоторому моменту температура понижена на всех глубинах больше 200 км. Среди изученных пятен встречались как менее, так и более плотные, чем невозмущенная фотосфера.

Последний вывод был подтвержден в более поздней работе тех же авторов (1980). Следует, однако, отметить, что в этой работе высота щели составляла 1/3 диаметра тени и, таким образом, данные соответствуют "средним" характеристикам тени, а роль паразитного света может быть довольно велика. Вызывает сомнения также необычная методика учета паразитного света, при которой поправка вводится не при редукции экспериментальных данных, а при расчете модели, исходя из наилучшей согласованности рассчитанных и наблюдаемых контуров. Априори неочевидно, что такая процедура приводит к однозначным результатам.

**2.5.4. Другие проявления индивидуальности пятен.** Кроме тех особенностей поведения, которые с той или иной степенью достоверности приписывались разнице в размерах, возрасте и интенсивности магнитного поля, неоднократно обращалось также внимание на наличие таких вариаций физических параметров, которые нельзя связать ни с какими внешними про-

явлениями индивидуальности пятен. Например, Макита и Моримото (1960), измеряя контрасты тени, считали физически реальной по крайней мере часть дисперсии результатов. Эту точку зрения оспаривал Цваан (1965), полагая все наблюдаемые различия кажущимися, обусловленными плохим учетом рассеянного света. Россбах и Шрётер (1970), которые, как упоминалось выше, не обнаружили зависимости фотометрических свойств пятен от площади, тем не менее не столь категоричны: они допускают существование индивидуальных особенностей пятен на высоких уровнях атмосферы. Позднее и Цваан (1981) в своем вводном докладе на заседании, посвященном разработке моделей солнечного пятна, во время симпозиума по физике солнечных пятен в Сакраменто-Пик (США) признал, что есть целый ряд проявлений индивидуальности пятен, и связал их с возможным проявлением неоднородности пятна.

Энгволд (1969) и Маттиг (1974) по наблюдениям пятен в немагнитных линиях и в линии  $H_{\alpha}$  на краю диска нашли, что рассеяние сдвигов ядер линий относительно континуума больше возможной ошибки измерений. Как будет показано ниже, такой метод анализа спектров служит для определения шкалы высот; следовательно, должны иметь место некоторые различия в распределении давления в верхних слоях тени.

Индивидуальные различия между пятнами сначала удалось достоверно обнаружить в инфракрасном диапазоне (Турон и Лена, 1970; Экманн и Мальтби, 1974; Экманн, 1974; Мальтби, 1977; Альбреттсен и Мальтби, 1981a), а затем показать, что флуктуации в разных диапазонах коррелированы между собой. Максимальные абсолютные различия между пятнами ( $\pm 0,06 - 0,08$ ) наблюдаются вблизи  $\lambda 1,67$  мкм, максимальные относительные вариации ( $\pm 30\%$ ) — вблизи  $\lambda\lambda 0,7 - 0,9$  мкм (см. табл. 3). Существует четкая прямая зависимость яркости полутени от яркости тени, что указывает на физическую обусловленность этих флуктуаций.

Этот вопрос был подвергнут тщательному анализу Альбреттсеном и Мальтби (1978) и в более полном виде Альбреттсеном и Мальтби (1981a). Использовались данные наблюдений для 15 больших пятен, наблюдавшихся на одном и том же приборе (солнечном фотометре в Осло) с 1968 по 1979 гг. в 13 спектральных диапазонах. В анализ включены данные о пятнах, уже использовавшиеся в работах Экманна и Мальтби (1974), Экманна (1974), после новой обработки. Впрочем, средние значения по разным пятнам после новой обработки не отличаются в пределах ошибок от тех, которые были опубликованы ранее. Поэтому данные для  $\lambda\lambda 0,387; 0,406; 0,455; 0,579; 0,669; 0,876; 1,215; 1,67; 2,22$  мкм в таблицу 2 включены непосредственно из работы 1981 г. Для всех длин волн выше  $\lambda \geq 0,579$  мкм введена поправка за линии. Учет паразитного света производился уже упомянутой специальной программой, учитывающей реальную геометрию пятна (Иуэлль и Ставеланд, 1975).

Результаты анализа оказались несколько неожиданными. Интенсивность солнечного пятна на длине волны  $1,67$  мкм не зависит практически ни от каких реальных физических характеристик пятна или группы, в которую они входят. Перечислим эти характеристики (с некоторыми, впрочем, оговорками).

1. Возраст в диапазоне 8 — 42 дня (мы уже видели выше в разделе 2.5.3, что изменений можно ожидать как раз в первые дни).

2. Время жизни в диапазоне 13 – 72 дня.
3. Отношение возраста к времени жизни.
4. Размер пятна в диапазоне  $20'' \leq d_p \leq 40''$  (опять-таки какой-либо связи с размерами следует ожидать только у малых пятен и пор с  $d_p \leq 4''$ ).
5. Магнитное поле (см. выше, раздел 2.5.2).
6. Тип группы по шорихской классификации (впрочем, ранее на менее обширном материале Экманн (1974) заметил, что тенденцию быть более темными показывают пятна сложной структуры, сопровождаемые большим количеством малых пятен и пор).
7. Различие между северной и южной полусферами Солнца.
8. Отношение площади тени к общей площади пятна.

Единственным параметром, от которого заметно зависит интенсивность тени, оказалась фаза солнечного цикла (см. Альбреттсен и др., 1984). Коэффициент корреляции  $\varphi_u$  (1.67) с фазой цикла  $\sim 0,92$ :

$$\begin{aligned} \text{цикл } \text{№ } 20, \quad \varphi_u(1,67) &= 0,465 + 0,129(t/t_0), \\ \text{цикл } \text{№ } 21, \quad \varphi_u(1,67) &= 0,474 + 0,212(t/t_0), \end{aligned} \tag{2.15}$$

где  $t$  – время от начала цикла (фаза минимума) с длительностью цикла  $t_0$ .

Как следствие этой корреляции наблюдается и некоторая связь между яркостью пятна и его гелиографической широтой. Кроме того, обнаружена высокая корреляция яркости пятен с числом рентгеновских ярких точек (Мальтби и Альбреттсен, 1979), что является еще одним указанием на глобальную организацию деятельности Солнца.

Различия в интенсивности тени могут быть интерпретированы как следствие незначительных (140 – 160 К) вариаций температуры (Мое и Мальтби, 1974), либо как следствие вариаций тонкой структуры в тени. Последнее объяснение нам кажется более вероятным, хотя здесь есть две трудности:

1. Вариации характеристик тонкой структуры должны создавать большие флуктуации в коротковолновой, а не в длинноволновой части спектра.

2. У нас пока нет никаких оснований предполагать, что характеристики тонкой структуры меняются с фазой цикла. Впрочем, нет оснований предполагать и обратное, просто этот вопрос не исследовался. Есть только указание (см. раздел 1.3), что морфологическая структура сохраняется. Но мы ничего не знаем о возможных фотометрических изменениях.

Подводя итоги рассмотрения индивидуальных различий пятен, можно утверждать, что пятна разнообразны по своей магнитной структуре, вследствие чего они различаются тонкой структурой и физическими условиями, особенно в верхних слоях. Отметим, что индивидуальные различия пятен особенно ярко проявляются на хромосферном уровне, при изучении линий  $H_\alpha$ ,  $H$  и  $K \text{ CaII}$  (см. ниже гл. 7). Однако, как показали Гокхейл и Цваан (1972), в процессе развития пятна имеется устойчивая стадия, в течение которой все пятна обладают сходными физическими характеристиками. На этой стадии эволюции параметры плазмы единственным образом зависят от нормированного расстояния  $r/R(t)$  до центра пятна, где  $R(t)$  – полный радиус пятна в данный момент времени  $t$ . Такое состояние пятна названо радиально и эволюционно подобным. Радиальное и эволюционное подобия внутри тени охраняются от воздействия окружающей среды тонким токовым слоем на периферии пятна (см. гл. 6).

В целом следует сказать, что ранние представления о сильной зависимости физических условий в пятне от стадии его эволюции преувеличены. Пятна могут различаться и, по-видимому, действительно различаются: 1) в самый ранний период своего развития и, возможно, на стадии распада; 2) в верхних слоях в хромосфере на уровнях образования  $H_{\alpha}$  и  $H$  и  $K CaII$ ; 3) по относительному содержанию и взаимному расположению элементов тонкой структуры. В то же время яркость наиболее темных частей пятна и, вероятно, светлых элементов тонкой структуры не сильно зависит от эволюционных характеристик пятна. Это нам позволяет в дальнейшем говорить о единой термодинамической модели тени и применять ее к пятнам, находящимся на различных стадиях эволюции.

## 2.6. Зависимость яркости тени от положения пятна на диске

В ранних работах было установлено, что контраст пятна остается постоянным при перемещении пятна к краю видимого диска. Из этого был сделан вывод, что пятно (по крайней мере его верхние слои с  $\tau \lesssim 1$ ), так же как и фотосфера, находится в состоянии лучистого равновесия. В последние годы этот вывод был поставлен под сомнение. Рёдберг (1966), Маттиг (1969а), Витман и Шрётер (1968, 1969), Сурков (1970) обнаружили, что контраст пятна вблизи края падает, тень пятна как бы становится ярче в 1,5 раза по сравнению с тем, что должно быть при постоянстве контраста. Мы уже видели, что есть серьезные сомнения в аккуратности введения поправки за замывание в этих работах. Позднее было показано (Альбрэгтсен и Мальтби, 1981а), что роста относительной интенсивности к лимбу в  $\lambda 1,67$  мкм нет (правда, использовались данные только до гелиоцентрического угла  $55^\circ$ ). Макаров (1969) также не обнаружил убедительных доказательств падения контраста тени и полутени к лимбу.

Исходя из этих, в общем, довольно неуверенных результатов, Витман и Шрётер (1969) пришли к выводу, что пятно не находится в состоянии лучистого равновесия, а температурный градиент в верхних частях пятна очень мал: верхние слои пятна представляют собой как бы изотермическую область. На основе таких соображений они построили модель пятна, однако эта модель немедленно вызвала возражения. В частности, Штельмахер и Вир (1972), Кнеер (1972) показали, что она не согласуется с наблюдаемыми контурами спектральных линий.

Рассматривая вариацию контраста пятна на диске, нельзя забывать о существовании тонкой структуры пятна. Оставляя в стороне тривиальные замечания, связанные с меняющимися за дни наблюдений условиями качества изображения, возможной эволюцией пятна (вспомним, что время жизни ярких элементов меньше часа) и увеличивающимся при наблюдениях на краю диска паразитным светом, укажем на следующие не столь очевидные обстоятельства:

1. Утверждение о том, что в условиях лучистого равновесия контраст любых структурных элементов не зависит от положения на диске, на самом деле неверно. Оно предполагает, что устанавливается одинаковый ход зависимости функции источника от оптической глубины как в самой области неоднородности (пятно, факел, яркий элемент в пятне), так и в ок-

ружающей его среде. В рамках диффузионного приближения это справедливо только до тех пор, пока можно пренебрегать горизонтальным переносом через стенки области неоднородности, т.е. пока перенос излучения предполагается одномерным. В неоднородной среде при правильном учете трехмерности переноса излучения контраст элемента может оставаться постоянным, расти или падать к краю диска в зависимости от размеров и плотности элементов.

2. При наблюдениях на краю луч света проходит через разреженные верхние слои пятна. В этих слоях горизонтальный перенос излучения приводит к расширению относительных изофот горячих элементов. Область, занимаемая невозмущенной "холодной компонентой", сокращается. Кроме того, луч света пересекает несколько горячих элементов.

3. Горячие элементы должны несколько выступать над средним уровнем холодного вещества тени. Это связано с тем, что при сравнимом газовом давлении в обеих компонентах магнитное давление в горячих элементах в 2 – 3 раза меньше (см. гл. 5). Хотя этот эффект и не очень велик, при наблюдениях вблизи края он приводит к уярчению пятна. Оказывается, что достаточно сдвига нуля-пункта шкалы оптических глубин на 50 – 100 км, чтобы привести к увеличению относительной интенсивности пятна на лимбе в 1,5 раза.

4. При проведении измерений контраста наблюдатель обычно выбирает точку наименьшей яркости в пятне. При этом при современных разрешениях ( $\approx 0,6'' - 0,8''$ ) удается найти точку, соответствующую чисто "холодной" компоненте, так называемое темное ядро тени. Однако на краю то же самое разрешение соответствует гораздо большему линейному размеру, и при этом выделить участок, лишенный горячих элементов, уже практически невозможно. Происходит как бы увеличение эффективного значения скважности  $\alpha$ . Так, при средних характеристиках тонкой структуры, указанных в главе 1, при разрешении  $0,8''$  в центре диска можно наблюдать непосредственно холодную среду. При  $\mu = 0,25$  эффективное разрешение составит 2400 км, а это значит, что 5% площади окна разрешения будет занято яркими элементами, что приведет к увеличению яркости тени (например, для  $\lambda = 4000 \text{ \AA}$  в 2,4 раза). Интересно, что этот последний эффект "работает" только при очень высоком разрешении. Возможно, этим объясняется то, что увеличение среднего контраста заметили только в последние годы. Раньше, когда разрешение было  $\geq 3''$ , эффективного увеличения скважности не происходило. С другой стороны, этот эффект сильно зависит от степени однородности распределения горячих элементов в тени пятна, и, возможно, этим объясняется сильный разброс точек в наблюдениях.

К проблеме тонкой структуры в тени пятна мы еще вернемся в главе 9, где более подробно будет рассмотрен вопрос о влиянии тонкой структуры на вариацию центр – край для интенсивности тени. Пока же отметим, что существует еще один эффект, который также должен влиять на эту вариацию. Как мы уже видели, в области  $\lambda < 5000 \text{ \AA}$  приходится предполагать в пятне наличие дополнительного поглощения, связанного, по-видимому, с многочисленными слабыми спектральными линиями, существующими только в тени. В центре диска линии существенно понижают уровень эффективного непрерывного спектра. На краю диска слабые линии должны



исчезать, что может привести к эффективному увеличению относительной интенсивности тени, по крайней мере для  $\lambda < 5000 \text{ \AA}$ .

Совсем недавно Альбретсен и др. (1984) обнаружили, что относительная интенсивность тени, наоборот, падает к лимбу. Это уменьшение слабо заметно в оптическом диапазоне и достигает максимума вблизи  $\lambda 1,69 \text{ мкм}$ .

## 2.7. Температурная модель тени

Как уже упоминалось в начале главы, измеренные значения относительной интенсивности, благодаря усовершенствованию техники наблюдений и методики исключения паразитного света, существенно уменьшились по сравнению с первоначальными результатами, а соответствующие различия в температурах тени и окружающей среды намного увеличились. Поэтому очень популярные в свое время модели Мишара и Маттига с  $\Delta\Theta \approx 0,25$  сохраняют лишь историческое значение. Другой отличительной чертой современных моделей является то, что в них использованы данные о распределении энергии в инфракрасной области и, в частности, в интервале  $1,5 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 2,4 \text{ мкм}$ , где находится минимум непрозрачности отрицательных ионов водорода. Это дает возможность проникнуть в слои основания фотосферы.

Однако наблюдения в районе  $\lambda \approx 1,7 \text{ мкм}$  все еще немногочисленны. Дисперсия отдельных рядов измерений в инфракрасной области отчасти, вероятно, обусловлена индивидуальными особенностями пятен: в то же время нет полной уверенности, что все записи производились действительно в самых темных участках тени. В видимой области спектра имеются свои трудности, главные из которых — большой вклад рассеянного света и искажение спектра многочисленными неразрешенными атомарными и молекулярными линиями, создающими "вуаль" ("haze") и маскирующими истинное положение континуума. По этим причинам конструирование температурных моделей тени еще далеко от завершения. Наиболее тщательно разработанные модели продолжают критически пересматриваться самими авторами.

Вообще говоря, конструирование температурных моделей пятна неотделимо от расчета остальных термодинамических параметров. Более подробное изложение методики расчета этих моделей будет дано в следующей главе. Однако самый простой способ построения эмпирической температурной модели опирается на изучение вариации центр-край интенсивности в непрерывном спектре и используется как начальное (зачастую и окончательное) приближение для построения более рафинированной модели. В этом методе для построения температурной модели достаточно иметь измерения только интенсивности тени  $J(\mu)$ , где  $\mu = \cos \theta$ ,  $\theta$  — угловое расстояние точки измерения от центра диска.

В предположении локального термодинамического равновесия и при отсутствии рассеяния интенсивность выходящего излучения  $J(\mu)$ :

$$J_{\lambda}(\mu) = \int_0^{\infty} B_{\lambda}(\tau_{\lambda}) e^{-\tau_{\lambda}/\mu} d\tau_{\lambda}/\mu, \quad (2.16)$$

где  $B_{\lambda}(\tau)$  — функция Планка, а  $\tau_{\lambda}$  — оптическая глубина в длине волны, в которой проводятся измерения.

Таблица 4

Распределение температуры в тени пятна,  $\Theta = 5040/T$ 

| $\lg \tau_{0,5}$ | Барановский<br>(1972) | Юн (1971б) | Кнеер (1972) | Цваан (1974) | Цваан (1975) |
|------------------|-----------------------|------------|--------------|--------------|--------------|
| - 4,0            |                       |            | 1,610        |              |              |
| - 3,8            |                       |            | 1,595        |              |              |
| - 3,6            |                       |            | 1,583        |              |              |
| - 3,4            |                       |            | 1,572        |              |              |
| - 3,2            |                       |            | 1,560        |              |              |
| - 3,0            |                       | 1,500      | 1,545        | 1,684        |              |
| - 2,8            |                       | 1,498      | 1,532        | 1,670        |              |
| - 2,6            |                       | 1,489      | 1,517        | 1,660        |              |
| - 2,4            |                       | 1,480      | 1,504        | 1,648        |              |
| - 2,2            |                       | 1,460      | 1,492        | 1,632        |              |
| - 2,0            | 1,578                 | 1,410      | 1,480        | 1,613        |              |
| - 1,8            | 1,560                 | 1,375      | 1,467        | 1,585        |              |
| - 1,6            | 1,540                 | 1,338      | 1,452        | 1,562        |              |
| - 1,4            | 1,510                 | 1,312      | 1,438        | 1,533        |              |
| - 1,2            | 1,480                 | 1,295      | 1,420        | 1,500        |              |
| - 1,0            | 1,437                 | 1,278      | 1,402        | 1,467        |              |
| - 0,8            | 1,398                 | 1,268      | 1,387        | 1,428        |              |
| - 0,6            | 1,356                 | 1,258      | 1,370        | 1,390        |              |
| - 0,4            | 1,317                 | 1,242      | 1,345        | 1,346        |              |
| - 0,2            | 1,278                 | 1,228      | 1,312        | 1,298        |              |
| 0,0              | 1,240                 | 1,218      | 1,277        | 1,241        | 1,241        |
| + 0,2            | 1,190                 | 1,195      | 1,220        | 1,150        | 1,158        |
| 0,4              | 1,140                 | 1,145      | 1,157        | 1,060        | 1,084        |
| 0,6              |                       | 1,060      | 1,095        | 0,965        | 1,010        |
| 0,8              |                       | 0,975      | 1,035        | 0,865        | 0,940        |
| 1,0              |                       | 0,885      | 0,985        | 0,767        | 0,875        |
| 1,2              |                       |            |              |              |              |
| 1,4              |                       |            |              |              |              |
| 1,6              |                       |            |              |              |              |

\*) Приведена модель более темного пятна  $D$ .\*\*) Приведена модель для пятна средних размеров  $A_U = 50$  м.д.п. В работе есть еще модель малого пятна.

Если зависимость  $B_\lambda(\tau)$  записать в виде какого-либо простого выражения с неопределенными параметрами, подставить это выражение в (2.16) и затем путем сопоставления с наблюдаемой зависимостью  $J_\lambda(\mu)$  найти эти неопределенные параметры, можно определить  $B_\lambda(\tau)$  и, значит,  $T(\tau)$ .

Часто используется формула Курганова (1949)

$$B_\lambda(\tau_\lambda) = a_\lambda + b_\lambda \tau_\lambda + c_\lambda E_2(\tau_\lambda), \quad (2.17)$$

| Мое и Мальтби<br>(1974)* | Рожавский<br>(1975)** | Штельмахер и Вир<br>(1975-1976) | Обашев и др.<br>(1976) | Альбретсен и<br>Мальтби (1981б) | HSRA<br>Гингерич и др.<br>(1971) |
|--------------------------|-----------------------|---------------------------------|------------------------|---------------------------------|----------------------------------|
|                          |                       | 1,65                            |                        |                                 | 1,209                            |
|                          |                       | 1,64                            |                        |                                 | 1,203                            |
|                          |                       | 1,63                            |                        |                                 | 1,193                            |
|                          |                       | 1,62                            |                        |                                 | 1,178                            |
|                          |                       | 1,61                            |                        |                                 | 1,164                            |
| 1,538                    |                       | 1,59                            |                        |                                 | 1,151                            |
| 1,525                    |                       | 1,58                            |                        |                                 | 1,138                            |
| 1,515                    |                       | 1,56                            |                        |                                 | 1,122                            |
| 1,504                    |                       | 1,55                            |                        |                                 | 1,108                            |
| 1,492                    |                       | 1,53                            |                        |                                 | 1,096                            |
| 1,480                    |                       | 1,51                            |                        |                                 | 1,082                            |
| 1,470                    |                       | 1,49                            |                        |                                 | 1,068                            |
| 1,460                    | 1,435                 | 1,47                            | 1,516                  |                                 | 1,052                            |
| 1,450                    | 1,416                 | 1,45                            | 1,500                  |                                 | 1,030                            |
| 1,440                    | 1,390                 | 1,43                            | 1,480                  |                                 | 1,006                            |
| 1,425                    | 1,360                 | 1,41                            | 1,457                  | 1,408                           | 0,977                            |
| 1,415                    | 1,322                 | 1,39                            | 1,428                  | 1,388                           | 0,946                            |
| 1,395                    | 1,285                 | 1,36                            | 1,396                  | 1,366                           | 0,910                            |
| 1,375                    | 1,240                 | 1,34                            | 1,362                  | 1,330                           | 0,874                            |
| 1,360                    | 1,195                 | 1,31                            | 1,330                  | 1,301                           | 0,835                            |
| 1,325                    | 1,148                 | 1,27                            | 1,279                  | 1,260                           | 0,789                            |
| 1,275                    | 1,098                 | 1,22                            | 1,223                  | 1,196                           | 0,735                            |
| 1,205                    | 1,042                 | 1,16                            | 1,175                  | 1,114                           | 0,677                            |
| 1,135                    | 0,980                 | 1,04                            |                        | 1,026                           | 0,628                            |
| 1,050                    |                       | 0,93                            |                        | 0,937                           | 0,592                            |
| 0,975                    |                       | 0,83                            |                        |                                 | 0,568                            |
| 0,895                    |                       | 0,74                            |                        |                                 | 0,547                            |
| 0,837                    |                       | 0,66                            |                        |                                 | 0,527                            |
|                          |                       | 0,59                            |                        |                                 |                                  |

где

$$E_2(\tau_\lambda) = \int_1^\infty e^{-\tau_\lambda u} u^{-2} du,$$

или еще более простое выражение с  $c_\lambda = 0$ .

Тогда из (2.16) и (2.17) следует

$$J_\lambda(\mu) = (a_\lambda + b_\lambda \mu + c_\lambda (1 - \mu \ln(1 + 1/\mu))). \quad (2.18)$$

Таблица 5

Модельный параметр  $\Delta\Theta$  в тени пятна

| $\lg \tau_{0,5}$ | Барановский<br>(1972) | Юн (1971) | Кнеер (1972) | Цваан (1974) | Цваан (1975) | Мое и Мальтби<br>(1974) | Рожавский<br>(1975) | Штельмахер и<br>Вир (1975-1976) | Обашев и др.<br>(1976) |
|------------------|-----------------------|-----------|--------------|--------------|--------------|-------------------------|---------------------|---------------------------------|------------------------|
| - 4              |                       |           | 0,401        |              |              |                         |                     | 0,441                           |                        |
| - 3,8            |                       |           | 0,392        |              |              |                         |                     | 0,437                           |                        |
| - 3,6            |                       |           | 0,390        |              |              |                         |                     | 0,437                           |                        |
| - 3,4            |                       |           | 0,394        |              |              |                         |                     | 0,442                           |                        |
| - 3,2            |                       |           | 0,396        |              |              |                         |                     | 0,446                           |                        |
| - 3,0            |                       | 0,349     | 0,394        | 0,533        |              | 0,387                   |                     | 0,439                           |                        |
| - 2,8            |                       | 0,360     | 0,394        | 0,532        |              | 0,387                   |                     | 0,442                           |                        |
| - 2,6            |                       | 0,367     | 0,395        | 0,538        |              | 0,393                   |                     | 0,438                           |                        |
| - 2,4            |                       | 0,372     | 0,396        | 0,540        |              | 0,396                   |                     | 0,442                           |                        |
| - 2,2            |                       | 0,364     | 0,396        | 0,536        |              | 0,396                   |                     | 0,434                           |                        |
| - 2,0            | 0,496                 | 0,328     | 0,398        | 0,531        |              | 0,396                   |                     | 0,428                           |                        |
| - 1,8            | 0,492                 | 0,307     | 0,399        | 0,503        |              | 0,402                   |                     | 0,422                           |                        |
| - 1,6            | 0,498                 | 0,286     | 0,400        | 0,530        |              | 0,408                   | 0,383               | 0,428                           | 0,464                  |
| - 1,4            | 0,480                 | 0,282     | 0,408        | 0,503        |              | 0,420                   | 0,386               | 0,420                           | 0,470                  |
| - 1,2            | 0,474                 | 0,289     | 0,414        | 0,494        |              | 0,434                   | 0,384               | 0,424                           | 0,474                  |
| - 1,0            | 0,460                 | 0,301     | 0,425        | 0,490        |              | 0,448                   | 0,383               | 0,433                           | 0,480                  |
| - 0,8            | 0,452                 | 0,322     | 0,441        | 0,482        |              | 0,469                   | 0,376               | 0,444                           | 0,482                  |
| - 0,6            | 0,446                 | 0,348     | 0,460        | 0,480        |              | 0,485                   | 0,375               | 0,450                           | 0,486                  |
| - 0,4            | 0,443                 | 0,368     | 0,471        | 0,472        |              | 0,501                   | 0,366               | 0,466                           | 0,486                  |
| - 0,2            | 0,443                 | 0,393     | 0,477        | 0,463        |              | 0,525                   | 0,360               | 0,475                           | 0,495                  |
| 0,0              | 0,451                 | 0,429     | 0,488        | 0,452        |              | 0,536                   | 0,359               | 0,481                           | 0,490                  |
| 0,2              | 0,455                 | 0,460     | 0,485        | 0,415        | 0,423        | 0,540                   | 0,363               | 0,485                           | 0,488                  |
| 0,4              | 0,463                 | 0,468     | 0,480        | 0,383        | 0,407        | 0,538                   | 0,365               | 0,483                           | 0,498                  |
| 0,6              |                       | 0,432     | 0,467        | 0,337        | 0,382        | 0,507                   | 0,352               | 0,412                           |                        |
| 0,8              |                       | 0,383     | 0,443        | 0,273        | 0,348        | 0,458                   |                     | 0,338                           |                        |
| 1,0              |                       | 0,317     | 0,417        | 0,199        | 0,307        | 0,407                   |                     | 0,262                           |                        |
| 1,2              |                       |           |              |              |              | 0,348                   |                     | 0,193                           |                        |
| 1,4              |                       |           |              |              |              | 0,310                   |                     | 0,133                           |                        |
| 1,6              |                       |           |              |              |              |                         |                     |                                 |                        |

Найдя  $a_\lambda$ ,  $b_\lambda$ ,  $c_\lambda$ , определяем  $T(\tau_\lambda)$ . Особенно простая методика получается, когда

$$\varphi_* = \frac{J_*(\mu)}{J_\odot(\mu)} = \text{const}, \quad (2.19)$$

что и выполняется в первом приближении для солнечных пятен. Тогда из (2.18) и (2.17) следует

$$\frac{B^*(\tau)}{B_\odot(\tau)} = \varphi_* = \text{const} \quad (2.20)$$

и с точностью до применимости формулы Вина.

$$\Theta^* = \Theta^\circ + \Delta\Theta. \quad (2.21)$$

Таким образом, имея модель  $\Theta(\tau)$  в фотосфере, можно получить  $\Theta^*(\tau)$  путем простого прибавления  $\Delta\Theta$  к соответствующим значениям  $\Theta(\tau)$ . При этом важно сознавать следующее:

1. Необходимо, чтобы функция  $J_\lambda(\mu)$  была определена с достаточной точностью. Мы уже видели выше, что здесь есть определенные сложности.

2. Определенные по разным длинам волн  $\Delta\Theta$  должны совпадать друг с другом. Как мы уже видели, это не совсем так, что возможно, связано с наличием "вуали" в коротковолновом диапазоне.

Несмотря на это, модели, опирающиеся на вышеописанный метод с  $\Delta\Theta = \text{const}$ , при надлежащем подборе  $\Delta\Theta \geq 0,48$  достаточно хорошо описывают температурный ход, особенно на умеренных оптических глубинах  $0,01 \leq \tau \leq 0,4$ .

Для иллюстрации мы приводим ниже в таблице 4 ход  $\Theta(\tau)$  в ряде современных моделей, полученных разными методами, и для сравнения  $\Theta(\tau)$  в Гарвардско-Смитсоновской стандартной модели атмосферы HSRA (Гингерич и др., 1971). В таблице 5 приведены значения  $\Delta\Theta$  как разность  $\Theta^*(\tau)$  в соответствующей модели тени и  $\Theta(\tau)$  в HSRA. В таблицах все данные интерполированы на одни и те же значения  $\lg \tau_{0,5}$  ( $\tau_{0,5}$  — оптическая толщина в  $\lambda 5000 \text{ \AA}$ ) и поэтому могут немного отличаться от оригинальных значений.

В модели Барановского (1972) использовалась формула (2.21) с  $\Theta_\circ(\tau)$  из модели Хьюбене (1960). В процессе подгонки модели варьируется величина  $\Delta\Theta$  и доля рассеянного света, так чтобы получить согласованные значения относительных интенсивностей в непрерывном спектре и усиления эквивалентных ширин фраунгоферовых линий. Окончательное значение  $\Delta\Theta = 0,44$ .

В моделях Рожавского (1975) и Обашева и др. (1976) использовалась формула (2.18). Коэффициенты в формуле Курганова почти не отличались от фотосферных, и, по существу, эти модели соответствуют  $\Delta\Theta = \text{const}$ . В модели Юна (1971б) также использовалась зависимость  $J(\mu)$ . Однако сама эта зависимость взята из работы Витмана и Шрётера (1969), в которой  $\varphi_\lambda(\mu)$  растет к лимбу. Как и у Витмана и Шрётера, модель Юна получилась довольно горячая с очень низким температурным градиентом, особенно в области  $\tau \sim 1$ .

Модели Кнеера (1972) и Штельмахера и Вира (1975 — 1976) являются переработками более ранней модели Эну (1968, 1969) с целью наилучшим образом удовлетворить наблюдениям профилей линий. В свою очередь сама модель Эну опиралась на наблюдения непрерывного спектра в широком диапазоне длин волн, в том числе в инфракрасной области, на данные о крыльях сильных линий и контролировалась по эквивалентным ширинам атомных и ионных линий. Как мы видим, в этих моделях ход температуры уже не является независимым, а получается в процессе конструирования полной модели. В модели Кнеера, так же как и в исходной модели Эну, обращает на себя внимание низкий градиент температуры в высоких слоях ( $\tau < 0,25$ ). Градиент температуры в этой области низок и в модели Мое и Мальтби (1974), которая строилась приблизительно по той же схеме: под-

бирался такой ход  $T(\tau)$ , который в гидростатической модели после расчета давления и коэффициентов поглощения дает наблюдаемую зависимость  $J(\lambda)$ .

В моделях Цваана, которые являются наиболее холодными и которые, собственно, и выводились как модели темного ядра в тени, особое внимание уделялось строению тени на больших глубинах. Более ранняя модель соответствует максимальному температурному градиенту при  $\tau > 2$ , модель более поздняя совпадает с ранней до  $\tau = 1$ , а далее соответствует минимальному температурному градиенту. Экспериментальной основой моделей являются наблюдения в континууме в широком диапазоне, контроль осуществлялся по эквивалентным ширинам линий, а метод расчета включал в себя конструирование полной модели путем вариации  $T(\tau)$ .

Таким образом, в современных моделях  $T(\tau)$  рассчитывается не независимо, а в процессе расчета полной модели, и мы вернемся к этому вопросу позднее в главе 3. В то же время из таблицы 5 видно, что, несмотря на различие методик, во всех моделях (кроме модели Юна) в диапазоне  $0,06 \leq \tau \leq 1$ , где образуются оптический континуум и основные линии малой и умеренной интенсивности, в первом приближении зависимостью  $\Delta\Theta(\tau)$  можно пренебречь. Отклонения от  $\Delta\Theta = \text{const}$  в этой области примерно соответствуют экспериментальному разбросу значений  $\varphi$ .

Можно оценить эффективную температуру тени пятна. Принимая эффективную температуру фотосферы 5785 К (что соответствует потоку  $6,35 \cdot 10^{10}$  эрг  $\cdot$  см $^{-2}$ с $^{-1}$  и  $\Delta\Theta = 0,49 \pm 0,01$ ), получим для пятна  $T_{\text{ef}} = 3700 \text{ К} \pm 20 \text{ К}$ .

Отличия моделей друг от друга связаны в первую очередь с различиями в методике наблюдений, отборе экспериментального материала и методике конструирования моделей. Однако есть основания полагать, что разные модели могут соответствовать разным пятнам. Так, Альбрэгтсен и Мальтби (1981б) показали, что широкополосная интенсивность наиболее "светлых" ядер тени по расчетам соответствует модели Цваана (1974) с максимальным градиентом, интенсивность средних (или наиболее "типичных") — модели Цваана (1975) с минимальным градиентом и, наконец, для наиболее темных — модели более темного пятна  $D$  (Мое и Мальтби, 1974).

Альбрэгтсен и др. (1984) попытались сравнить, как разные модели предсказывают обнаруженную ими вариацию относительной интенсивности тени в зависимости от положения на диске, т.е. рассчитали  $b(\lambda) = \partial\varphi/\partial\mu$  для моделей Цваана (1965, 1974, 1975) и Альбрэгтсена и Мальтби (1981б). Модель Цваана (1965) дает  $b(\lambda) \approx 0$ ; из остальных моделей только модель Цваана (1974) дает хорошее согласие с наблюдениями  $b(\lambda)$ , однако, как уже говорилось, она несколько завышает интенсивность тени в инфракрасном диапазоне (см. также с. 79).

## 2.8. Относительная интенсивность полутени пятна

Выше в разделе 1.4 уже говорилось о яркостях тонкоструктурных элементов, из которых состоит полутень. Мы еще раз вернемся к этому вопросу, а также к данным о наблюдениях спектральных линий в главе 6, специально посвященной полутени и анализу физических условий и динамических процессов в ней. В этом разделе мы рассмотрим усредненные яркости

полутени, получаемые с разрешением  $\geq 1''$ . Ранние работы, посвященные такого рода исследованиям, проанализированы в монографии Брея и Лоухеда (1964). После этого средняя интенсивность полутени определялась Макитой и Моримото (1960), Вёлем и др. (1970). Цикл работ был выполнен на обсерватории в Осло (Мальтби и Микланд, 1969; Мальтби и Ставеланд, 1971; Мальтби, 1972). Я благодарен д-ру Мальтби, приславшему мне некоторые неопубликованные до сих пор данные о наблюдениях интенсивностей тени и полутени пятен за 1968 — 1979 гг., которые были использованы в этом разделе (см. табл. 6 и ее обсуждение).

Как было видно из главы 1, полутень — это сложное динамическое тонкоструктурное образование, и не было бы ничего удивительного, если бы данные разных авторов сильно различались, характеристики полутени зависели бы от многих пространственных и эволюционных параметров, а саму полутень не удавалось бы описать какой-либо простой усредненной стационарной моделью. На самом деле все обстоит наоборот: данные наблюдений с умеренным разрешением  $\sim 1''$  хорошо согласуются друг с другом, в первом приближении полутень описывается гидростатической моделью (трудности возникают как раз тогда, когда мы пытаемся понять динамические процессы, происходящие в ней) и сама полутень предстает перед нами как образование, яркость которого не зависит, по существу, ни от каких других параметров. Она имеет одну и ту же яркость в разных пятнах, независимо от их размеров, и эта яркость не меняется внутри полутени вдоль радиуса пятна. Относительная интенсивность полутени не зависит от положения пятна на диске, по крайней мере вплоть до позиционного угла  $70^\circ$ . Зависимость относительной интенсивности полутени от длины волны во всех пятнах одинакова с точностью до довольно малого разброса. Есть некоторые основания полагать, что существуют небольшие вариации яркости между разными участками полутени, в частности между головной и хвостовой частями, однако, скорее всего, эти различия определяются морфологическими особенностями и степенью регулярности этих участков.

Во всяком случае, все эти факторы в совокупности приводят к дисперсии данных не более чем 0,025 в длине волны 0,579 мкм при среднем значении яркости  $\sim 0,76$ . Это дает значение  $\Delta\Theta = 0,055$  с дисперсией от 0,049 до 0,061, что в свою очередь соответствует различию температур на уровне  $\tau_{0,5} = 1$  не более 85 К.

В таблице 6, которая в первых четырех строках полностью аналогична таблице 3, даны широкополосные относительные интенсивности полутени по наблюдениям на обсерватории Осло за 1968 — 1979 гг. Для сравнения в последних двух строках даны результаты наблюдений только за август 1968 г. — октябрь 1971 г. (Мальтби, 1972).

Анализ данных наблюдений интенсивностей полутени и тени показывает, что между ними есть тесная физическая связь. Мы уже говорили, что интенсивности тени меняются с фазой одиннадцатилетнего цикла. Точно так же меняются и интенсивности полутени. Подсчитанный нами коэффициент корреляции между относительными флуктуациями тени и полутени в долях средних значений для длины волны 1,67 мкм составляет 0,908. Следует, однако, отметить и некоторое различие. Флуктуации яркости тени по абсолютной величине наибольшие для  $\lambda$  1,67 мкм, где разность между макси-

Т а б л и ц а 6

Широкополосные относительные интенсивности полутени по наблюдениям на обсерватории Осло

| Длина волны, мкм                   | 0,387           | 0,402<br>0,406  | 0,450<br>0,455  | 0,579           | 0,669           | 0,876           |
|------------------------------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| Ширина полосы, Å                   | 20              | 70              | 70              | 60              | 100             | 200             |
| Число пятен                        | 4               | 1               | 1               | 7               | 11              | 11              |
| Интенсивность полутени             |                 |                 |                 |                 |                 |                 |
| мин.                               | 0,603           |                 |                 | 0,741           | 0,767           | 0,808           |
| макс.                              | 0,658           |                 |                 | 0,799           | 0,819           | 0,852           |
| средняя                            | 0,624           | 0,586           | 0,701           | 0,771           | 0,792           | 0,829           |
| Данные из работы<br>Мальтби (1972) |                 |                 |                 |                 |                 |                 |
| Число пятен                        | 19              | 12              | 7               | 49              | 49              | 49              |
| Среднее значение                   | 0,640<br>±0,020 | 0,634<br>±0,043 | 0,714<br>±0,023 | 0,768<br>±0,022 | 0,794<br>±0,018 | 0,827<br>±0,017 |

мальным и минимальным значениями составляет 0,153, т.е. 29,1% от среднего значения. С изменением длины волны эта разность уменьшается, достигая значений 0,079 для  $\lambda$  0,669 мкм и 0,042 для  $\lambda$  0,579 мкм. Но эти малые различия составляют 90,8% и 72,4% соответственно (см. табл. 3). В полутени флуктуации и по абсолютной величине нарастают в сторону коротких волн, меняясь от 0,035 для  $\lambda$  1,67 мкм до 0,058 и 0,055 для  $\lambda$  0,579 и 0,387 мкм соответственно. В то же время относительные флуктуации очень малы, полный диапазон изменения составляет 3,8% и 8,8% для  $\lambda$  1,67 мкм и  $\lambda$  0,387 мкм соответственно.

Интересно, что, несмотря на зависимость от фазы цикла, средние значения за целый цикл 1968 – 1979 г. оказались полностью совпадающими со средними значениями за период максимума 1968 – 1971 г. Это связано, вероятно, с тем, что максимум цикла не представляет собой какой-либо экстремальной точки на зависимости интенсивность – фаза цикла. Интенсивность как тени, так и полутени (см. формулу (2.15)) минимальна в начале цикла и линейно растет вплоть до конца цикла, при этом интенсивность в максимуме цикла соответствует некоторому промежуточному значению.

## 2.9. Заключение

Несмотря на достигнутый прогресс в методах наблюдения яркости пятна, осталось еще много нерешенных задач, особенно в области уточнения характеристик тонкоструктурных элементов. Для их решения необходимо дальнейшее улучшение методики учета паразитного света. Кроме того, как уже говорилось, не существует отработанной методики учета паразитного света при измерениях магнитного поля.

Выше мы видели, какую важную роль в достижении прогресса в исследованиях интенсивности пятна сыграло прохождение Меркурия по диску Солнца 9 мая 1970 г. Следующее прохождение Меркурия также очень



| 1,215  | 1,54  | 1,67   | 1,73  | 2,09  | 2,20   | 2,35  | 3,8    |
|--------|-------|--------|-------|-------|--------|-------|--------|
| 400    | 500   | 800    | 500   | 500   | 2000   | 500   | 4000   |
| 7      | 6     | 15     | 6     | 5     | 1      | 6     | —      |
| 0,858  | 0,888 | 0,892  | 0,902 | 0,919 |        | 0,918 |        |
| 0,888  | 0,915 | 0,927  | 0,927 | 0,935 |        | 0,933 |        |
| 0,873  | 0,905 | 0,911  | 0,919 | 0,928 | 0,927  | 0,926 | —      |
| 18     | —     | 49     | —     | —     | 14     | —     | 4      |
| 0,876  | —     | 0,914  | —     | —     | 0,930  | —     | 0,936  |
| ±0,014 |       | ±0,011 |       |       | ±0,008 |       | ±0,008 |

перспективно в этом отношении. Оно состоится 13 ноября 1986 г.; средний момент прохождения  $04^{\text{h}}08^{\text{m}}\text{UT}$ , длительность прохождения 4 часа 45 минут. Нет сомнения, что астрономы не должны упустить такую возможность для существенного улучшения точности своих наблюдений.

## ГЛАВА 3

### ЛИНЕЙЧАТЫЙ СПЕКТР ТЕНИ И МОДЕЛИ ТЕНИ

#### 3.1. Эквивалентные ширины линий в спектре тени.

##### Линии ионов

До недавнего времени наблюдатели стремились в основном получить достаточно полный список эквивалентных ширин линий  $W_{\lambda}$ , с тем чтобы с помощью анализа методом кривых роста или путем сравнения с  $W_{\lambda}$ , вычисленными по какой-либо модели, извлечь информацию о физических свойствах тени пятна (Бруггенкате и Клубер, 1939, 1944; Абхьянкар и Раманатан, 1955; Журавлев, 1957, Говард, 1958; Корнилов, 1961; Макита, 1963; Фрике и Эльзассер, 1965; Эну, 1968, 1969; Барановский, 1972). В большинстве из этих работ имеются сходные недостатки — неполный учет рассеянного света и недостаточно высокое разрешение, не позволяющее в отдельности получить данные для наиболее темных частей пятна. Поэтому модель строится по усредненным характеристикам излучения, выходящего из неоднородной среды. Кроме того, линии в спектре тени сильно искажены блендированием, что при массовом измерении большого числа линий часто не удается полностью принять во внимание. Особенно страдают из-за этого наблюдения в "трудной" области 4200—4800 Å, и поэтому довольно богатым спискам Журавлева, Корнилова и Абхьянкера и Раманатана, по-видимому, нельзя полностью доверять.

При анализе методом кривых роста зачастую допускается еще одна неточность: теоретические кривые роста для тени отождествляются с кривыми роста для спокойной фотосферы, причем не делается различия между кривыми для ионизованных и нейтральных атомов. Однако между этими кривыми имеются определенные различия, особенно заметные при сравнении ионов с нейтральными атомами (Теплицкая и Турчина, 1969а). Наконец, при рассмотрении кривых роста очень важно иметь хорошие списки сил осцилляторов.

По последней причине и в силу своей наглядности более удобны введенные Цвааном (1965) кривые интенсификации, при построении которых не нужно знать силы осцилляторов в линиях. В отличие от традиционных кривых роста, величинам  $U = W_{\lambda}^*/W_{\lambda}^{\circ}$  ставится в соответствие потенциал возбуждения нижнего уровня  $\epsilon$  в эВ (здесь и дальше значок "\*" относится к тени пятна, значок "°" — к спокойной области).

У слабых линий логарифм усиления  $U$  линейно связан с величиной  $\epsilon$ , и поэтому для грубых подсчетов можно пользоваться формулой

$$\lg U \approx \lg U_0 - f\epsilon, \quad (3.1)$$

где  $f$  обычно близко к  $\Delta\Theta$  (меньше ее на 20–30%; см. табл. 7). Формула (3.1) получена Обридко (1974) для очень слабых линий в предположении локального термодинамического равновесия и, по существу, прямо следует из формулы Больцмана. Количественные параметры в таблице 7 получены численным интегрированием выражений для эквивалентных ширин слабых линий в гидростатических моделях с модельным параметром  $\Delta\Theta = 0,48$  и 0,10.

Одно из преимуществ кривых интенсификации по сравнению с кривыми роста состоит в том, что первые весьма чувствительны к варьированию условий в атмосфере пятна. Подробные расчеты кривых интенсификации линий разной силы были выполнены Теплицкой и Турчиной (1969) для ряда моделей. Данные для слабых линий, рассчитанные ими по модели Цваана (1965), показаны на рис. 8.

Суммируя результаты прямых наблюдений эквивалентных ширин и расчетов кривых интенсификации, можно сказать следующее:

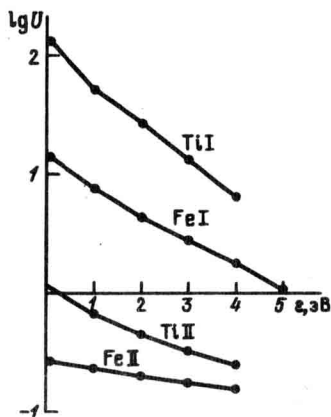
1. Линии Fe I и Ti I (а также V I, Cr I, V I) в пятне, как правило, значительно усилены по сравнению с фотосферой, и только линии с потенциалами возбуждения 4–6 эВ иногда наблюдаются неизменными или ослабленными.

Т а б л и ц а 7

Коэффициенты приближенной формулы для кривых интенсификации

| Элемент | $\Delta\Theta = 0,48$ |      | $\Delta\Theta = 0,10$ |      |
|---------|-----------------------|------|-----------------------|------|
|         | $\lg U_0$             | $f$  | $\lg U_c$             | $f$  |
| Fe I    | 1,33                  | 0,35 | 0,78                  | 0,08 |
| Fe II   | -1,16                 | 0,36 | 0,06                  | 0,08 |
| Ti I    | 2,36                  | 0,40 | 0,84                  | 0,08 |
| Ti II   | -0,10                 | 0,37 | 0,03                  | 0,08 |

Рис. 8. Кривые интенсификации слабых линий для модели Цваана (1965).



Усилены также линии редких земель  $\text{Eu II}$  и  $\text{La II}$ , что роднит спектр пятна со спектрами пекулярных магнитных звезд (Бахман и др., 1970).

2. Линии ионов типа  $\text{Ti II}$  в тени остаются почти без изменений при  $\epsilon = 0$  эВ.

3. Особый интерес вызывают линии типа  $\text{Fe II}$ . Согласно расчетам, выполненным с "плотными" моделями тени, линии  $\text{Fe II}$  сильно ослаблены в тени (но не исчезают полностью). В моделях с более прозрачной атмосферой ослабление значительно меньше. Наблюдения показывают, что линии  $\text{Fe II}$  являются аномально сильными. Говард (1958) предположил, что они определяются рассеянным светом из фотосферы и полутени, и предложил использовать их эквивалентные ширины для оценки величины рассеянного света. О происхождении линий ионов типа  $\text{Fe II}$  можно было бы судить, исходя из внешнего вида их поведения в магнитном поле. Однако здесь результаты противоречивы. Ряд наблюдений и оценка магнитного усиления показывают значительную величину магнитного поля в линиях  $\text{Fe II}$  (Обридко, 1968; Абдусаматов, 1970; Лямова, 1971; Маллиа и Петфорд, 1972). С другой стороны, Штельмахер и Вир (1970) интерпретируют равномерное расщепление линии  $\text{Fe II } 6149,25$  на протяжении всей высоты спектра тени как свидетельство сильного рассеянного света, идущего из внутренних частей полутени (если бы линия принадлежала самой тени, расщепление было бы максимальным вблизи центра тени).

Чтобы понять, откуда берутся линии ионов в тени, Блэкуэлл и Маллиа (1973) предприняли специальное исследование линий  $\text{Fe II}$  и  $\text{Cr II}$  в спектрах очень больших пятен, уделяя особое внимание мерам предосторожности против проникновения рассеянного света и вводя поправки за его влияние несколькими способами. Они пришли к выводу, что аномальная интенсивность линий реальна; она не может быть обусловлена не только рассеянным светом, но даже и присутствием горячей компоненты в тени; усиление линии ионов связано с некоторыми проявлениями отклонений от ЛТР (см. с. 69). В этой работе не применялись анализаторы поляризованного света, что дало возможность Буурману (1974б) поставить эти результаты под сомнение. На основании своих измерений поляризации в линиях, использовавшихся Блэкуэллом и Маллиа или аналогичных с ними, Буурман пришел к выводу об отсутствии аномальной ионизации. Причину несовпадения результатов он видит в неверном отождествлении линий, которые следует идентифицировать не с линиями ионов, а с молекулярными линиями.

Позднее Милованов (1977) на основании тщательной фотометрии линий  $\text{Fe II } \lambda 5991, 6084, 6149, 6247 \text{ \AA}$  подтвердил реальность умеренно-сильных

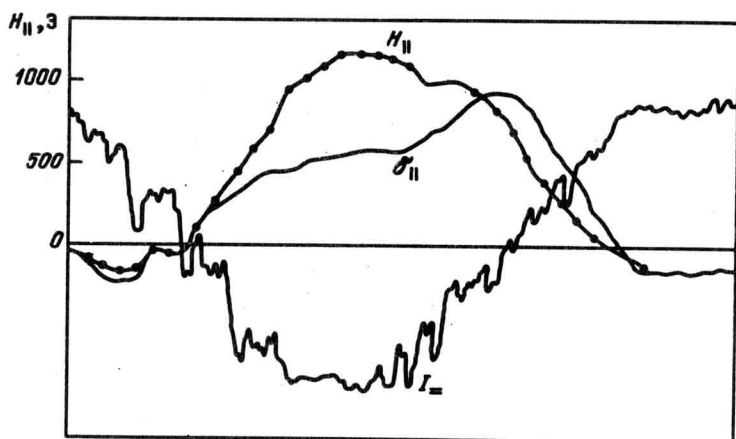


Рис. 9. Запись магнитного поля в большом симметричном пятне по линии Fe II  $\lambda 4924 \text{ \AA}$ .

линий ионов железа с  $\epsilon = 3-4 \text{ эВ}$  в спектрах тени пятен. Лямова и др. (1979) вновь подтвердили подобие хода напряженности магнитного поля в линиях Fe II и Fe I.

Представляется убедительным следующий эксперимент, выполненный нами в линии Fe II  $\lambda 4924 \text{ \AA}$  с помощью магнитографа ИЗМИРАН. Если линия в пятне отсутствует, сигналы магнитографа  $I_-$  и  $\delta_||$  можно записать так:

$$I_- = I_0^P \beta (1 - r_I^P) + I_0^*, \quad (3.2)$$

$$\delta_|| = I_0^P \beta r_V^P. \quad (3.3)$$

Здесь  $r_I^P$  — глубина линии в источнике паразитного света (полутени),  $r_V^P$  — доля циркулярно-поляризованного света в полутени в единицах  $I_0$ ,  $I_0^*$  — яркость непрерывного спектра,  $\beta$  — доля паразитного света в единицах  $I_0^P$ . Поскольку в тени пятна  $I_0^*$  и  $\beta$  минимальны, а все остальные значения не меняются, то для линии, образующейся в результате проникновения рассеянного света из полутени, магнитограф покажет в тени пятна минимальные значения сигналов  $I_-$  и  $\delta_||$ .

На рис. 9 показана запись  $I_-$  и  $\delta_||$  в линии Fe II  $\lambda 4924 \text{ \AA}$  (фактор Ланде 1,7) в большом симметричном пятне. Видно, что  $\delta_||$  не только не падает в тени пятна, а, наоборот, растет, как и должно быть, если рассматриваемая линия образуется непосредственно в тени пятна. Пересчет в значения  $B_||$  с учетом калибровки и вариаций яркости дает в тени значение  $B_|| = 1200 \text{ Э}$ , согласующееся с данными фотографических измерений. Таким образом, наличие линий Fe II, по-видимому, реально и может быть связано с существованием неразрешаемой при обычных наблюдениях тонкой структуры. Подробнее об этом будет говориться в главе 5.

Возвращаясь к анализу эквивалентных ширин линий с целью изучения термодинамических условий в тени, следует сказать, что в большинстве

рядов измерений не учитывалась такая специфическая особенность спектра пятна, как магнитное усиление линий умеренной интенсивности.

Магнитное усиление состоит в увеличении эквивалентных ширин, обусловленном присутствием магнитного поля. Расчет его должен опираться на развитую во всех деталях теорию образования линий поглощений в магнитном поле, что в настоящее время едва ли возможно. Магнитное усиление — функция большого числа переменных; оно зависит от картины расщеплений данной линии в магнитном поле, от напряженности и ориентации поля, от интенсивности линии и условий ее возбуждения, от постоянной затухания и, наконец, от модели атмосферы. Боярчук и др. (1960) выполнили исследование магнитного усиления около 20 линий, варьируя параметры поля, и результаты обобщили на все возможные случаи. Максимальное усиление в продольном поле при  $B = 2500$  Э составляет 1,3; в поле, наклоненном под углом  $60^\circ$  к лучу зрения, — 1,5.

Так как Боярчук и др. рассматривали ограниченное число линий, а модель атмосферы схематически аппроксимировалась, то расчеты магнитного усиления были повторены Теплицкой и Турчиной (1969б) с целью проверить, насколько правомочно обобщать результаты на все линии и на реальные физические условия в атмосфере пятна. Оказалось, что введенные уточнения дают заметные различия. Максимальное усиление линий в продольном поле не превышает 1,1; в поле под углом  $60^\circ$  оно достигает 1,4. Отсюда следует, что если пятно имеет классическую магнитную структуру тени с вертикальными силовыми линиями и расположено вблизи центра диска, то магнитным усилением можно пренебречь.

### 3.2. Методы построения эмпирических и полуэмпирических моделей солнечного пятна

3.2.1. Основные предположения. Первое предположение, которое делается почти во всех современных моделях пятна, состоит в том, что атмосфера звезды и, в частности, тени пятна является плоскопараллельной и вертикально стратифицированной. Таким образом, все физические параметры и уравнения считаются зависящими только от одной геометрической координаты — глубины. Такое предположение, зачастую неявное, лежит в основе всех моделей, которые будут обсуждаться в этой главе. На самом деле, как видно из первой главы, для пятна это предположение является чрезмерной идеализацией. Элементы тонкой структуры тени и полутени имеют разные термодинамические характеристики, магнитное поле сильно меняется в тени и полутени пятна как по величине, так и по направлению, и, естественно, все уравнения следует рассматривать как трехмерные. Однако эта трехмерность в настоящее время учитывается только в теоретических моделях, которые мы рассмотрим позднее.

Второе предположение, обычно используемое в моделях, состоит в том, что в среде имеет место локальное термодинамическое равновесие (ЛТР). В целом это предположение выполняется довольно хорошо и вполне пригодно для расчетов моделей. Отклонения от ЛТР следует учитывать при расчетах контуров некоторых линий, особенно в верхних слоях атмосферы, а также при решении обратных задач, когда по

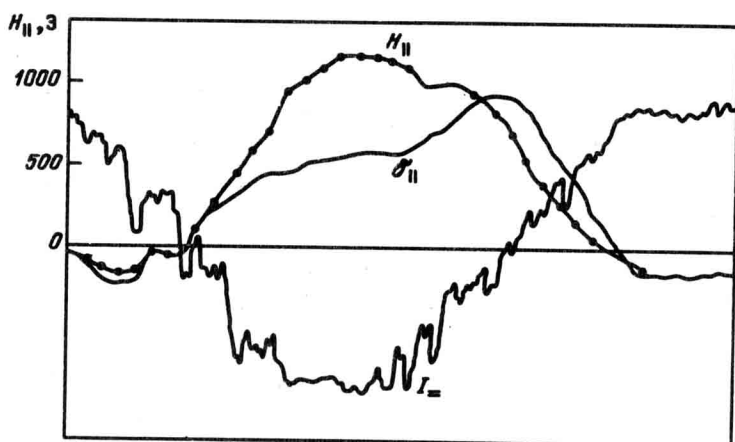


Рис. 9. Запись магнитного поля в большом симметричном пятне по линии Fe II  $\lambda 4924 \text{ \AA}$ .

линий ионов железа с  $\epsilon = 3-4 \text{ эВ}$  в спектрах тени пятен. Лямова и др. (1979) вновь подтвердили подобие хода напряженности магнитного поля в линиях Fe II и Fe I.

Представляется убедительным следующий эксперимент, выполненный нами в линии Fe II  $\lambda 4924 \text{ \AA}$  с помощью магнитографа ИЗМИРАН. Если линия в пятне отсутствует, сигналы магнитографа  $I_{-}$  и  $\delta_{||}$  можно записать так:

$$I_{-} = I_0^P \beta (1 - r_I^P) + I_0^*, \quad (3.2)$$

$$\delta_{||} = I_0^P \beta r_V^P. \quad (3.3)$$

Здесь  $r_I^P$  — глубина линии в источнике паразитного света (полутени),  $r_V^P$  — доля циркулярно-поляризованного света в полутени в единицах  $I_0^*$ ,  $I_0^*$  — яркость непрерывного спектра,  $\beta$  — доля паразитного света в единицах  $I_0^P$ . Поскольку в тени пятна  $I_0^*$  и  $\beta$  минимальны, а все остальные значения не меняются, то для линии, образующейся в результате проникновения рассеянного света из полутени, магнитограф покажет в тени пятна минимальные значения сигналов  $I_{-}$  и  $\delta_{||}$ .

На рис. 9 показана запись  $I_{-}$  и  $\delta_{||}$  в линии Fe II  $\lambda 4924 \text{ \AA}$  (фактор Ланде 1,7) в большом симметричном пятне. Видно, что  $\delta_{||}$  не только не падает в тени пятна, а, наоборот, растет, как и должно быть, если рассматриваемая линия образуется непосредственно в тени пятна. Пересчет в значения  $B_{||}$  с учетом калибровки и вариаций яркости дает в тени значение  $B_{||} = 1200 \text{ Э}$ , согласующееся с данными фотографических измерений. Таким образом, наличие линий Fe II, по-видимому, реально и может быть связано с существованием неразрешаемой при обычных наблюдениях тонкой структуры. Подробнее об этом будет говориться в главе 5.

Возвращаясь к анализу эквивалентных ширин линий с целью изучения термодинамических условий в тени, следует сказать, что в большинстве

о ходе  $T(\tau)$ , и эта зависимость варьируется до тех пор, пока полученная модель не даст согласующиеся с наблюдениями характеристики выходящего излучения (интенсивность и зависимость от длины волны для континуума, эквивалентные ширины и контуры спектральных линий и т.п.). В качестве начального приближения для зависимости  $T(\tau)$  часто берется известное решение

$$T^4 = \frac{3}{4} T_{\text{ef}}^4 [\tau + q(\tau)], \quad (3.8)$$

где  $q(\tau)$  — функция Хопфа (1934), монотонно изменяющаяся в небольших пределах между

$$q(0) = \frac{1}{\sqrt{3}} = 0,58 \quad \text{и} \quad q(\infty) = 0,71.$$

Удобная численная аппроксимация зависимости  $q(\tau)$ , полученная Нортон, приведена в работе Михаласа (1967). Часто, однако, зависимостью  $q(\tau)$  пренебрегают, по крайней мере для первого шага, и принимают  $q = 0,58$ .

При такой постановке задачи не требуется выполнимость уравнения (3.4), а оно просто проверяется после построения модели.

Наконец, в более общем случае модель строится так, чтобы выполнялись условия как гидростатического, так и лучистого равновесия (в еще более общем случае — магнитостатического и энергетического равновесия). Тогда температурная модель итерируется до выполнения условия (3.4) или более удобного для вычислений условия

$$\frac{dF}{d\tau} = 0. \quad (3.4a)$$

При этом, если модель строится до достаточно больших глубин, то в расчете нужно принимать во внимание и конвективный перенос.

Мы будем называть эмпирическими те модели, при выводе которых распределения  $T(\tau)$  и  $p_g(\tau)$  получаются непосредственно из наблюдений, т.е. без использования предположений о гидростатическом и лучистом равновесии. Для нахождения  $T(\tau)$  используется вариация центр—лимб в наблюдениях интенсивности в континууме; распределение  $p_g(\tau)$  при уже известной зависимости  $T(\tau)$  можно найти по эквивалентным ширинам ряда атомных линий. Это модели Мишара (1953), Ван 'т Веера (1963), Фрике и Эльзассера (1965), Барановского (1972).

К полуэмпирическим моделям относятся модели, в которых только  $T(\tau)$  находится непосредственно из наблюдений или задается априорно, а  $p_g(\tau)$  находится из уравнения гидростатистики. Таковы модели Маттига (1958), Эну (1969), Цваана (1965, 1974, 1975), Юна (1971), Кнеера (1972), Штельмахера и Вира (1972, 1975—1976), Мое и Мальтби (1974), Обашева и др. (1976).

Наконец, к теоретическим моделям относятся модели, которые опираются на весь комплекс сделанных выше предположений. Мы рассмотрим их позднее в главах 4 и 11.

**3.2.2. Общая схема вычислений.** Расчет модели представляет собой довольно трудоемкую процедуру. Необходимые для этого формулы и алгоритмы собраны в обширной работе Михаласа (1967). Некоторые более поздние улучшения содержатся в работах Спруита (1974, 1976, 1977) и Штауде (1976, 1978).

Мы изложим здесь основную схему расчетов по Михаласу, приводя формулы, дающие наибольший вклад. За деталями следует обратиться непосредственно к работе Михаласа (1967) или к другим работам, ссылки на которые будут указаны в процессе изложения. Все количественные параметры в этом разделе даны в единицах CGSE.

**Х и м и ч е с к и й с о с т а в.** Обычно принимается некоторый стандартный состав звездной атмосферы. Конкретные данные содержатся в работах Михаласа (1967), Гингерича и др. (1971), Цваана (1974), Спруита (1977). Отношение количества атомов любого элемента  $i$  во всех состояниях к числу атомов водорода обозначим  $\alpha_i$ .

**С в я з ь г а з о в о г о и э л е к т р о н н о г о д а в л е н и й.** В тени пятна при расчетах связи  $p_g$  и  $p_e$  необходимо учитывать образование молекул водорода. Предполагается, что  $p_e$  и  $\Theta$  известны, нужно найти  $p_g$ . Тогда (Вардя, 1961)

$$\lg k(\text{H}_2) = \lg \left( \frac{p_{\text{H}}^2}{p_{\text{H}_2}} \right) = 12,533505 - 4,9251644 \Theta + 0,056191273 \Theta^2 - 0,0032687661 \Theta^3, \quad (3.9)$$

$$\lg k(\text{H}_2^+) = \lg \left( \frac{p_{\text{H}} p_{\text{H}^+}}{p_{\text{H}_2^+}} \right) = 11,206998 - 2,7942767 \Theta - 0,079196803 \Theta^2 + 0,024790744 \Theta^3, \quad (3.10)$$

$$\lg k(\text{H}^-) = \lg \left( \frac{p_{\text{H}} p_e}{p_{\text{H}^-}} \right) = -0,747 \Theta + 2,5 \lg T + 0,1249, \quad (3.11)$$

$$\lg k(\text{H}) = \lg \left( \frac{p_{\text{H}^+} p_e}{p_{\text{H}}} \right) = -13,595 \Theta + 2,5 \lg T - 0,4772. \quad (3.12)$$

Здесь  $p_{\text{H}}, p_{\text{H}_2}, p_{\text{H}^+}, p_{\text{H}_2^+}, p_{\text{H}^-}, p_e$  — парциальные давления соответствующих составляющих, (3.9) и (3.10) следуют из уравнений диссоциации молекул, (3.11) и (3.12) — это просто формулы Саха.

Введем обозначения

$$\Phi_{j+1} = \frac{(2\pi m)^{3/2} (kT)^{5/2}}{h^3 p_e} \cdot \frac{2u_{j+1}}{u_j} \cdot e^{-\chi_{j,j+1}/kT}, \quad (3.13)$$

$$f_{ij} = \prod_{k=0}^j \Phi_k / \sum_{k=0}^i \prod_{l=0}^k \Phi_l, \quad (3.14)$$

причем  $\Phi_0 \equiv 1$ , а  $m$  — масса электрона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $h$  —



постоянная Планка,  $u_j$  — сумма по состояниям стадии ионизации  $j$ ,  $\chi_{j, j+1}$  — потенциал ионизации.

Удобно ввести величину  $P_H$  — общее давление, которое давал бы водород, если бы он весь был в атомарной форме. Тогда

$$f_1 = p_H/P_H, \quad f_2 = p_{H^+}/P_H, \quad f_3 = p_{H^-}/P_H, \quad (3.15)$$

$$f_4 = p_{H_2^+}/P_H, \quad f_5 = p_{H_2}/P_H, \quad f_e = p_e/P_H, \quad \sum_{k=1}^5 f_k = 1. \quad (3.16)$$

Добавляя к выражениям (3.9–3.12, 3.16) условие сохранения заряда

$$f_e = f_2 - f_3 + f_4 + \sum_i \alpha_i \sum_j j f_{ij} = f_2 - f_3 + f_4 + Q, \quad (3.17)$$

где суммирование в  $Q$  распространено по всем элементам, кроме водорода, получаем шесть уравнений относительно шести неизвестных величин  $f$ .

Найдя  $f$  (Михалас, 1967, дал аналитическое решение этой системы), запишем связь между  $p_g$  и  $p_e$ :

$$\begin{aligned} \lg p_g &= \lg p_e + \\ &+ \lg \left( 1 + \frac{\sum_{k=1}^5 f_k + \sum_{i \neq H} \alpha_i}{f_2 - f_3 + f_4 + Q} \right) = \lg p_e + \lg \left( 1 + \frac{\sum \alpha_i}{f_2 - f_3 + f_4 + Q} \right). \end{aligned} \quad (3.18)$$

В более общем случае могут учитываться и другие типы молекул, однако для расчета давлений в пятне обычно достаточно формул (3.9)–(3.18). В заглаженном виде связь  $p_g$  и  $p_e$  см., например, в справочнике Аллена (1960), в работах Цваана (1965) и Вардя (1961).

Расчет коэффициента поглощения. Основной вклад в коэффициент поглощения дает отрицательный ион водорода. Удобные формулы даны Гингеричем (1964). Обозначим  $a_\nu(\lambda, \Theta)$  коэффициент поглощения, рассчитанный на один нейтральный атом водорода и единицу электронного давления. Тогда для свободно-свободных переходов

$$\begin{aligned} a_\nu(\lambda, \Theta) &= 10^{-26} [0,0053666 - 0,011493 \Theta + 0,027029 \Theta^2 - \\ &- (3,2062 - 11,924 \Theta + 5,9390 \Theta^2)(\lambda/10^6) - \\ &- (0,40192 - 7,0355 \Theta + 0,34592 \Theta^2)(\lambda^2/10^9)], \end{aligned} \quad (3.19)$$

где  $\lambda$  в ангстремах. Для связанно-свободных переходов имеем

$$a_\nu(\lambda, \Theta) = 10^{-26} \cdot 0,4158 \Theta^{5/2} e^{1,726 \Theta} (1 - e^{-h\nu/kT}) k^*. \quad (3.20)$$

Для  $14200 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 16419 \text{ \AA}$

$$k^* = 0,269818 \Lambda + 0,220190 \Lambda^2 - 0,0411288 \Lambda^3 + 0,00273236 \Lambda^4, \quad (3.21)$$

где  $\Lambda = (16419 - \lambda)/1000$ .

Для  $\lambda \leq 14200 \text{ \AA}$

$$\begin{aligned} k^* &= 0,00680133 + 0,178708 \Lambda + 0,164790 \Lambda^2 - \\ &- 0,024842 \Lambda^3 + 5,95244 \cdot 10^{-4} \Lambda^4, \end{aligned} \quad (3.22)$$

где  $\Lambda = \lambda/1000$ . Связанно-свободный коэффициент равен нулю для  $\lambda > 16419$ . Иногда учитываются также поглощение атомарным водородом H, рэлеевское рассеяние H и H<sub>2</sub>, но они дают значительно меньший вклад, чем поглощение H<sup>-</sup>.

Для того чтобы вычислить массовый коэффициент поглощения  $k_\nu$ , рассчитанный на единицу массы,  $a_\nu$  умножается на  $p_e f_1 / \mu' m_H$ , где

$$\mu' = \sum \alpha_i A_i / A_H, \quad (3.23)$$

$A_i$  — атомная масса элемента  $i$ . Здесь  $\mu'$  представляет собой среднюю атомную массу, рассчитанную на один атом водорода.

При расчетах теоретических моделей часто используется росселандовский средний коэффициент поглощения, который затабулирован в работе Кокса и Стюарта (1969) (используются расчеты для химического состава MAS II, в котором предполагается то же содержание водорода и гелия, что и в модели HSRA, но несколько отличное содержание металлов) или в более поздних работах Кокса и Тора (1976) и Александера (1975) (здесь лучше всего подходят расчеты для модели King IV a).

Решение уравнения гидростатического равновесия. После того как при известном  $T(\tau)$  вычислена связь  $p_g, p_e$  и  $k_\lambda$ , не представляет особых трудностей численное интегрирование уравнения (3.7). Обзор методов интегрирования выполнен Хьюбене (1960). Вейдеман (1955) предложил удобную итерационную процедуру, использованную Цванном (1965). В этом методе уравнение (3.7) заменяется следующим:

$$p_g = \left[ (n+1)g \int_0^\tau \frac{p_g^n p_e}{p_e k_\lambda} d\tau \right]^{1/n+1}. \quad (3.24)$$

Если предположить, что водород находится в основном в нейтральном состоянии, но учитывать образование молекул водорода, при расчете молекулярной массы учитывать только водород и гелий, а в  $k_\lambda$  учитывать только поглощение отрицательным ионом водорода, получим

$$\frac{p_e}{k_\lambda} = \frac{\mu' m_H}{a_\nu f_1} = (1 + 4\alpha_{H_e}) m_H \frac{1}{a_\nu} \frac{p_H + 2p_{H_2}}{p_H}, \quad (3.25)$$

$$p_g = \left[ (n+1)g(1 + 4\alpha_{H_e}) m_H \int_0^\tau \frac{1}{a_\nu} \frac{p_g^n p_H + 2p_{H_2}}{p_e p_H} d\tau \right]^{1/n+1}. \quad (3.26)$$

Можно так выбрать  $n$ , что  $p_g^n/p_e$  будет слабо зависеть от  $p_g$ , и это обеспечит быструю и надежную итерационную сходимость. Для тени наилучшее значение  $n = 3/4$ , но при  $n = 1$  процесс сходится почти так же быстро.

Михалас (1967) дал схему численного интегрирования уравнения (3.7) методом Рунге—Кутты. В этом случае важное значение приобретает выбор начальной точки интегрирования.

Плотность, геометрическая шкала глубин, удельные теплоемкости, адиабатический градиент. Плотность вещества, если образованием молекул можно пренебречь, вычисляет-

ся по формуле

$$\rho = \mu m_H (p_g - p_e) / (kT), \quad (3.27)$$

где

$$\mu = \Sigma \alpha_i A_i / (A_H \Sigma \alpha_i) = \Sigma \nu_i A_i / A_H, \quad (3.28)$$

$$\nu_i = \alpha_i / \Sigma \alpha_i. \quad (3.29)$$

Здесь  $\mu$  имеет обычный смысл среднего атомного веса на тяжелую частицу (ср. с формулой (3.23)).

При учете молекул

$$\rho = \mu' m_H p_e / f_e k T = \mu m_H \rho_H \Sigma \alpha_i / (kT). \quad (3.30)$$

Различие между формулами (3.30) и (3.27) довольно мало.

Геометрическая шкала высот рассчитывается из уравнения оптической глубины

$$dz = \frac{1}{k_\lambda \rho} d\tau. \quad (3.31)$$

При этом опять-таки возникает проблема нуля-пункта шкалы глубин.

Формулы для расчета удельных теплоемкостей  $C_p$ ,  $C_V$  и их отношения  $\gamma$  довольно громоздки, даже если не учитывается образование молекул, а при учете молекул вообще предпочтительнее прямое численное дифференцирование. Мы не будем здесь выписывать схему расчетов, отсылая читателей непосредственно к работам Михаласа (1967) и Вардя (1965). Ограничимся только замечанием, что в фотосферных слоях пятна при построении эмпирических и полуэмпирических моделей можно полагать

$$\gamma = C_p / C_V = 5/3, \quad (3.32)$$

$$\nabla_{ad} = 1 - 1/\gamma = 0,4. \quad (3.33)$$

В более глубоких подфотосферных слоях пятна при построении теоретических моделей необходимы точные расчеты  $\gamma$  и  $\nabla_{ad}$ .

### 3.3. Модели тени, распределение газового и электронного давлений

На первый взгляд кажется, что эмпирические модели заслуживают большего доверия, поскольку в них не содержатся априорные гипотезы. Это представление неверно.

Во-первых, в эмпирических моделях также используются априорные предположения о плоскопараллельности атмосферы и ЛТР. Позднее в главе о тонкой структуре мы покажем, что именно неучет тонкой структуры приводит к так называемым прозрачным негидростатическим моделям. Во-вторых, при нахождении характеристик давления по линиям (т.е., по существу, при решении обратной задачи переноса) небольшие ошибки в определении профилей и эквивалентных ширин линий приводят к значительным ошибкам в величинах давлений. Наконец, заметим, что все полуэмпирические модели проверены по всему объему наблюдательного материала, в том числе по тем данным, которые обычно используются при выводе эмпирических моделей. По этим причинам в настоящее время, безусловно, пред-

почтение следует отдавать полумпирическим гидростатическим моделям, которые следует рассматривать как модели холодной среды в тени.

Основная цель, преследуемая при изучении линейчатого спектра, состоит в установлении законов распределения газового и электронного давлений с глубиной. Если информация о непрерывном спектре по мере усовершенствования наблюдений приводила к постепенному уменьшению температуры тени, то анализ фраунгоферова спектра сопровождался эволюцией представлений о ее плотности, отказом от так называемых "прозрачных" моделей. Например, в одной из наиболее известных прозрачных моделей Фрике и Эльзассера (1965) газовое давление  $p_g$  на оптической глубине  $\tau = 1$  составляет приблизительно  $6 \times 10^3 \text{ Н/м}^2$ , тогда как в современной модели  $p_g \approx 3 \times 10^4 \text{ Н/м}^2$  \*). Давление увеличилось в 5 раз, и оно в 2,5 раза превышает давление на той же оптической глубине в фотосфере (модель HSRA — Гарвардско—Смитсоновская стандартная атмосфера).

Причины, по которым в ранних работах получалось заниженное давление в тени, многообразны. Это и упомянутое выше неточное определение доли рассеянного света, и включение в обсуждение малопригодных линий. Например, модель Фрике и Эльзассера опирается на очень большой спектрофотометрический материал. Для определения газового давления на различных глубинах привлечены данные о ядрах бальмеровских линий, крыльях линий  $D_2 \text{ Na I}$  и  $b \text{ Mg I}$ , а также об эквивалентных ширинах линий  $\text{Fe I}$ ,  $\text{Fe II}$ ,  $\text{Ti I}$ ,  $\text{Ti II}$ . Однако по всем этим позициям работа Фрике и Эльзассера была подвергнута хорошо обоснованной критике (Эну, 1969). Во-первых, при расчете бальмеровских линий, особенно их ядер, обязательно следует принимать во внимание отклонения от ЛТР. Фрике и Эльзассер не только их не учитывали, но даже пренебрегли тем, что ядра образуются в условиях хромосферного роста температуры. Вычисленные ими центральные остаточные интенсивности оказались слишком низкими. Во-вторых, контуры линий  $D \text{ Na I}$  и  $b \text{ Mg I}$  в крыльях по наблюдениям Эну и Фрике—Эльзассера довольно сильно отличаются. Здесь возможно влияние неточного исправления за паразитный свет. Фрике и Эльзассер использовали для вычисления поправок крылья бальмеровских линий, которые в тени очень трудно измерить. Между тем ошибка в оценке интенсивности крыльев на 2% влечет за собой ошибку в интенсивности тени порядка 50%. Наконец, многие из линий, использованные Фрике и Эльзассером, либо сильно блендированы многочисленными линиями спектра тени, либо сами являются молекулярными линиями. Последний факт легко обнаруживается на спектрограммах, снятых с помощью анализаторов поляризованного света, по отсутствию зеемановского расщепления.

Другой источник неуверенности в определяемой величине давления часто проявляется себя при использовании контуров протяженных крыльев сильных линий. Чтобы по полученным из наблюдений величинам постоянной затухания

$$\gamma_H = c_H \tau^{0,7} p_g$$

\*)  $\text{Н/м}^2 = 10 \text{ дин/см}^2$  (CGSE). В таблицах 8–10 использованы единицы CGSE.

Т а б л и ц а 8

Распределение газового давления в тени пятна;  $\lg p_g$ 

| $\lg \tau$ | Барановский<br>(1972) | Юн (1971б) | Кнеер<br>(1972) | Цваан (1974) | Цваан (1975) | Мос и Мальтби<br>(1974)* | Штельмахер и<br>Вир (1975-1976) | Обашев и др.<br>(1976) | Альбретсен и<br>Мальтби (1981б) |
|------------|-----------------------|------------|-----------------|--------------|--------------|--------------------------|---------------------------------|------------------------|---------------------------------|
| -4,0       |                       |            | 3,27            |              |              |                          | 3,16                            |                        |                                 |
| -3,8       |                       |            | 3,38            |              |              |                          | 3,28                            |                        |                                 |
| -3,6       |                       |            | 3,50            |              |              |                          | 3,41                            |                        |                                 |
| -3,4       |                       |            | 3,62            |              |              |                          | 3,53                            |                        |                                 |
| -3,2       |                       |            | 3,74            |              |              |                          | 3,65                            |                        |                                 |
| -3,0       |                       | 3,85       | 3,87            | 3,84         |              | 3,54                     | 3,76                            |                        |                                 |
| -2,8       |                       | 3,96       | 3,98            | 3,96         |              | 3,77                     | 3,89                            |                        |                                 |
| -2,6       |                       | 4,06       | 4,09            | 4,09         |              | 3,95                     | 4,01                            |                        |                                 |
| -2,4       |                       | 4,17       | 4,21            | 4,21         |              | 4,10                     | 4,13                            |                        |                                 |
| -2,2       |                       | 4,28       | 4,32            | 4,33         |              | 4,22                     | 4,24                            |                        |                                 |
| -2,0       | 3,65                  | 4,39       | 4,45            | 4,46         |              | 4,36                     | 4,36                            |                        |                                 |
| -1,8       | 3,72                  | 4,50       | 4,56            | 4,57         |              | 4,48                     | 4,47                            |                        |                                 |
| -1,6       | 3,78                  | 4,60       | 4,68            | 4,68         |              | 4,60                     | 4,57                            |                        |                                 |
| -1,4       | 3,84                  | 4,70       | 4,79            | 4,79         |              | 4,72                     | 4,69                            |                        |                                 |
| -1,2       | 3,90                  | 4,80       | 4,90            | 4,88         |              | 4,85                     | 4,81                            | 4,72                   |                                 |
| -1,0       | 4,02                  | 4,91       | 5,02            | 5,01         |              | 4,96                     | 4,92                            | 4,89                   | 4,97                            |
| -0,8       | 4,15                  | 5,01       | 5,13            | 5,11         |              | 5,08                     | 5,03                            | 5,02                   | 5,08                            |
| -0,6       | 4,34                  | 5,12       | 5,24            | 5,20         |              | 5,20                     | 5,14                            | 5,15                   | 5,19                            |
| -0,4       | 4,54                  | 5,23       | 5,36            | 5,29         |              | 5,32                     | 5,25                            | 5,27                   | 5,30                            |
| -0,2       | 4,80                  | 5,34       | 5,46            | 5,39         |              | 5,44                     | 5,35                            | 5,37                   | 5,40                            |
| 0,0        | 5,08                  | 5,45       | 5,57            | 5,49         | 5,49         | 5,54                     | 5,46                            | 5,48                   | 5,50                            |
| +0,2       | 5,30                  | 5,56       | 5,66            | 5,56         | 5,56         | 5,64                     | 5,55                            | 5,59                   | 5,59                            |
| 0,4        | 5,54                  | 5,66       | 5,76            | 5,62         | 5,63         | 5,69                     | 5,64                            | 5,68                   | 5,66                            |
| 0,6        |                       | 5,76       | 5,85            | 5,69         | 5,70         | 5,74                     | 5,72                            |                        | 5,73                            |
| 0,8        |                       | 5,85       | 5,93            | 5,75         | 5,77         | 5,88                     | 5,79                            |                        | 5,79                            |
| 1,0        |                       | 5,93       | 6,00            | 5,81         | 5,84         | 5,94                     | 5,85                            |                        |                                 |
| 1,2        |                       |            |                 |              |              | 6,00                     | 5,90                            |                        |                                 |
| 1,4        |                       |            |                 |              |              | 6,06                     | 5,93                            |                        |                                 |
| 1,6        |                       |            |                 |              |              |                          | 5,94                            |                        |                                 |

\*) Приведена модель наиболее темного пятна D.

определить  $p_g$ , надо знать постоянную взаимодействия  $c_H$  при расширении линий силами Ван-дер-Ваальса. Из теории она известна лишь приблизительно. Эмпирические значения  $c_H$ , вытекающие из анализа контуров линий в спокойной фотосфере, в несколько раз превышают классические. Чтобы добиться более реалистических результатов, необходимо отказаться от применения теоретических значений  $c_H$ .

В самой ранней из прозрачных моделей — широкоизвестной модели Мишара (1953) — недооценка газового давления явилась следствием пренебрежения вкладом гелия в химический состав атмосферы и заниженных значений  $\Delta \tau$ .

Учет всех перечисленных обстоятельств имеет важное значение для правильной интерпретации фраунгоферова спектра. Наиболее достовер-

ными следует считать результаты, полученные с привлечением точных контуров линий, не расщепляющихся из-за эффекта Зеемана. Такие модели построены в работах Кнеера (1972) и Штельмахера и Вира (1972, 1975–1976). К сожалению, список немагнитных неблендированных линий довольно ограничен, и подобрать чувствительные к изменениям давления линии непросто. Вследствие этого Кнеер оценивает точность, с которой им найдено распределение давления, только до множителя 2. В таблицах 8 и 9 приводятся газовое давление  $p_g$  и электронное давление  $p_e$  как функции оптической глубины  $\tau$ . Почти во всех этих моделях величины  $p_g$  получены решением уравнения гидростатического равновесия и затем проверено, насколько правильно они предсказывают наблюдаемые контуры линий.

Особое внимание привлекает к себе вопрос о температурном режиме тени на больших глубинах. Это связано с проблемой переноса энергии и

Таблица 9

Распределение электронного давления в тени пятна;  $\lg p_e$

| $\lg \tau$ | Барановский<br>(1972) | Юн (1971б) | Кнеер (1972) | Цваан (1974) | Цваан (1975) | Мое и Мальтби<br>(1974) | Штельмахер и<br>Вир (1975–1976) | Обашев и др.<br>(1976) | Альбрэгтсен и<br>Мальтби (1981б) |
|------------|-----------------------|------------|--------------|--------------|--------------|-------------------------|---------------------------------|------------------------|----------------------------------|
| -4,0       |                       |            | - 2,06       |              |              |                         | - 2,07                          |                        |                                  |
| -3,8       |                       |            | - 1,94       |              |              |                         | - 1,96                          |                        |                                  |
| -3,6       |                       |            | - 1,82       |              |              |                         | - 1,85                          |                        |                                  |
| -3,4       |                       |            | - 1,70       |              |              |                         | - 1,73                          |                        |                                  |
| -3,2       |                       |            | - 1,59       |              |              |                         | - 1,62                          |                        |                                  |
| -3,0       |                       | - 1,36     | - 1,47       | - 1,62       |              | - 1,60                  | - 1,50                          |                        |                                  |
| -2,8       |                       | - 1,27     | - 1,36       | - 1,52       |              | - 1,44                  | - 1,38                          |                        |                                  |
| -2,6       |                       | - 1,17     | - 1,25       | - 1,40       |              | - 1,28                  | - 1,26                          |                        |                                  |
| -2,4       |                       | - 1,07     | - 1,14       | - 1,28       |              | - 1,15                  | - 1,14                          |                        |                                  |
| -2,2       |                       | - 0,95     | - 1,01       | - 1,16       |              | - 1,04                  | - 1,02                          |                        |                                  |
| -2,0       | - 1,58                | - 0,77     | - 0,89       | - 1,02       |              | - 0,92                  | - 0,90                          |                        |                                  |
| -1,8       | - 1,47                | - 0,60     | - 0,78       | - 0,90       |              | - 0,80                  | - 0,78                          |                        |                                  |
| -1,6       | - 1,36                | - 0,45     | - 0,66       | - 0,76       |              | - 0,67                  | - 0,66                          |                        |                                  |
| -1,4       | - 1,21                | - 0,31     | - 0,54       | - 0,63       |              | - 0,56                  | - 0,53                          |                        |                                  |
| -1,2       | - 1,06                | - 0,19     | - 0,42       | - 0,49       |              | - 0,46                  | - 0,41                          | - 0,66                 |                                  |
| -1,0       | - 0,91                | - 0,07     | - 0,30       | - 0,35       |              | - 0,33                  | - 0,26                          | - 0,49                 | - 0,29                           |
| -0,8       | - 0,75                | + 0,02     | - 0,18       | - 0,20       |              | - 0,22                  | - 0,15                          | - 0,34                 | - 0,17                           |
| -0,6       | - 0,60                | 0,12       | - 0,06       | - 0,05       |              | - 0,10                  | - 0,02                          | - 0,18                 | - 0,03                           |
| -0,4       | - 0,42                | 0,23       | + 0,08       | + 0,10       |              | + 0,02                  | 0,11                            | - 0,02                 | 0,11                             |
| -0,2       | - 0,28                | 0,35       | 0,22         | 0,30         |              | 0,14                    | 0,26                            | + 0,14                 | 0,27                             |
| 0,0        | - 0,12                | 0,46       | 0,38         | 0,52         | 0,52         | 0,30                    | 0,42                            | 0,33                   | 0,44                             |
| +0,2       | + 0,08                | 0,59       | 0,58         | 0,82         | 0,81         | 0,50                    | 0,61                            | 0,52                   | 0,69                             |
| 0,4        | 0,31                  | 0,80       | 0,82         | 1,14         | 1,08         | 0,76                    | 0,85                            | 0,70                   | 1,00                             |
| 0,6        |                       | 1,10       | 1,05         | 1,46         | 1,33         | 1,02                    | 1,26                            |                        | 1,30                             |
| 0,8        |                       | 1,39       | 1,26         | 1,80         | 1,57         | 1,31                    | 1,56                            |                        | 1,59                             |
| 1,0        |                       | 1,72       | 1,47         | 2,21         | 1,82         | 1,56                    | 1,95                            |                        |                                  |
| 1,2        |                       |            |              |              |              | 1,82                    | 2,51                            |                        |                                  |
| 1,4        |                       |            |              |              |              | 2,09                    | 3,06                            |                        |                                  |
| 1,6        |                       |            |              |              |              |                         | 3,61                            |                        |                                  |

причиной охлаждения плазмы в пятне. Уже Эну (1969) пытался использовать наблюдения в инфракрасной области, но, как показали дальнейшие исследования глубоких слоев, его модель недостаточно хорошо описывает современные наблюдения. Цваан (1974) обратил внимание на то, что ход относительной интенсивности на участке 0,8–1,7 мкм свидетельствует об очень резком логарифмическом градиенте температуры на больших глубинах. Цваан предположил, что он близок лучистому градиенту, определяемому формулой

$$T^4(\tau_R) = \frac{3}{4} T_{ef}^4 \cdot [\tau_R + q(\tau_R)], \quad (3.34)$$

где  $\tau_R$  — оптическая глубина для средней непрозрачности по Росселанду,  $T_{ef}$  — эффективная температура,  $q(\tau_R)$  — функция Хопфа, и построил модель, в которой при  $\tau > 2$  градиент  $\nabla$  лишь немного меньше лучистого градиента  $\nabla_{rad}$ . Такая модель удовлетворительно воспроизводит существовавшие до 1971 г. наблюдения инфракрасного спектра тени. Начиная с  $\tau \approx 1,7$ , градиент  $\nabla$  становится больше адиабатического градиента  $\nabla_{ad} = 0,40$ . При  $\tau > 2$  выполняется неравенство

$$\nabla_{ad} \leq \nabla \leq \nabla_{rad}, \quad (3.35)$$

типичное при отклонениях от лучистого равновесия, однако эти отклонения, в общем, невелики вплоть до  $\tau \approx 5-7$ .

После наблюдений Экманна и Мальтби (1974) оказалось, что использованные значения интенсивности в области 1,5 мкм — 2,4 мкм, возможно, несколько завышены. Поэтому Цваан построил новую модель (1975), основанную на принципах, которые в качественном виде уже применялись в предыдущей модели.

1. На глубинах, где  $\nabla_{rad} < \nabla_{ad}$ , должно осуществляться лучистое равновесие, поэтому принимается  $\nabla = \nabla_{rad} < \nabla_{ad}$ .

2. В глубоких слоях должно выполняться соотношение (3.35).

Поскольку  $\nabla_{ad} = 0,40$ , Цваан вплоть до  $\tau = 1,7$  сохраняет модель 1974 г., а ниже в качестве минимально возможного градиента принимает  $\nabla = 0,45$ . Новая модель, построенная таким образом (для  $T_{ef}$  взято 4000 К), дает наибольшее различие в температуре 350 К на уровне  $\tau = 5$ . Вычисленные относительные интенсивности согласуются с наблюдениями в инфракрасной области, а в видимой лишь немного отличаются от рассчитанных по модели 1974 г. Эти две модели, как предполагает Цваан, дают верхний и нижний пределы градиентов в глубоких слоях. Выбор между ними должен быть сделан на основании новых наблюдений в инфракрасной области.

Штельмахер и Вир (1975–1976) также продлили свою предыдущую модель (1972) до больших глубин, исходя из следующих соображений:

1. Новая модель должна не хуже "рабочей" модели 1972 г. предсказывать наблюдаемые контуры фраунгоферовых линий.

2. В глубоких слоях должен быть достаточно большой градиент, чтобы модель соответствовала наблюдениям монохроматических интенсивностей в области 1,7 мкм. Был принят лучистый градиент при  $T_{ef} = 3750$  К.

Т а б л и ц а 10

Парциальные давления, плотность и шкала геометрических глубин  
в моделях Цваана (1974, 1975)

| $\lg \tau_{0,5}$ | $(H^-) \lg p_H$ | $\lg p_{H_2}$ | $\lg \rho$       | $z$ , км      |
|------------------|-----------------|---------------|------------------|---------------|
| -3,00            | 3,713           | 3,011         | - 7,386          | - 253         |
| -2,75            | 3,853           | 3,239         | - 7,222          | - 231         |
| -2,50            | 3,994           | 3,448         | - 7,062          | - 209         |
| -2,25            | 4,136           | 3,641         | - 6,907          | - 108         |
| -2,00            | 4,281           | 3,806         | - 6,762          | - 167         |
| -1,75            | 4,425           | 3,950         | - 6,625          | - 147         |
| -1,50            | 4,573           | 4,073         | - 6,496          | - 126         |
| -1,25            | 4,721           | 4,181         | - 6,376          | - 106         |
| -1,00            | 4,865           | 4,270         | - 6,262          | - 85,4        |
| -0,75            | 5,010           | 4,330         | - 6,158          | - 64,5        |
| -0,50            | 5,150           | 4,368         | - 6,058          | - 43,3        |
| -0,25            | 5,286           | 4,370         | - 5,975          | - 21,6        |
| 0,00             | 5,415           | 4,278         | - 5,903          | 0             |
| 0,25             | 5,529 (5,528)   | 3,974 (4,020) | - 5,863 (-5,860) | + 20,6 (20,7) |
| 0,50             | 5,618 (5,621)   | 3,567 (3,748) | - 5,842 (-5,821) | 40,4 (41,2)   |
| 0,75             | 5,699 (5,707)   | 3,134 (3,498) | - 5,824 (-5,777) | 62,9 (63,8)   |
| 1,00             | 5,770 (5,799)   | 2,680 (3,266) | - 5,818 (-5,730) | 86,1 (90,6)   |

3. Модель должна хотя бы грубо стыковаться с теоретической моделью Мейера и др. (1974) в области  $\tau = 10$ .

В модели Штельмахера и Вира выполнение критерия конвективной неустойчивости наступает при  $\tau = 2,4$  по сравнению с  $\tau = 0,44$  в фотосфере, что согласуется с представлениями о переносе тепла в пятнах. Модель хорошо описывает ход интенсивности в инфракрасном континууме и лучше модели Цваана удовлетворяет наблюдениям контуров ряда линий.

Альбрэгтсен и Мальтби (19816) пришли к выводу, что "максимальная" модель Цваана лучше всего описывает наименее темные ядра, наиболее темным ядрам соответствует модель темного пятна *D* Мое и Мальтби. Для типичных "средних" ядер они предложили свою модель, которая довольно близка к "минимальной" модели Цваана.

Для информации читателей мы дадим в таблице 10 более подробные сведения о двух моделях, а именно о моделях Цваана (1974, 1975). Данные для модели (1975) до  $\tau = 1,7$  совпадают с моделью (1974), а далее указаны в скобках.

По поводу таблицы 10 следует сделать два замечания:

1. Обращает на себя внимание постоянство на всех уровнях величины  $\Delta h / \Delta \lg \tau$ . От  $\tau = 10^{-3}$  до  $\tau = 10$  эта величина почти не меняется, составляя 84–90 км. Мы обсудим это ниже в разделе 3.5, а пока отметим, что это означает постоянство логарифмического декремента линейного коэффициента поглощения  $\alpha_\nu$  с геометрической глубиной и линейную связь  $\alpha_\nu$  с оптической глубиной. Эти обстоятельства используются при расчетах теоретических моделей.

2. Геометрическая шкала глубин отсчитывается от произвольного уровня. Выяснение нуля-пункта геометрической шкалы глубин — это отдельная проблема, которую мы обсудим в разделе 3.5.



### 3.4. Лучистое равновесие в тени и проблема дополнительного поглощения

Вопрос о выполнимости лучистого равновесия в тени чрезвычайно важен для понимания физической природы пятна. В настоящее время нет сомнения, что в верхних слоях с  $\tau \leq 1$  оно выполняется очень хорошо. Положение становится более сложным на больших глубинах  $\tau > 1$ . Исследование этих уровней стало возможным после появления наблюдений в области минимума коэффициента поглощения отрицательным ионом водорода 1,65 мкм. В уже упоминавшихся работах Цваана (1974, 1975) и Штельмахера и Вира (1975–1976) этот вопрос исследовался специально. На рис. 10 показан ход градиентов в тени пятна – лучистого  $\nabla_{\text{rad}}$  при  $T_{\text{ef}} = 4000$  К и 3600 К и рассчитанных градиентов  $\nabla = d \lg T / d \lg p_g$  в моделях Цваана (1974, 1975), "рабочей" модели Штельмахера и Вира (1972), их же более поздней модели (1975–1976) и модели Мое и Мальтби (1974).

Лучистый градиент рассчитывался в диффузионном приближении:

$$\nabla_{\text{rad}} = \frac{3}{16} \frac{k_R p_g}{g} \left( \frac{T_{\text{ef}}}{T} \right)^4, \quad (3.36)$$

где  $k_R$  – росселандово среднее, диффузионное приближение означает в данном случае пренебрежение зависимостью функции Хопфа от оптической глубины. Видно, что в моделях Цваана до  $\tau \approx 1,7$ , а в модели Штельмахера и Вира (1975–1976) до  $\tau \sim 2,4$   $\nabla \approx \nabla_{\text{rad}} < \nabla_{\text{ad}}$ . Для более глубоких слоев  $\nabla_{\text{ad}} \leq \nabla \leq \nabla_{\text{rad}}$  отклонения от лучистого равновесия реальны, хотя и довольно малы. Как уже говорилось выше, другие модели (Штельмахер и Вир, 1972; Кнеер, 1972; Эну, 1968; Барановский, 1972; Юн, 1971; Обашев и др., 1976) обнаруживают странное поведение градиента  $\nabla < \nabla_{\text{ad}} < \nabla_{\text{rad}}$ .

Хорошее согласие с наблюдениями в области  $\lambda \lambda 0,8-1,7$  мкм, к сожалению, приходит в противоречие с данными интенсивности непрерывного спектра и контуров спектральных линий в области 0,5–0,8 мкм. Поэтому Цваану пришлось ввести дополнительный источник поглощения  $q_\lambda$ , растущий от 1,0 в области 0,9 мкм до 1,7 в области 0,5 мкм. Этот источник, по-видимому, связан с многочисленными неразрешенными атомными и молекулярными линиями ("вуаль"). Ранее идею о возможности существования в тени пятна неизвестного источника дополнительного поглощения высказывали Маттиг и Шрётер (1964), к необходи-

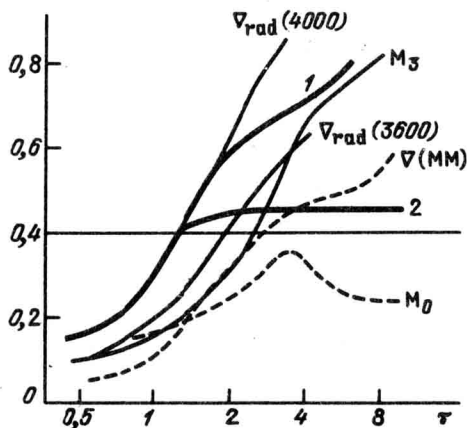


Рис. 10. Ход градиентов в тени пятна; 1 — Цваан (1974), 2 — Цваан (1975),  $M_0$  — Штельмахер и Вир (1972),  $M_3$  — Штельмахер и Вир (1975–1976), ММ — Мое и Мальтби (1974).

мости введения дополнительного поглощения при анализе эквивалентных ширин линий пришел Барановский (1972). Вообще говоря, этот дополнительный источник поглощения должен быть введен непосредственно в модель и использоваться во всех расчетах по схеме, изложенной в разделе 3.1. К сожалению, однако, сегодня не известны ни природа этого источника, ни зависимость от температуры и давления. Выдвинутое Гауром и др. (1979) предположение, что этот источник связан с электронными переходами в молекулах CN, CaH, MgH и TiO, не согласуется с наблюдениями (Штельмахер и Вир, 1981). Поэтому поправку за дополнительное поглощение вводят в конце расчетов, понижая интенсивность непрерывного спектра в  $q_\lambda$  раз. Штельмахер и Вир попытались обойтись без введения дополнительного поглощения (1975–1976), однако в более поздних работах (Штельмахер и Вир, 1981; Коллачный и др., 1980) при анализе линий Fe $\lambda$  4063,6 Å и инфракрасных линий Ca<sup>+</sup> им пришлось ввести дополнительное поглощение и несколько изменить модель. Значение  $q_\lambda$  для  $\lambda = 0,4$  мкм оказалось равным  $\sim 2,5$  и хорошо согласуется с экстраполяцией кривой Цваана.

Гленар и др. (1983) попытались проверить три модели тени (Штельмахера и Вира, 1970; Эну, 1969 и Цваана, 1975) по наблюдениям инфракрасных линий SiO вблизи  $\lambda = 8$  мкм. Контуры этих линий лучше описываются моделью Штельмахера и Вира при скорости микротурбулентности  $\leq 0,5$  км/с. Из двух остальных модель Эну дает слишком мелкие, а модель Цваана — слишком глубокие линии.

### 3.5. Прозрачность тени. Эффект Вильсона.

#### Нуль-пункт шкалы оптических глубин

Прозрачность атмосферы удобно характеризовать величиной

$$h_0 = \frac{\Delta h}{\Delta \lg \tau}, \quad (3.36)$$

которая зависит от распределения с глубиной всех термодинамических параметров. Она впервые была введена как "шкала высот" Маттигом (1969б), и ее можно сравнить с эквивалентной высотой изотермической атмосферы

$$H_0 = \frac{RT}{\mu g}, \quad (3.37)$$

где  $R$  — газовая постоянная. В фотосфере значение  $H_0$  составляет 110–130 км.

Важным свойством определенной таким образом шкалы высот (или глубин)  $h_0$  является ее количественная близость в условиях гидростатики к значению  $H_0$ . Это вытекает из двух обстоятельств: 1) коэффициент непрерывного поглощения  $k_\lambda$  пропорционален электронному давлению; 2) электронное давление есть простая функция газового давления, типа  $p_e \sim p_g^{n+1}$ . Поскольку  $d\tau = k_\lambda \rho dz$ , где  $\rho$  — плотность, то

$$H_0 = 0,434(n+2)h_0. \quad (3.38)$$

Т а б л и ц а 11.

Шкала высот  $h_0$  и эквивалентная высота изотермической атмосферы  $H_0$ 

| Модель                   | $h_0$ , км | $H_0$ , км | Модель                          | $h_0$ , км | $H_0$ , км |
|--------------------------|------------|------------|---------------------------------|------------|------------|
| Мишар (1953)             | 1700       | 115        | Кнеер (1972)                    | 95         | 94         |
| Маттиг (1958а)           | 112        | 115        | Цваан (1974)                    | 84         | 96         |
| Фрике и Эльзассер (1965) | 1500       | 100        | Мое и Мальтби (1974)            | 100        | 94         |
| Эну (1968)               | 104        | 97         | Штельмахер и Вир<br>(1975–1976) | 93         | 90         |
| Цваан (1965)             | 88         | 97         | Обашев и др. (1976)             | 80         | 93         |
| Барановский (1972)       | 786        | 90         |                                 |            |            |

При  $4 \times 10^3 \leq T \leq 5 \times 10^4$  К и  $-2 \leq \lg p_e \leq 5$  значение  $n$  меняется от 0 до 1, следовательно,  $H_0 = (0,87-1,3)h_0$ . Например, в модели Цваана (1965)  $n = 0,1$  и  $H = 0,9h_0$ . В таблице 11 приведены значения  $h_0$  в различных моделях для единичной оптической глубины, а также значения  $H_0$ , соответствующие температуре на той же глубине. Для моделей с гидростатическим равновесием обе характерные длины,  $h_0$  и  $H_0$ , практически совпадают, и каждая из них мало изменяется при переходе от модели к модели. Для субгидростатических моделей  $h_0$  на порядок превышает  $H_0$ .

Таким образом, свойства моделей описываются единственным параметром — шкалой высот  $h_0$ . Эта величина удобна также и по другой причине: ее можно попытаться найти отличным от спектрофотометрического, независимым способом, не прибегая к громоздкой процедуре измерения, редукции и интерпретации контуров линий или их эквивалентных ширин.

**3.5.1. Эффект Вильсона.** Существование эффекта Вильсона в солнечном пятне часто рассматривают как доказательство большей прозрачности тени пятна по сравнению с прозрачностью полутени и фотосферы. Однако на самом деле здесь могут одновременно действовать два явления: чисто геометрическое понижение уровня образования непрерывного спектра в пятне (проблема нуль-пункта шкалы оптических глубин) и изменение геометрической шкалы высот, связанное с возможным изменением прозрачности. Очевидно, в зависимости от того, "работают" ли оба этих фактора или только первый из них, модель тени будет "прозрачной" или "плотной" соответственно. Другими словами, судить о гидростатическом состоянии тени можно по изменению эффекта Вильсона с глубиной. Поэтому необходимо обратиться к результатам наблюдения эффекта Вильсона при разных положениях пятна на диске.

В настоящее время имеются результаты трех крупных исследований такого типа. Результаты Брея и Лоухеда подробно описаны в их монографии (1964). Чистяков в 1962 г. провел очень подробный количественный анализ эффекта Вильсона. Уилсон и Кэннон (1968) и Уилсон и Макинтош (1969) получили большое количество записей интенсивности разных пятен и результаты исследования сформулировали в виде ряда качественных выводов.

Совокупность этих наблюдений приводит к следующему описанию эффекта Вильсона:

1. Вблизи центра диска более резкой является ближайшая к нему граница между тенью и полутенью. Затем, начиная с гелиоцентрического расстояния  $\theta = 40^\circ - 60^\circ$ , эта сторона границы становится более диффузной.

2. Если величину эффекта Вильсона выразить в виде относительной полуразности ширин полутени, деленной на  $\sin \theta$ , то эта величина очень слабо меняется вблизи центра диска (до  $40^\circ - 60^\circ$ ), а затем быстро падает.

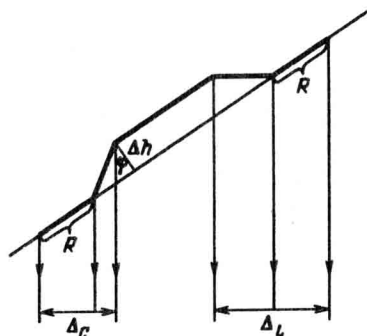


Рис. 11 Упрощенная геометрическая схема эффекта Вильсона.

3. Эффект Вильсона состоит не столько в сокращении дисковой части полутени, сколько в увеличении лимбовой части полутени за счет сокращения размеров тени.

Основной параметр, который ищется при количественном анализе эффекта Вильсона, играющий важную роль для понимания природы пятен, — это вильсоновская депрессия. Иенсен и др. (1969) ввели понятие изодиафонической поверхности — поверхности равной оптической глубины. Вильсоновская депрессия — это смещение нуль-пунктов шкалы оптических глубин или различие геометрических глубин в тени и спокойной области на одной и той же изодиафонической поверхности. В данном аспекте нас будет интересовать и другой параметр — шкала высот, которую также можно попытаться оценить с помощью наблюдений эффекта Вильсона на основе упрощенной геометрической модели.

Будем представлять тень пятна в виде углубления в атмосфере Солнца. Границу между тенью и полутенью будем считать наклонной. Угол между радиусом и поверхностью, образующей внутреннюю границу полутени, обозначим  $\varphi$  (рис. 11). В дальнейших преобразованиях использовался приближенный метод, развитый Маттигом (1969б). Видимые ширины полутени обозначим  $\Delta_L$  и  $\Delta_C$ ; истинную ширину полутени обозначим  $R$ .

Тогда имеем

$$\Delta_C = R \cos \theta + \frac{\Delta h \sin(\varphi - \theta)}{\cos \varphi}, \quad \Delta_L = R \cos \theta + \frac{\Delta h \sin(\varphi + \theta)}{\cos \varphi}. \quad (3.39)$$

При  $\theta \geq \varphi$  второй член в формуле для  $\Delta_C$  обращается в нуль. Просвечивание границы через верхние части полутени обеспечивает только повышенную диффузность ее при наблюдении вблизи лимба.

Как показал Маттиг, величину  $\Delta h$  можно связать со шкалой глубины и со смещением нуль-пунктов следующим образом:

$$\Delta h = \zeta + \Delta h_0 \lg \tau. \quad (3.40)$$

Здесь  $\zeta$  — смещение нуль-пунктов,  $\Delta h_0$  — разность характерных шкал глубины в пятне и в фотосфере.

Подставляя (3.40) в (3.39) и используя приближение  $\tau \approx \mu$ , получим

$$\frac{1}{2 \sin \theta} \left( \frac{\Delta_L}{R} - \frac{\Delta_C}{R} \right) = \frac{\zeta}{R} + \frac{\Delta h_0}{R} \lg \mu, \quad \theta \leq \varphi, \quad (3.41)$$

$$\frac{1}{2 \sin \theta} \left( \frac{\Delta_L}{R} - \frac{\Delta_C}{R} \right) = \left( \frac{\zeta}{R} + \frac{\Delta h_0}{R} \right) \frac{1 + \mu \operatorname{tg} \varphi}{2 \sin \theta}, \quad \theta \geq \varphi.$$

Маттиг получил только первую из этих двух формул и, анализируя с ее помощью наблюдения Чистякова, пришел к завышенному значению  $\Delta h_0/R$ . Кроме того, в его анализе полностью игнорировался перелом кривой в области  $\theta \approx 40^\circ - 60^\circ$ .

На рис. 12 показан ход кривых, рассчитанных по формулам (3.41) для следующих параметров (на рисунке эти кривые следуют сверху вниз):

- 1)  $\Delta h_0/R = 0, \quad \varphi = 60^\circ, \quad \zeta/R = 0,08;$
- 2)  $\Delta h_0/R = 0,01, \quad \varphi = 60^\circ, \quad \zeta/R = 0,08;$
- 3)  $\Delta h_0/R = 0, \quad \varphi = 51^\circ, \quad \zeta/R = 0,08;$
- 4)  $\Delta h_0/R = 0, \quad \varphi = 36^\circ, \quad \zeta/R = 0,08;$
- 5)  $\Delta h_0/R = 0,01, \quad \varphi = 36^\circ, \quad \zeta/R = 0,08.$

Из сравнения этих кривых с наблюдениями можно сделать следующие выводы.

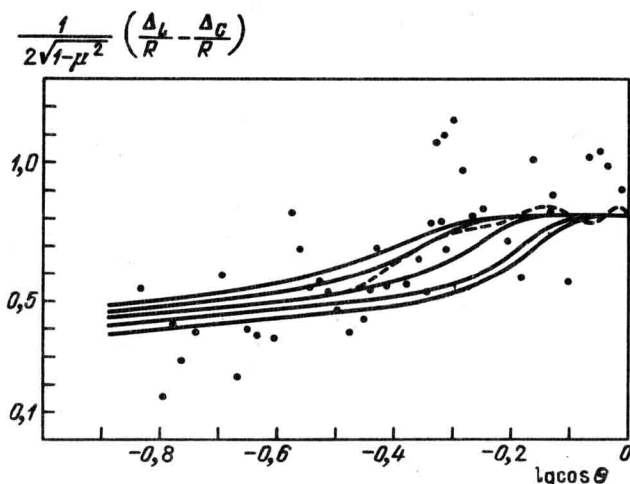


Рис. 12. Сопоставление кривых (3.41), рассчитанных на основе упрощенной модели эффекта Вильсона, с наблюдениями. Пунктиром указана средняя эмпирическая кривая.

Разность нуль-пунктов глубины фиксируется довольно уверенно и составляет для среднего пятна 500–600 км. Это значение хорошо согласуется с выводами большинства исследователей. Столь же уверенно фиксируется и угол наклона границы тени пятна к нормали ( $\varphi \sim 50^\circ$ ). Интересно, что именно такой угол наклона силовых линий магнитного поля к нормали на границе тени и полутени следует из анализа наблюдений на магнитографе. Такое же значение угла расширения силовой трубки над уровнем образования непрерывного спектра получили Теплицкая и Эфендиева (1971).

Приведенное значение вильсоновской депрессии хорошо согласуется с типичной величиной, которую нашли Гокхэйли Цваан (1972), усреднив данные по работам Уилсона и Кэннона (1968), Уилсона и Макинтоша (1969), Лоухеда и Брея (1958), Судзуки (1967), Витмана и Шрётера (1969):

$$\zeta = (600 \pm 200) \text{ км} \quad \text{для } 0,1 \leq \tau \leq 1.$$

Дисперсия значений  $\zeta$  довольно велика, и возникает вопрос, чем она обусловлена. Судзуки исследовал около 30 пятен и не обнаружил никакой зависимости вильсоновской депрессии от их размеров. Однако Прокакис (1974), профотометрировавший 130 снимков правильных круглых пятен, нашел очень заметное различие в глубине малых и больших пятен. У пятен с диаметром полутени больше  $32''$  глубина в среднем достигает 1500 км! Эти интересные результаты безусловно, требуют дальнейшей проверки. В этой связи следует заметить, что для выяснения зависимости эффекта Вильсона от размеров пятна необходимо вводить поправку за паразитный свет, что до сих пор не делалось. В противном случае граница тень – полутень становится неопределенной.

Что касается различия прозрачности тени пятна и фотосферы и, следовательно, различия шкал глубин  $h_0$ , то, как видно из рис. 12, существующие наблюдения не могут ни подтвердить, ни опровергнуть это различие. Наблюдения в пределах указанного на рис. 12 разброса могут быть согласованы как с кривыми с  $\Delta h_0 = 0$ , так и с кривыми при  $\Delta h_0/R = 0,01$ . Заметим, однако, что даже это значение  $\Delta h_0/R = 0,01$  все-таки значительно меньше, чем полученное Маттигом (0,07), и свидетельствует в пользу гидростатических моделей пятна. Величина  $\Delta h_0/R = 0,01$  приводит к значениям  $80 \leq H_0 \leq 130$  км, что очень хорошо согласуется с результатами Маттига, полученными по смещению линий на лимбе (1969б, 1974).

Таким образом, результаты сопоставления расчетных кривых в эффекте Вильсона с наблюдениями показывают, что эффект Вильсона не может считаться доказательством прозрачности вещества солнечного пятна. Однозначно он указывает только на смещение нуль-пунктов шкалы оптических глубин на 500–600 км.

Поскольку мы больше не будем возвращаться к описанию эффекта Вильсона, отметим еще два свойства, не относящиеся прямо к проблеме модели пятна:

1. Описанный выше эффект Вильсона называется положительным. По крайней мере 20–25% пятен показывают нулевой или отрицательный эффект с обратным соотношением ширин полутени.

2. В целом ряде работ отмечалась асимметрия эффекта (на востоке он сильнее), что, по-видимому, связано с наклоном оси трубки пятна на  $15\text{--}30^\circ$  к востоку (Чистяков, 1962; Лоухед и Брей, 1958; Прокакис,

1974; Гайнуллина и Минасянц, 1981). По результатам Чистякова (1961) эффект Вильсона в среднем отчетливее выражен на востоке, а на западе чаще встречаются случаи обратного эффекта. Этот наклон замечен и по магнитным измерениям (Бумба, 1960; Степанов и Гопасюк, 1962; Иошпа и Обридко, 1965б; Гурман и Хаус, 1981). Следует заметить, что этот эффект нельзя трактовать как наклон всей тени, в противном случае мы должны были бы прийти к выводу, что восточный край большой тени имеет вильсоновскую депрессию  $\geq 5000$  км, что противоречит любым современным представлениям о физике пятна. Имеет место именно наклон магнитной оси трубки и связанное с этим асимметричное положение тени внутри полутени. Изодиафоническая же поверхность, определяемая термодинамическими параметрами, должна оставаться параллельной поверхности Солнца.

Смещение нуль-пунктов глубин можно было бы оценить, исходя из условия горизонтального баланса давления

$$\frac{1}{4\pi} B_z \left( \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) = \frac{\partial p_g}{\partial r}. \quad (3.42)$$

Такие попытки делались очень многими авторами. Однако все эти попытки можно рассматривать только как оценки, указывающие на принципиальную возможность скомпенсировать разность газовых давлений в пятне и в фотосфере давлением магнитного поля. При этом диапазон получаемых значений  $\xi$  очень широк (от 200 до 1000 км). Наиболее убедительным кажется значение 400–500 км.

Уилсон (1968) использовал эффект Вильсона для построения модели пятна. Наблюдаемые фотометрические разрезы пятен на разных расстояниях от центра диска сравнивались с теоретическими контурами интенсивности, "размазанными" заданной аппаратной функцией. Для получения теоретических контуров решалось уравнение переноса излучения в двумерном варианте; решение отыскивалось численным путем для нескольких первоначально принятых моделей. Лучше других подошла модель, в которой прозрачность тени на некоторой геометрической глубине много меньше прозрачности фотосферы на той же глубине, а полутень находится в промежуточном состоянии. Однако найденное Уилсоном распределение температуры очень сильно отличается от всех других распределений и не в состоянии даже отдаленно предсказать ход яркости в непрерывном спектре, поэтому модели трудно доверять. Сам Уилсон отмечает, что главный недостаток применяемого им метода состоит в неоднозначности получаемых решений. Фотометрические разрезы можно воспроизвести и с помощью иных распределений коэффициентов непрозрачности. Однако эта работа интересна тем, что в ней заостряется внимание на необходимости рассмотрения многомерной проблемы переноса излучения применительно к пятнам.

Другой путь решения задачи о переносе излучения в системе "пятно — фотосфера" избрали Иенсен и др. (1969). Они исходили из гидростатического строения всей системы и искали, при какой вильсоновской депрессии и какой геометрической форме пятна можно добиться совпадения вычисленных контуров интенсивности с наблюдаемыми. В рамках гидростатических моделей и разумных величин депрессии им этого удалось достичь.

Иенсен и др. показали, что в принципе можно ожидать пики яркости на границах тени пятна с приближением его к лимбу, особенно для прозрачных моделей. Слабые пики действительно наблюдались Маллиа (1970) на лимбовой и центральной сторонах пятна, однако в последующих работах этот эффект никем не был подтвержден.

Как уже говорилось выше, прозрачность тени влияет на распределение вильсоновской депрессии в зависимости от глубины. Поэтому в принципе полезно сравнить величину эффекта Вильсона в непрерывном спектре и в линиях. Подобные попытки производились в работах Барановского (1969), Теплицкой и Эфендиевой (1971). Результаты этих работ противоречат друг другу. В первом случае пятно получилось прозрачнее фотосферы; во втором случае несомненное наличие эффекта Вильсона на уровне образования крыльев эмиссионных самообращений линий H и K CaII свидетельствует об оптически плотной тени. Противоречивость этих результатов отчасти, вероятно, обусловлена разницей применяемых методик, однако к таким исследованиям в условиях тонкой структуры пятна вообще следует относиться с осторожностью.

В целом нужно отметить, что точность оценок непрозрачности нельзя признать высокой. Помехами могут являться и отклонения формы пятна от симметричной, и эволюция его в течение прохождения по диску Солнца, и тонкая структура полутени, из-за которой волокна полутени выглядят по-разному с лимбовой и дисковой сторон, и экранирующее действие факелов, и тонкая структура поля скоростей при наблюдениях в линиях. Главная и пока непреодоленная трудность состоит в решении многомерной задачи о переносе излучения.

3.5.2. Оценка прозрачности по сдвигам пятен по направлению к краю при измерениях внутри спектральных линий. Линии образуются в атмосфере выше, чем непрерывный спектр, поэтому на снимках у края диска тень пятна внутри линии кажется сдвинутой по направлению к краю относительно положения в непрерывном спектре. Северный и Бумба (1958) и Маттиг (1958б) независимо друг от друга предложили измерять эти сдвиги, что непосредственно дает значения  $\Delta h$  между уровнями генерации линии и континуума. Соответствующие значения  $\Delta \lg \tau$  оцениваются на основании моделей тени, причем они очень слабо зависят от модели. Такой метод применялся неоднократно, но преимущественно к сильным линиям хромосферного происхождения. Маттиг (1969б, 1974) и Рум (1969) рассматривали также линии, возникающие в фотосфере. Для последних получены следующие результаты:

$$70 \text{ км} < h_0 < 150 \text{ км, Маттиг (1969б),}$$

$$h_0 \approx 300 \text{ км, Рум (1969),}$$

$$\left. \begin{array}{l} h_0 \approx 130 \text{ км (4 пятна)} \\ h_0 \approx 215 \text{ км (1 пятно)} \\ h_0 \approx 35 \text{ км (1 пятно)} \end{array} \right\}, \text{ Маттиг (1974).}$$

Эти цифры показывают, что наряду с типично "гидростатическим" пятном имеются также пятна суб- и супергидростатические, однако никто не наблюдал шкалу высот столь протяженной, как в типичных "прозрачных" моделях тени.



### 3.6. Молекулярные линии в теньях пятен

Представляет интерес сравнить модель тени также с результатами наблюдений молекулярных линий. Такое сравнение желательно, поскольку молекулярные линии могут дать информацию о самых холодных верхних слоях фотосферы солнечного пятна. К сожалению, наблюдения молекулярных линий являются чрезвычайно неопределенными. Это связано с неточностью определения эквивалентных ширин слабых молекулярных линий, неуверенностью в проведении непрерывного спектра, сильной заблендированностью. Отсутствуют многие лабораторные данные, необходимые для анализа. Во многих случаях сохраняется неуверенность в отождествлении линий. Анализ обычно основан на предположении, что все линии молекул данного вида образуются при одной и той же температуре. Эти сложности приводят к тому, что точность определения температуры по молекулярным линиям очень низка,  $\pm 500$  К. Дополнительные сложности возникают, когда авторы пытаются указать эффективную оптическую глубину, к которой относится найденная температура.

Большинство современных исследований молекулярных спектров пятен посвящено в основном отождествлению различных наблюдаемых в спектре полос, расчетам диссоциативного равновесия и т.п. (см., например, Вель, 1969, 1971; Гаур и др. 1973, 1978). В пятне должны существовать молекулы  $H_2O$ ,  $HCl$ ,  $H_2$ ,  $SiO$ ,  $OH$ ,  $SH$ ,  $N_2$ ,  $NF$ ,  $NO$ ,  $MgH$ ,  $CO$ ,  $SiH$ ,  $NH$ ,  $CN$ ,  $CH$ ,  $FeH$ ,  $C_2$ , но не все они проявляются в виде спектральных линий. Отождествлению линий разных молекул посвящено очень много работ, которые мы не будем обсуждать здесь. Отметим только, что роль молекул очень важна при оценке непрозрачности в инфракрасной области (1–10 мкм), где для  $\tau \lesssim 0,1$  они дают вклад, сравнимый или даже больший, чем  $H^-$  (Июши и др., 1979).

Работ, в которых приводятся измеренные эквивалентные ширины молекулярных линий и оцениваются вращательные температуры, значительно меньше. Можно упомянуть работы Лабурда (1961), Макиты (1968), Вёля (1970), Узббера (1971), Сотировского (1971), Буайе и Сотировского (1973). В этих работах вращательные температуры  $T_{er}$  определялись одним и тем же методом из выражения, данного Герцбергом (1966):

$$\lg(W_J/S_J) = C - \frac{0,625 F_v(J)}{T_{er}}$$

Здесь  $W_J$  — эквивалентная ширина линии,  $S_J$  — теоретическая сила линии,  $F_v(J)$  — величина вращательного термина. Как говорилось, погрешности в определении  $T$  этим методом очень велики (до 500 К). Наблюдения различных авторов отличаются еще больше. Так, по линиям  $MgH$  Сотировский получил  $T_{er} = 3060 \pm 200$  К, Лабурд  $3730 \pm 300$  К, Узббер  $3930 \pm 400$  К; по линиям  $TiO$ : Сотировский  $T_{er} = 3000 \pm 200$  К, Макига  $3030 \pm 270$  К, Узббер  $3430 \pm 300$  К. В этом отношении особенно показательна работа Вёля (1970), которая специально посвящена доказательству того, что температуры, определенные по молекулярным линиям, абсолютно нереальны. Используя данные фотоэлектрической записи спектра по линиям  $TiO$ , Вель в зависимости от подбора линий получал значения  $T_{er} = 3449$  К и  $4276$  К для одного пятна и  $T_{er} = 4798$  и  $5380$  К для другого пятна с погрешностью, доходящей до 1300 К.

Сотировский (1971) опубликовал большой список наблюдений эквивалентных ширин молекулярных линий. К сожалению, в процессе специфической коррекции за рассеянный свет априори предполагалась верной модель тени пятна Эну. В своей работе Сотировский утверждает, что эквивалентные ширины линий хорошо согласуются с предсказанными моделью Эну. Однако при этом ему пришлось допустить очень большие значения сил осцилляторов  $\sim 10^{-1}$ . В более поздней работе Буае и Сотировский (1973) пришли к выводу, что определяемые температуры при отнесении их к соответствующей эффективной глубине образования линий на 700–900 К ниже, чем по модели Эну. Причина такого резкого расхождения выводов по одному и тому же наблюдательному материалу не обсуждается.

Особенно тщательному анализу подверг наблюдения молекулярных линий Уэббер (1971). Достоверные результаты ему удалось получить только для линий TiO и MgH. Для линий этих молекул он определил эффективные вращательные температуры в пятнах с отчетливо заметными яркими "грануляционными" элементами. Эти значения составляют  $T_{er} = 3420 \pm 300$  К для TiO и  $T_{er} = 3930 \pm 400$  К для MgH. Столь большие погрешности в нахождении температуры делают малоперспективными сравнение с различными моделями. Все же Уэббер попытался сравнить с наблюдениями ряд моделей солнечного пятна, причем были выбраны модели с резко различающимися физическими параметрами. Расчеты были выполнены для горячей ( $\Delta\Theta = 0,35$ ) и холодной ( $\Delta\Theta = 0,48$ ) гидростатических моделей Цваана (1965), горячей ( $\Delta\theta = 0,35$ ) и холодной ( $\Delta\Theta = 0,48$ ) субгидростатических моделей Цваана (1965), субгидростатических моделей Ван'т Веера (1963) и Фрике – Эльзассера (1965) и гидростатической модели Эну (1969). Кроме того, используя гипотезу Макита

Т а б л и ц а 12

Сравнение вращательных температур в различных моделях с наблюдениями

| Модель   | $\Delta T_{er}$ |       | $f$                 |                     |
|--|-----------------|-------|---------------------|---------------------|
|  | TiO             | MgH   | TiO                 | MgH                 |
| 1. Цваан (1965)<br>$\Delta\Theta = 0,48$ , гидростатическая    | 110             | 330   | $3,6 \cdot 10^{-3}$ | $1,7 \cdot 10^{-4}$ |
| 2. Цваан (1965)<br>$\Delta\Theta = 0,48$ , субгидростатическая | 180             | 220   | $2,7 \cdot 10^{-3}$ | $1,2 \cdot 10^{-4}$ |
| 3. Цваан (1965)<br>$\Delta\Theta = 0,35$ , гидростатическая    | - 130           | 120   | $3,0 \cdot 10^{-2}$ | $4,8 \cdot 10^{-4}$ |
| 4. Цваан (1965)<br>$\Delta\Theta = 0,35$ , субгидростатическая | - 100           | 190   | $8,4 \cdot 10^{-2}$ | $1,2 \cdot 10^{-3}$ |
| 5. Ван'т Веер (1963)   | 550             | - 120 | $6,0 \cdot 10^{-3}$ | $1,7 \cdot 10^{-4}$ |
| 6. Неоднородная среда  | - 630           | - 270 | 0,45                | $9,4 \cdot 10^{-4}$ |
| 7. Фрике – Эльзассер (1965)                                    | 200             | 270   | $9,0 \cdot 10^{-3}$ | $4,3 \cdot 10^{-4}$ |
| 8. Эну (1969)  | - 100           | 170   | $4,5 \cdot 10^{-2}$ | $6,9 \cdot 10^{-4}$ |
| 9. Уэббер (1971)   | 0               | 0     | 0,28                | $2,9 \cdot 10^{-3}$ |
| 10. Обридо (см. гл. 5)<br>$\alpha = 0,10$                      | 84              | 112   | $2 \cdot 10^{-3}$   | $3 \cdot 10^{-4}$   |
| $\alpha = 0,20$  | 69              | 37    |                     |                     |

(1963), Уэббер рассчитал излучение из двухкомпонентной среды, в которой горячие элементы представляют собой чисто фотосферные вкрапления. По рассчитанным эквивалентным ширинам Уэббер определял теоретические значения эквивалентных вращательных температур, а из сравнения с наблюдаемыми эквивалентными ширинами находил значения сил осциллятора  $f$ . Результаты сопоставления приведены в таблице 12, где  $\Delta T_{er}$  есть разность между рассчитанными и наблюдаемыми значениями  $T_{er}$ . Видно, что резко неудовлетворительными являются модели 5 и 6. Остальные модели в пределах погрешностей определения  $T_{er}$  могут быть согласованы с наблюдениями. Уэббер попытался построить собственную модель, которая дает нулевые значения  $\Delta T_{er}$ . Однако, как пишет сам Уэббер, эта модель дает нереальные значения  $f$  для TiO и не согласуется с наблюдениями атомных линий.

Аналогичный расчет был выполнен нами для двухкомпонентной модели Обридко (см. гл. 5) при двух значениях скважности  $\alpha = 0,10$  и  $\alpha = 0,20$ . Поскольку наблюдения Уэббера относились к пятнам с отчетливо выраженной грануляцией, возможно, второе значение более реально. Результаты расчетов включены в таблицу 12. Видно, что двухкомпонентная модель дает наименьшие значения  $\Delta T_{er}$  и вполне реальные значения  $f$ . Отметим, что, как будет показано в главе 5, эта модель удовлетворительно описывает и атомные линии. Поэтому мы можем констатировать, что эта двухкомпонентная модель лучше других моделей описывает наблюдения молекулярных линий. Однако, в силу исключительно высоких погрешностей наблюдений, окончательный вывод здесь сделать трудно.

### 3.7. Спектральный класс солнечного пятна

Оценки спектрального класса пятна проводились уже очень давно. Еше Хэйл обратил внимание на то, что спектр пятна соответствует спектру звезды значительно более позднего спектрального класса, чем Солнце. Петтит и Никольсон в 1930 г. определили значение спектрального класса пятна как G7, Ван Дейк в 1946 г. — как K0. Это последнее значение надолго вошло во все справочники. Из последних работ следует упомянуть оценку Вёля и др. (1970), указавших класс (K7 — M1), и работу Маттига и Кнеера (1981), специально посвященную оценке некоторых звездных характеристик пятна. К сожалению, в этой работе спектральный класс (K7 — M1) определен не путем непосредственного сравнения спектров, а путем сопоставления температур в моделях пятна и поздних звезд. Непосредственное сравнение спектров пятна и звезд было выполнено Бадалян и Обридко (1984), результаты которых мы изложим ниже несколько подробнее.

Начнем с некоторых общих оценок.

В современных моделях эффективная температура пятна принимается равной 3650–3950 К. Используя таблицу эффективных температур звезд, получаем спектральный класс M0 — M1. Можно рассчитать показатель цвета  $B - V$ , используя кривую зависимости непрерывного спектра от длины (см. табл. 2 и 3). Оказывается, показатель цвета для пятна составляет  $B - V = 1,22-1,44$ , что соответствует спектральному классу M0 — M2 и эффективной звездной величине  $M_V = 9,1$ .

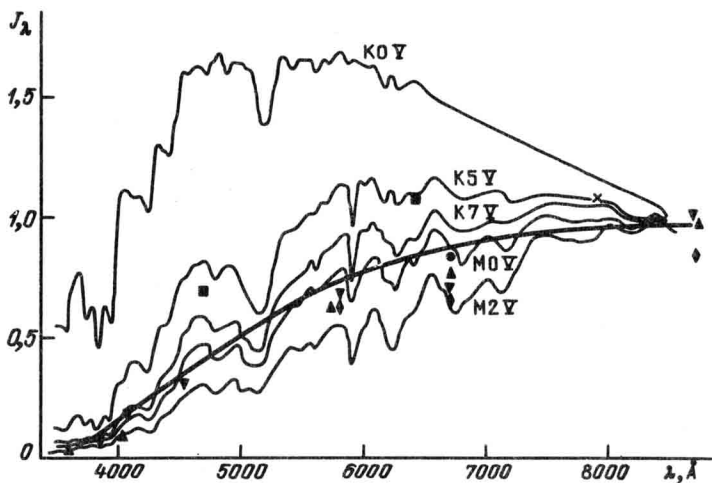


Рис. 13. Сопоставление спектров звезд различных спектральных классов со спектром пятна.

Прямое сравнение спектра пятна со спектрами различных звезд показано на рис. 13. Спектры звезд были взяты из каталога В.Страйжиса и З. Свидерскене (1972). Зависимость интенсивности в каждом спектре нормирована к ее величине при  $\lambda = 8800 \text{ \AA}$ . Каждое значение интенсивности представляет собой среднее значение на интервале  $\Delta\lambda = 50 \text{ \AA}$ .

Для характеристики спектра пятна были выбраны:

- средняя кривая Цваана (1974) с дополнительным поглощением;
- широкополосные наблюдения Мальтби и Ставеланда (1971), Экманна и Мальтби (1974), Россбаха и Шрётера (1970), Микланда (1973), Энгвольда (1973), Витмана и Шрётера (1969).

Значение относительной интенсивности  $\varphi = 0,20$  при  $\lambda = 8800 \text{ \AA}$  в долях интенсивности невозмущенной фотосферы принималось за опорное. Значения относительной интенсивности  $\varphi$  переводились в абсолютные с учетом интенсивности излучения центра Солнца в непрерывном спектре  $F_\lambda$  и затем относились к значению при  $\lambda = 8800 \text{ \AA}$ . Узкополосные спектральные наблюдения на рис. 13 не нанесены, поскольку они непригодны для сравнения с низкодисперсионными спектрами звезд.

Из рис. 13 видно, что спектр пятна лучше всего согласуется со спектром звезды класса M0. Оригинальные широкополосные измерения попадают в область несколько ниже кривой для класса M0 V, но несколько выше класса M2 V. Таким образом, мы приходим к выводу, что спектральный класс пятна по непрерывному спектру M0 V – M1 V. Интересно, что в спектрах всех поздних звезд также отчетливо заметен вторичный максимум спектра около  $\lambda 0,46 \text{ мкм}$  (см. раздел 2.2).

Следующим шагом была проверка найденного спектрального класса по слабым и сильным фраунгоферовым линиям. Прямое сопоставление эквивалентных ширин линий в спектрах пятен и звезд показало, что по слабым линиям с эквивалентной шириной меньше 100 мА спектральный класс – пятна – примерно K5. По сильным линиям с эквивалентной шириной

ной  $\sim 1 \text{ \AA}$  (FeI  $\lambda\lambda$  4325,8; 4383,6; 4404,8; CaI 4226,7), а также по  $b_1$  MgI,  $D_2$  NaI и  $H_\alpha$  спектральный класс пятна еще более ранний — G8 или K0.

Таким образом, определения спектрального класса солнечного пятна по разным характеристикам его спектра не совпадают. Наиболее надежно определяется спектральный класс по непрерывному спектру. Мы можем считать стандартным новое значение класса пятна M0. В то же время по слабым линиям — спектральный класс пятна K5, по сильным линиям — G8 — K0. Это означает, что атмосфера пятна не может быть включена в общую последовательность стандартных звездных атмосфер. Различия могут быть вызваны как горизонтальным переносом энергии, так и необычным для классов K0V — M0V значением силы тяжести. Реальное солнечное значение для пятна, имеющего  $T_{ef}$ , соответствующее классу M0, сдвигает пятно на диаграмме Герцшпрунга — Рассела в сторону субгигантов.

Дополнительные причины несовпадения моделей могут быть связаны с тем, что как в пятне, так и в звездах существуют значительные неоднородности, которые находятся на пределе разрешения в пятнах и, естественно, совершенно неразрешимы в звездах. Их роль может быть различной. В этом случае вообще нельзя говорить о каких-либо средних моделях атмосферы и сопоставления следует делать с учетом неоднородностей.

Возможно, что трудности с подбором единого спектрального класса пятна аналогичны трудностям, возникающим при интерпретации спектров магнитных звезд классов Ap и Am.

Наблюдаемое различие, во всяком случае, указывает на то, что либо вертикальная стратификация, либо организация тонкой структуры в пятне существенно иные, чем в звездах.

### 3.8. О выборе линий для исследований пятна

При анализе физических условий в солнечных пятнах в зависимости от задачи необходимо отдавать себе отчет, каким требованиям должны удовлетворять избранные для исследования линии. Например, для учета паразитного света очень удобны линии, которые отсутствуют в невозмущенной фотосфере и присутствуют только в тени. Для измерений магнитного поля выгодны линии, интенсивность которых не меняется при переходе из фотосферы в пятно. Во всех случаях результаты могут быть сильно искажены из-за наличия бленд. Таким образом, исследователь должен представлять себе, как зависит интенсивность используемых линий от температуры, какова их структура расщепления в магнитном поле и какие бленды находятся вблизи или внутри этих линий. Разумеется, невозможно дать здесь полный список удобных линий со всеми их характеристиками. Тем не менее я счел полезным упомянуть некоторые работы, в которых подобные списки есть.

Для предварительного анализа зависимости эквивалентных ширины линий от температуры следовало бы пользоваться методом кривых интенсификации. Однако расчеты этих кривых — довольно трудоемкое дело. Для линий FeI, FeII, TiI и TiII можно использовать формулу (3.1) и таблицу 7 или рис. 8. В общем, линии FeI с  $\epsilon \geq 3$  эВ можно считать слабо зависящими от температуры. Для более точного, хотя и приближенного анализа можно пользоваться методическими рекомендациями и форму-

лами Гендрикса (1966) и Бадалян и Обридко (1975). Кроме того, в большинстве списков линий указывается характер поведения линий при переходе от фотосферы к пятну.

Обширные списки линий железа с указанием теоретической картины расщепления, но без какой-либо дополнительной астрофизической информации содержатся в двух работах Земанек и Стефанова (1976, 1977). Систла и Гарви (1970) составили список 69 фраунгоферовых линий без зеемановского расщепления в диапазоне 2956–15742 Å. Для каждой линии указаны переход, потенциал возбуждения нижнего уровня, эквивалентная ширина, характер изменения при переходе к пятну, наличие бленд. Еще более подробный список составил Лэндстрит (1969), включив в него также линии, которые наблюдаются только в спектрах звезд. Гарви (1973) составил список 93 линий с большим расщеплением (фактор Ланде  $g > 2,5$ ) и нормальным эффектом Зеемана в диапазоне 2964–22310 Å. Для каждой линии приведены переход, потенциал возбуждения, фактор  $\lambda_g$ , глубина линии, бленды, характер изменения при переходе к пятну.

Буурман (1974а) на основе анализа литературных данных и по собственным наблюдениям опубликовал пять таблиц: немагнитные линии, линии с простым триплетом, симметричной и асимметричной структурой расположения  $\sigma$ -компонент и пекулярные (с сильным расщеплением  $\pi$ -компонент) в диапазоне 5000–6900 Å. Последние линии могут быть особенно полезны для учета рассеянного света. Для каждой линии, кроме атомных характеристик, структуры расщепления и эквивалентной ширины, указана также величина магнитного поля, определенная в пятне. Для некоторых линий приведены записи правоугольной и левоугольной поляризации и дается информация о наличии или отсутствии бленд.

Полезный для наблюдателей список участков в континууме, не отягощенных наличием линий поглощения, составлен Вёлем (1970а). Подробные списки линий двухатомных молекул в пятнах в диапазоне 6100–8100 Å опубликованы в цикле работ Буае и др. (1975, 1976, 1978, 1982).

Броль и Нойес (1983) описали две неизвестные линии в области 12 мкм (12,3183 и 12,2207 мкм). В тени эти линии не видны, в полутени показывают обычный зеемановский триплет, причем расщепление очень велико, поскольку велика длина волны. Эти линии весьма перспективны для тонких измерений слабых магнитных полей.

## Г Л А В А 4

### КОНФИГУРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ

#### 4.1. Методические основы измерений магнитных полей с помощью эффекта Зеемана

При произвольной ориентации магнитного вектора спектральная линия в случае простого эффекта Зеемана расщепляется на три компонента: центральную  $\pi$  и две боковые  $\sigma$ .

При неполном расщеплении происходит блендирование компонент, и результирующее излучение в спектральной линии эллиптически поляризо-

вано. В центральном участке линии поглощения, где сильнее всего поглощается  $\pi$ -компонента, большая ось эллипса поляризации остаточного излучения направлена перпендикулярно проекции вектора магнитной напряженности на картинную плоскость; в крыльях линии, где преобладает поглощение  $\sigma$ -компонент, ось эллипса поляризации направлена вдоль проекции вектора  $B$ .

Направление вращения эллипса в разных крыльях линии противоположно. При продольном поле эллиптически поляризованный свет превращается в циркулярно-поляризованный, при поперечном — в линейно-поляризованный свет.

Колебание электрического вектора произвольно поляризованного излучения в плоскости, перпендикулярной лучу зрения, можно разложить на две взаимно перпендикулярные компоненты:

$$\xi_x = \xi_1 \cos(\omega t - \epsilon_1), \quad \xi_y = \xi_2 \cos(\omega t - \epsilon_2), \quad (4.1)$$

где  $\xi_1$  и  $\xi_2$  — амплитуды колебаний электрического вектора в направлении осей произвольно выбранной системы координат,  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  — фазы этих колебаний. Тогда можно образовать следующие комбинации из амплитуд и фаз этих колебаний, которые принято называть параметрами Стокса:

$$I = \xi_1^2 + \xi_2^2, \quad Q = \xi_1^2 - \xi_2^2, \quad (4.2)$$

$$U = 2\xi_1\xi_2 \cos(\epsilon_1 - \epsilon_2), \quad V = 2\xi_1\xi_2 \sin(\epsilon_1 - \epsilon_2).$$

Параметры Стокса однозначно определяют интенсивность и характер поляризации излучения. Они связаны несложными соотношениями с другими, часто используемыми параметрами поляризации. Параметры  $I$  и  $V$  не зависят от системы координат, в которой они определяются,  $Q$  и  $U$  меняются в зависимости от угла поворота. При выборе координатных осей вдоль направления осей эллипса  $U = 0$ , и все параметры поляризованного света определяются тремя параметрами Стокса:  $I$ ,  $Q$ ,  $V$  и углом между направлением вектора в картинной плоскости и каким-либо избранным направлением. Параметр  $I$  определяет интенсивность света,  $V$  и  $Q$  характеризуют интенсивность циркулярной и линейной компонент соответственно. В случае эффекта Зеемана параметр  $V$  является нечетной функцией частоты внутри линии. Это связано с противоположным направлением вращения циркулярно-поляризованных компонент.  $Q$  есть четная функция, что связано с одинаковым направлением линейно-поляризованной компоненты в соответствующих местах обоих крыльев линии. Описание поляризации при помощи параметров Стокса наиболее удобно, поскольку, как будет показано ниже, через них легко выражаются непосредственно измеряемые величины.

Вообще говоря, величину магнитного поля можно было бы измерить просто по расстоянию между  $\sigma$ -компонентами. Однако в подавляющем большинстве случаев это невозможно сделать из-за малости расщепления по сравнению с шириной линии. Применение поляризационной оптики облегчает эту задачу. Изучение направления поля вообще невозможно без изучения параметров поляризации. Поэтому все методы измерений магнитных полей состоят из двух этапов (разделение на эти два этапа в различных работах часто не оговаривается, но фактически всегда подразумевается):

1. Измерение параметров поляризации с той степенью полноты и точности, которая диктуется поставленной задачей.

2. Вычисление параметров магнитного поля по измеренным параметрам поляризации.

Таким образом, при всех методах непосредственно измеряемыми величинами являются те или иные параметры поляризации, а параметры магнитного поля являются вычисляемыми величинами. При этом связь параметров поляризации с параметрами магнитного поля всегда (даже в тех случаях, когда применяются так называемые эмпирические калибровки) опирается на те или иные априорные гипотезы.

**4.1.1. Фотографические и визуальные методы измерения магнитных полей.** Пусть приходящее излучение в линии поглощения падает на пластинку, дающую разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами  $\delta$ , и стоящий за ней поляроид, установленный так, что направление пропускания составляет угол  $\alpha$  с одной из осей пластинки. Поскольку параметры  $Q$  и  $U$  зависят от выбранной системы координат, удобно выбирать систему координат так, чтобы координатные оси совпадали с осями эллипса поляризации. В такой системе координат  $U$  тождественно равно нулю, и интенсивность света  $J$ , пропущенного поляроидом, будет равна

$$J = \frac{1}{2} [I - Q \sin 2(\chi - \alpha) \cos \delta - V \sin 2\alpha \sin \delta], \quad (4.3)$$

где  $\chi - \alpha$  — угол между одной из осей эллипса поляризации и направлением пропускания поляроида.

Формула (4.3) является основной формулой фотографических и визуальных измерений. При употреблении анализатора циркулярной поляризации (пластинка  $\lambda/4$ , установленная так, что ее оси составляют угол  $45^\circ$  с осями стоящей после нее призмы Волластона) на выходе получаются два спектра с интенсивностями ( $\delta = \pi/2$ ,  $\alpha = 45^\circ$ ,  $135^\circ$ )

$$J_1 = \frac{1}{2} (I - V), \quad (4.4)$$

$$J_2 = \frac{1}{2} (I + V). \quad (4.5)$$

Эти формулы дают возможность определить  $I$  и  $V$ . Это можно сделать и по-другому, заменив призму Волластона поляроидной мозаикой, состоящей из полосок взаимно скрещенных поляроидов. В этом случае получается один спектр, состоящий из нескольких спектральных полосок, в каждой из которых интенсивность описывается либо формулой (4.4), либо формулой (4.5).

Для измерения величины магнитного поля нет необходимости измерять интенсивности  $J_1$  и  $J_2$ , достаточно просто измерить расстояние  $\Delta\lambda$  между максимумами (в случае линии поглощения — минимумами). Легко показать, что для достаточно больших полей ( $B \geq 700$  Э) это расстояние пропорционально величине напряженности поля  $B$ . Для более слабых полей связь значительно сложнее, и  $\Delta\lambda$  приблизительно пропорциональна продольной компоненте поля  $B_{\parallel}$ .



Для определения угла наклона поля к лучу зрения  $\gamma$  можно использовать отношение  $V/I$ , что и делалось в ряде работ. Однако этот метод очень ненадежен и дает большие ошибки, поскольку величина  $I$  (особенно в центре линии) сильно искажена рассеянным светом из фотосферы и полутени, а  $V$  подвержена влиянию приборной поляризации. Более точно можно определить все компоненты поля, имея полную информацию о параметрах поляризации. Для этого можно дополнительно наблюдать спектр без двоякопреломляющей пластинки:

$$J_3 = \frac{1}{2} [I - Q \sin 2(\chi - \alpha)], \quad (4.6)$$

$$J_4 = \frac{1}{2} [I + Q \sin 2(\chi - \alpha)]. \quad (4.7)$$

Формулы (4.4) – (4.7) обеспечивают определение всех параметров поляризации. Подробное описание методов фотографических измерений магнитного поля содержится в монографии Брея и Лоухеда (1964). С тех пор методика практически не изменилась.

**4.1.2. Фотоэлектрический магнитограф для измерения продольной составляющей поля.** Пусть излучение в линии поглощения падает на электрооптический кристалл, который в соответствии с подаваемым на него модулирующим напряжением может менять разность фаз от  $-\delta_0$  до  $\delta_0$ :

$$\delta_1 = \delta_0 \sin \omega t. \quad (4.8)$$

Кристалл (например, ADP – пластинка кристалла фосфата аммония, вырезанная вдоль  $z$ -оси) установлен так, что одна из его осей составляет угол  $45^\circ$  к оси пропускания выходного поляроида. Затем свет проходит через выходную щель спектрографа и попадает на фотоумножитель. Если теперь выделить из сигнала ФЭУ постоянную составляющую и первую гармонику, получим

$$J_{\omega} = \frac{1}{2} [I - J_0(\delta_0) Q \sin 2\chi], \quad (4.9)$$

$$J_{\omega} = J_1(\delta_0) V. \quad (4.10)$$

Здесь  $J_n$  – функции Бесселя первого рода  $n$ -го порядка,  $\chi$  – угол плоскости поляризации с плоскостью пропускания поляроида.

Поскольку параметр  $V$  для не слишком больших полей пропорционален  $V_{\parallel}$ , формула (4.10) обеспечивает измерение продольной составляющей поля. Для достижения максимальной чувствительности удобно выбрать  $\delta_0$  так, чтобы функция  $J_1(\delta_0)$  была максимальной. Это значение  $\delta_0 \approx \pi/2$ , что для кристалла ADP соответствует напряжению  $\pm 4,6$  кВ.

Вообще говоря, можно производить измерения в одном крыле линии. Однако связь  $V$  с полем сильно зависит от положения точки измерения внутри линии. Поскольку на Солнце в разных точках существуют различные доплеровские скорости, смещающие положение линии относительно щели, и, кроме того, линия смещается из-за нестабильности атмосферы внутри спектрографа, пользоваться измерениями в одном крыле нельзя. Кроме того, при измерениях в одном крыле в сигнал  $J_{\omega}$  будет входить

всегда существующая в спектрографе приборная циркулярная поляризация. Обе эти проблемы легко решаются при использовании наблюдений в обоих крыльях линии. Устанавливаются две щели, по одной в красном и фиолетовом крыльях, и сигнал  $J_{\pm}$  в них сравнивается.

Поскольку  $I$  и  $Q$  являются четными функциями длины волны внутри линии, при несмещенном положении линии сигналы  $J_{\pm}$  от обоих крыльев равны. Если сигналы не равны, возникает управляющий сигнал, который возвращает линию в несмещенное положение. Величина этого сигнала является мерой доплеровских скоростей на Солнце, что дает, таким образом, дополнительную физическую информацию. Сигналы  $J_{\omega}$  от правого и левого крыльев при этом складываются в противофазе (здесь используется нечетность параметра  $V$ ), что приводит к удвоению полезного сигнала и уничтожению сигнала приборной поляризации.

В магнитографе ИЗМИРАН эта задача решена несколько по-другому. На одну щель попеременно подается то правое, то левое крыло линии (линия искусственно "качается"). При этом управляющий сигнал вырабатывается на частоте "качания" линии. Некоторым минусом этого метода является отсутствие удвоения сигнала  $J_{\omega}$ , поскольку эффективно измерение в каждом крыле производится только в течение половины рабочего времени (это приводит к падению чувствительности в 1,4 раза), но зато отпадает необходимость в подборе близких пар фотоумножителей и сложной их балансировке. Оказалось, что при сильно меняющихся световых потоках вообще практически невозможно обеспечить устойчивую балансировку двух ФЭУ.

Литература, содержащая подробные описания современных магнитографов, чрезвычайно обширна. Мы не будем указывать здесь все работы и сошлемся только на несколько обзоров, специально посвященных этой проблеме (Григорьев, 1977; Стенфло, 1978а; Иошпа, 1980; Григорьев и Кобанов, 1980). В основном усовершенствования в магнитографах, предназначенных для измерений в пятнах, по сравнению со схемой, описанной выше, касаются изменения схемы модуляции; вместо синусоидального сигнала в (4.8) используются пилообразные или прямоугольные импульсы, что приводит к некоторому повышению чувствительности.

**4.1.3. Фотозлектрический вектор-магнитограф.** Установим теперь перед кристаллом пластинку, дающую разность хода  $\delta$ . В остальном оптическая схема остается прежней. Угол между осями пластинки и кристалла обозначим через  $\varphi$ , угол между обыкновенной осью пластинки и осью абсцисс — через  $\Phi$ . Выделим из фототока постоянную составляющую, первую и вторую гармоники:

$$J_{\pm} = 0,5I - J_0(\delta_0)Q(\cos 2\Phi \sin 2\varphi + \sin 2\Phi \cos 2\varphi \cos \delta) - J_0(\delta_0)V \cos 2\varphi \sin \delta, \quad (4.11)$$

$$J_{\omega} = J_1(\delta_0)(Q \sin 2\Phi \sin \delta - V \cos \delta), \quad (4.12)$$

$$J_{2\omega} = J_2(\delta_0)[Q(\cos 2\Phi \sin 2\varphi + \sin 2\Phi \cos 2\varphi \cos \delta) + V \cos 2\varphi \sin \delta]. \quad (4.13)$$

Формул (4.11–4.13) пока недостаточно для одновременного определения всех параметров поляризации. Но мы можем воспользоваться упомянутыми выше свойствами четности  $Q$  и нечетности  $V$ . Пусть мы имеем из-

мерительное устройство, позволяющее складывать сигналы от обоих крыльев как в фазе, так и в противофазе. Тогда параметры  $Q$  и  $V$  разделяются, и мы получим

$$J_{\omega+} = J_1(\delta_0) Q \sin 2\Phi \sin \delta, \quad (4.14)$$

$$J_{\omega-} = J_1(\delta_0) V \cos \delta, \quad (4.15)$$

$$J_{2\omega+} = J_2(\delta_0) Q (\cos 2\Phi \sin 2\varphi + \sin 2\Phi \cos 2\varphi \cos \delta), \quad (4.16)$$

$$J_{2\omega-} = J_2(\delta_0) V \cos 2\varphi \sin \delta. \quad (4.17)$$

Используя пластинку с  $\cos \delta \neq 0$  или пластинку с  $\cos \delta = 0$ , но установленную под углом  $\varphi \neq n\pi/4$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ , можно из формул (4.10), (4.14)–(4.17) найти путем одного измерения три параметра Стокса:  $I$ ,  $Q$ ,  $V$  и угол  $\Phi$ , определяющий ориентацию осей эллипса поляризации относительно осей пластинки, или  $\chi = \varphi + \Phi$ , представляющий собой азимут полуоси эллипса относительно одной из осей кристалла (Июшпа и Обридко, 1962, 1963, 1964, 1965а).

Последующие усовершенствования вектор-магнитографа (см. упомянутые выше обзоры) также касаются в первую очередь схемы модуляции. Для вектор-магнитографа схема модуляции существенна не только для повышения чувствительности, но и, что гораздо более важно, для более точного разделения параметров Стокса  $V$  и  $Q$ . Как говорилось выше, в классической схеме разделение  $V$  и  $Q$  достигается за счет использования четности  $Q$  и нечетности  $V$ . Однако при этом разделение будет полным только при симметричной линии и симметричном положении линии относительно щелей магнитографа. На практике эти условия соблюдаются не полностью, что приводит к взаимному просачиванию сигналов. Для устранения этих эффектов используется двойная модуляция (т.е. в формулах (4.8), (4.11 – 4.13) зависят от времени как  $\delta$ , так и  $\delta_1$  или  $\varphi$ ). В этом случае можно добиться надежного частотного или временного разделения параметров  $V$  и  $Q$ .

С использованием вектор-магнитографа связаны еще две трудности. Первая из них состоит в необходимости учета или компенсации приборной поляризации. В схеме продольного вектора приборная поляризация автоматически исключается. В вектор-магнитографе поляризацию обычно уменьшают с помощью дополнительной фазовой и амплитудной компенсации (стопа плоскопараллельных пластинок, компенсатор Бабинне и т.п.) и вводят поправку при обработке сигналов. Вторая трудность связана с возникающей при установке дополнительной фазовой пластинки децентрировкой линии. Как видно из формулы (4.11), сигналы  $J_{\pm}$  от разных крыльев линии неидентичны ввиду нечетности  $V$ . Оказалось, однако, что при соответствующем подборе амплитуды модулирующего напряжения  $\delta_0$  этот эффект можно свести к нулю (Июшпа и Обридко, 1965в).

Предложено и реализовано еще много схем магнитографов (см. упомянутые выше обзоры), однако до настоящего времени все основные данные о магнитных полях в солнечных пятнах получены либо фотоэлектрическими магнитографами описанного выше типа, либо фотографическим методом.

В последнее время все большее распространение получают фотоэлектрические установки, в которых определяются параметры поляризации не в

отдельных точках или участках крыла линии, как в описанном выше приборе, а находится зависимость всех параметров Стокса от длины волны внутри линии. Обычно это достигается электрооптическим или механическим сканированием линии или размещением на выходе большого числа светоприемников. Приборы такого типа называются стоксметрами или стоксполяриметрами.

**4.1.4. Проблема калибровки вектор-магнитографа.** Сигналы вектор-магнитографа связаны с параметрами магнитного поля следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{J_2 \omega^-}{J_-} &= k_1 f_1(B, \gamma) \cos \gamma, & \frac{J_2 \omega^+}{J_-} &= k_2 f_2(B, \gamma) \varphi_1(\chi) \sin^2 \gamma, \\ \frac{J \omega^+}{J_-} &= k_3 f_2(B, \gamma) \varphi_2(\chi) \sin^2 \gamma. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Здесь  $B$  — абсолютная величина вектора магнитной напряженности,  $\gamma$  — угол магнитного поля с лучом зрения,  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — известные функции азимута поля  $\chi$ . Коэффициенты пропорциональности  $k_1, k_2, k_3$  зависят как от характеристик схемы магнитографа, так и от параметров линии, в частности, от конкретного вида функций  $f_1(B, \gamma)$  и  $f_2(B, \gamma)$ . Сами по себе эти функции  $f_1(B, \gamma)$  и  $f_2(B, \gamma)$  представляют собой довольно сложные зависимости как от двух параметров магнитного поля, так и от многочисленных характеристик линии и модели атмосферы:

$$f_1(v_B, \gamma) = \frac{1}{\cos \gamma} \frac{\int_{v_1}^{v_2} r_V dv}{\int_{v_1}^{v_2} (1 - r_I) dv}, \quad (4.19)$$

$$f_2(v_B, \gamma) = \frac{1}{\sin^2 \gamma} \frac{\int_{v_1}^{v_2} r_Q dv}{\int_{v_1}^{v_2} (1 - r_I) dv}. \quad (4.20)$$

Здесь  $r_I, r_Q, r_V$  — глубины линии в параметрах  $I, Q, V$ :

$$r_I = \frac{I_0(0, \mu) - I(0, \mu)}{I_0(0, \mu)}, \quad (4.21)$$

$$r_Q = - \frac{Q(0, \mu)}{I_0(0, \mu)}, \quad (4.22)$$

$$r_V = - \frac{V(0, \mu)}{I_0(0, \mu)}, \quad (4.23)$$

$I_0(0, \mu)$  — интенсивность непрерывного спектра на данном  $\mu = \cos \theta$ ,  $v$  — длина волны в крыле линий, отсчитываемая от центра линии и выраженная в долях доплеровской полуширины  $\Delta \lambda_D$ ,  $v_1$  и  $v_2$  — границы выходной щели магнитографа,  $v_B$  — зеemanовское расщепление  $\Delta \lambda_B$ , также выражен-

ное в долях доплеровской полуширины:

$$\Delta\lambda_B = 4,67 \cdot 10^5 g \lambda^2 B, \quad (4.24)$$

$g$  — фактор Ланде.

Оказалось, что можно выбрать такой участок в крыле линии, в котором функции  $f_1$  и  $f_2$  зависят только от  $B$ . В дальнейшем мы будем называть зависимости  $f_1(B)$  и  $f_2(B)$  калибровочными функциями.

Обратим внимание на следующее. Формулы (4.18 — 4.23), вообще говоря, полностью решают задачу измерения вектора магнитного поля. Если известны коэффициенты  $k_1$ ,  $k_2$  и  $k_3$  и функции  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , то никакой дополнительной калибровки не требуется, а определенные таким образом сигналы имеют простой и ясный физический смысл степени поляризации в линии. На практике, однако, теоретический расчет коэффициентов и функций содержит так много предположений, что обычно вводятся две дополнительные калибровки, несколько уменьшающие роль сделанных предположений.

Первая из калибровок состоит в том, что вместо теоретически рассчитанных функций  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  используются эмпирические, которые легко найти, подавая на вход магнитографа линейно-поляризованный свет ( $Q = I$ ) с известным направлением плоскости поляризации  $\chi$  и меняя затем значение  $\chi$  от 0 до  $180^\circ$ .

Вторая калибровка несколько сложнее и гораздо важнее. Она состоит в экспериментальном определении коэффициентов  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $k_3$ . Вообще говоря, соотношение между этими коэффициентами известно из характеристик схемы магнитографа:

$$k_2 = k_1 b_{21}, \quad (4.25)$$

$$k_3 = k_1 b_{31}. \quad (4.26)$$

Здесь  $b_{21}$  и  $b_{31}$  — постоянные величины, зависящие от усилений схемы, величины модуляционного напряжения и параметров оптических модуляционных элементов, используемых при калибровке. Таким образом, калибровка сводится к определению коэффициента  $k_1$ . Для этого на входе магнитографа устанавливается приспособление для стопроцентной поляризации. Компенсатор лучевых скоростей смещается на определенную величину  $\Delta\lambda_v$ , которая легко может быть пересчитана в соответствующую величину эффективного магнитного расщепления  $\nu_{B_0}$ . Тогда получим с точностью до известных из характеристик схемы множителей

$$k \approx \frac{J_{2\omega}^k}{I_{=}^k f_1(\nu_{B_0})} \quad (4.27)$$

и, далее,

$$\frac{J_{2\omega^-}}{I_{=}} \approx \frac{J_{2\omega^-}^k}{I_{=}^k} \frac{f_1(\nu_B)}{f_1(\nu_{B_0})} \cos \gamma, \quad (4.28)$$

$$\frac{J_{\omega^+}}{J_{=}} \approx b_{21} \frac{J_{2\omega^-}^k}{J_{=}^k} \frac{f_2(B)}{f_1(\nu_{B_0})} \sin^2 \gamma \varphi_1(\chi), \quad (4.29)$$

$$\frac{J_{2\omega^+}}{J_{=}} \approx b_{31} \frac{J_{2\omega^-}^k}{J_{=}^k} \frac{f_2(B)}{f_1(\nu_{B_0})} \sin^2 \gamma \varphi_2(\chi). \quad (4.30)$$

Таким образом, дальнейшая задача калибровки сводится к нахождению формы зависимостей  $f_1(v_B)$  и  $f_2(v_B)$ , что и составляет основную проблему калибровки.

Следует обратить внимание на то, что в формулы (4.28 – 4.30), в отличие от (4.18), входят отношения функции  $f_1$  и  $f_2$  к значению  $f_1$  при некотором фиксированном  $v_B$ . Поэтому при использовании кривых  $f_1$  и  $f_2$ , опирающихся на разные теории образования линии или даже эмпирических, имеет значение не различие ординат этих кривых, а различие их формы. При сравнении различных систем калибровочных кривых важно проверять возможность или невозможность сводимости функций одной системы к функциям другой системы простым изменением масштаба по оси ординат. Если это возможно с точностью, диктуемой точностью измерений сигналов магнитографа  $J_{\omega^-}$ ,  $J_{\omega^+}$ ,  $J_{2\omega^-}$ ,  $J_{2\omega^+}$ , то, как видно из (4.28 – 4.30), само различие калибровочных кривых не будет иметь значения при обработке сигналов магнитографа.

Описанная выше методика калибровки с помощью рассчитанных на основании теории калибровочных кривых  $f_1$  и  $f_2$  используется при обработке сигналов вектор-магнитографов традиционного типа. При обработке фотографических наблюдений или показаний стоксметра часто применяется метод прямой подгонки теоретических решений уравнения переноса под наблюдаемые контуры (см., например, Ауэр и др., 1977). Возможности современных ЭВМ таковы, что при этом в реальном времени получают как параметры магнитного поля, так и некоторые характеристики линии (доплеровская полуширина, постоянная затухания, отношение непрозрачности в линии и непрерывном спектре). Заметим, впрочем, что, если в процессе подгонки с равным весом входят точки как в центре, так и в крыле линии, такой метод увеличивает зависимость результатов от предположений, сделанных в принятой теории образования линий, и от величины паразитного света.

Величина  $\chi$  в формулах (4.18), (4.29), (4.30) – это, строго говоря, азимут плоскости поляризации, а не магнитного поля. Если у нас есть основания полагать, что магнитное поле с глубиной не поворачивается, а магнитооптические эффекты отсутствуют, величина  $\chi$  совпадает с азимутом магнитного поля и в этом смысле больше ни от каких теоретических предположений не зависит. В противном случае  $\chi$  представляет собой некоторую эффективную величину, которая связана с реальными значениями также через теорию образования линий.

#### **4.2. Теория образования спектральных линий в магнитном поле и проблема количественной интерпретации показаний солнечных вектор-магнитографов**

Как уже говорилось, солнечный вектор-магнитограф измеряет, строго говоря, не величину магнитного поля, а некоторые параметры поляризации излучения в спектральной линии; при этом данные о магнитном поле вычисляются по сигналам магнитографа с помощью калибровочных кривых. Эти калибровочные функции должны быть рассчитаны на основе той или иной теории образования линий. Таким образом, для оценки достоверности показаний магнитографа необходимо было решить следующие задачи:

1. Расчет контуров спектральных линий на основе различных теорий. При этом, поскольку теория образования спектральных линий в атмосфере с магнитным полем к моменту создания первых вектор-магнитографов была развита недостаточно полно, потребовалось обобщение теории на целый ряд нерассмотренных ранее случаев.

2. Выбор спектральной линии.

3. Выбор рабочего участка в крыле спектральной линии.

4. Оценка погрешностей, связанных с возможным отклонением реальных значений параметров линии от расчетных.

5. Сравнение результатов измерений магнитного поля, выполненных различными методами.

**4.2.1. Основы теории образования спектральных линий в магнитном поле.** Система уравнений переноса излучения в спектральной линии в магнитном поле может быть записана в следующем виде:

$$\mu \frac{dS_i}{d\tau} = (E_{ik} + \eta_{ik})S_k - (1 - \epsilon) \iint D_{ik}(\mu, \mu') S_k \frac{d\omega'}{4\pi} d\nu' - (E_{ik} + \epsilon\eta_{ik})B_{\nu}. \quad (4.31)$$

Здесь  $S_i$  – матрица  $(S_1, S_2, S_3, S_4)^T$ , составленная из необходимого набора аддитивных параметров, характеризующих интенсивность и поляризацию излучения,  $\eta_{ik}$  – матрица поглощения,  $D_{ik}$  – матрица рассеяния, которая зависит от типа расщепления в линии,  $B_{\nu} = (B_{\nu}, 0, 0, 0)^T$ ,  $B_{\nu}$  – функция истинного поглощения,  $\epsilon$  определяет долю истинного поглощения,  $\mu, \mu'$  – косинусы позиционных углов рассеянного и поглощенного лучей света,  $E_{ik}$  – единичная матрица,  $\tau$  – оптическая глубина в непрерывном спектре,  $T$  – знак транспонирования. Интегрирование по  $\nu'$  означает учет перераспределения по частотам внутри линии.

Матрица поглощения  $\eta_{ik}$  сама состоит из двух частей – симметричной матрицы  $A_{ik} = A_{ki}$ , описывающей собственно поглощение в линии, и  $M_{ik} = -M_{ki}$ , описывающей магнитооптический эффект (эффект Фарадея). Все элементы матриц  $\eta_{ik}$  и  $D_{ik}$  пропорциональны величине  $\eta_0$ , которая представляет собой отношение коэффициентов поглощения в линии и в непрерывном спектре в отсутствие магнитного поля.

Чаще всего используется вектор  $S_i$ , составленный из параметров Стокса. Иногда используются другие параметры или другая система координат. Тогда вид матриц  $\eta_{ik}$  и  $D_{ik}$  меняется.

Мы не будем в этом разделе давать обзор всех результатов, полученных в теории образования линий в магнитном поле. Эта проблема настолько значительна и фундаментальна, что заслуживает отдельной монографии. Здесь будут только кратко упомянуты основные результаты, относящиеся к проблеме интерпретации измерений магнитного поля.

а) **Истинное поглощение.** Простейшее решение для уравнения (4.32) получается в случае истинного поглощения. Это уравнение впервые было выведено В.Унно в 1956 г. и получило очень широкое распространение. По существу, почти все результаты по количественной интерпретации измерений магнитного поля на Солнце выполнены на основе теории Унно. Все остальные более сложные случаи используются в основном для оценки поправок к теории Унно.

При выводе уравнения Унно предположил, что магнитное поле однородно, азимут магнитного поля не зависит от глубины, эффектом Фарадея можно пренебречь,  $\epsilon = 1$ ,  $\eta_0 = \text{const}$ ,  $B_\nu = B_0(1 + \beta_0\tau)$ , матрица  $S_I$  составлена из параметров Стокса, причем система координат выбрана так, что одна из координатных осей совпадает с направлением поля в картинной плоскости. Тогда уравнение (4.31) сильно упрощается, и мы имеем систему трех обыкновенных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами:

$$\mu \frac{dI}{d\tau} = (1 + \eta_I)I + \eta_Q Q + \eta_V V - (1 + \eta_I)B_\nu, \quad (4.32)$$

$$\mu \frac{dQ}{d\tau} = \eta_Q I + (1 + \eta_I)Q - \eta_Q B_\nu, \quad \mu \frac{dV}{d\tau} = \eta_V I + (1 + \eta_I)V - \eta_V B_\nu,$$

$$\eta_I = \frac{\eta_p}{2} \sin^2 \gamma + \frac{\eta_l + \eta_r}{4} (1 + \cos^2 \gamma), \quad (4.33)$$

$$\eta_Q = \left( \frac{\eta_p}{2} - \frac{\eta_l + \eta_r}{4} \right) \sin^2 \gamma, \quad \eta_V = \frac{\eta_r - \eta_l}{2} \cos \gamma.$$

Здесь  $\gamma$  — угол вектора магнитной напряженности с лучом зрения,  $\eta_p$ ,  $\eta_l$ ,  $\eta_r$  — отношения коэффициентов поглощения в  $\pi$ -,  $\sigma_+$ - и  $\sigma_-$ -компонентах соответственно к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре. При произвольной мультиплетности величины  $\eta_p$ ,  $\eta_l$  и  $\eta_r$  представляют собой суммы всех коэффициентов поглощения в  $\pi$ -,  $\sigma_+$ - и  $\sigma_-$ -компонентах с учетом весов отдельных компонент. В случае простого эффекта Зеемана коэффициенты поглощения  $\eta_p$ ,  $\eta_l$ ,  $\eta_r$  состоят каждый только из одного члена:

$$\eta_p = \eta_0 \Phi(v, a), \quad \eta_l = \eta_0 \Phi(v - v_B, a), \quad \eta_r = \eta_0 \Phi(v + v_B, a), \quad (4.34)$$

$$v = \Delta\lambda/\Delta\lambda_D, \quad v_B = \Delta\lambda_B/\Delta\lambda_D, \quad \Delta\lambda_B = 4,67 \cdot 10^{-5} g\lambda^2 B.$$

Здесь  $\Phi(v, a)$  — фойгтовский контур,  $a$  — постоянная затухания.

Решение уравнения (4.32) при сделанных предположениях не представляет трудностей:

$$r_I(\mu) = \frac{I_0(\mu) - I(\mu)}{I_0(\mu)} = \frac{\beta\mu}{1 + \beta_0\mu} \left[ 1 - \frac{1 + \eta_I}{(1 + \eta_I)^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2} \right],$$

$$r_Q(\mu) = \frac{Q_0(\mu) - Q(\mu)}{I_0(\mu)} = -\frac{Q(\mu)}{I_0(\mu)} = \frac{\beta_0\mu}{1 + \beta_0\mu} \frac{\eta_Q}{(1 + \eta_I)^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2}, \quad (4.35)$$

$$r_V(\mu) = \frac{V_0(\mu) - V(\mu)}{I_0(\mu)} = -\frac{V(\mu)}{I_0(\mu)} = \frac{\beta_0\mu}{1 + \beta_0\mu} \frac{\eta_V}{(1 + \eta_I)^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2}.$$

При сохранении предположения об однородности магнитного поля решение уравнения (4.32) может быть легко получено и в более общих случаях для реальной модели фотосферы или пятна либо путем подбора подходящих зависимостей  $\eta_0(\tau)$  и  $B_\nu(\tau)$ , либо путем численного интегрирования. Более того, можно включить в уравнение (4.32) и магнитооптический эффект ( $M_{ik} \neq 0$ ). В последнем случае, если  $\chi$  зависит линейно от



$\tau$ , коэффициенты в системе (4.32) остаются постоянными. Эти расчеты были выполнены в целом ряде работ (Обридко, 1965в; Бекерс, 1969–1970; Штауде, 1970, 1971; Бахман и др., 1975; Григорьев и Кац, 1975; Шидлиховский, 1976), однако не были использованы для калибровки показаний магнитографов, прежде всего ввиду неопределенности самой модели пятна.

б) Р а с с е я н и е. Из формул (4.35) видно, что на лимбе ( $\mu = 0$ ) линия исчезает. Реально используемые при наблюдениях линии практически не изменяются от центра к лимбу. Это противоречие связано с тем, что в теории Унно предполагается, что линия возникает в результате только истинного поглощения. На самом деле необходим учет рассеяния, особенно при интерпретации результатов, полученных вдали от центра диска.

Учет рассеяния в уравнении (4.31) представляет значительные трудности. Дело в том, что вид матрицы рассеяния  $D_{ik}$  определяется типом квантового перехода в линии, и поэтому конкретный вид уравнения специфичен для каждой линии.

Мы дадим ниже без вывода вид матрицы рассеяния для линий двух типов. Первая из этих линий имеет расщепленный верхний и нерасщепленный нижний уровень (квантовое число  $j_{\text{в}} = 1, j_{\text{н}} = 0$ ). Примером такой линии и является обычно используемая при наблюдениях с вектор-магнитографом линия FeI  $\lambda$  5250 Å и резонансная линия ртути HgI  $\lambda$  2537 Å. Вывод дан Обридко (1965а), ниже приводится окончательный вид матрицы:

$$\begin{pmatrix} \frac{1 + \cos^2 \gamma}{\sqrt{2'}} & \frac{\sin^2 \gamma}{\sqrt{2'}} & 0 \\ -\frac{\sin^2 \gamma}{\sqrt{2'}} & \frac{\sin^2 \gamma}{\sqrt{2'}} & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{2'} \cos \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\eta_l + \eta_r}{4} & 0 & \frac{\eta_l - \eta_r}{4} \\ 0 & \eta_p & 0 \\ \frac{\eta_l - \eta_r}{4} & 0 & \frac{\eta_l + \eta_r}{4} \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} \frac{1 + \cos^2 \gamma'}{\sqrt{2'}} & -\frac{\sin^2 \gamma'}{\sqrt{2'}} & 0 \\ \frac{\sin^2 \gamma'}{\sqrt{2'}} & \frac{\sin^2 \gamma'}{\sqrt{2'}} & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{2'} \cos \gamma' \end{pmatrix}. \quad (4.36)$$

Здесь  $\gamma$  и  $\gamma'$  – углы падающего и рассеянного лучей зрения с магнитным полем,  $\eta_p$ ,  $\eta_l$  и  $\eta_r$  – коэффициенты поглощения в  $\pi$ -,  $\sigma_+$ - и  $\sigma_-$ -компонентах соответственно, отнесенные к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре.

Магнитной линии FeI  $\lambda$  6302 Å соответствует переход с расщепленным нижним уровнем (квантовое число  $j_{\text{н}} = 1, j_{\text{в}} = 0$ ). Матрица рассеяния для этой линии записывается следующим образом:

$$D_{ik} = \frac{3}{\eta_l + \eta_r + \eta_p} \begin{pmatrix} \eta_l \eta_l' & \eta_l \eta_Q & \eta_l \eta_V' \\ \eta_Q \eta_l' & \eta_Q \eta_Q' & \eta_Q \eta_V' \\ \eta_V \eta_l' & \eta_V \eta_Q' & \eta_V \eta_V' \end{pmatrix}. \quad (4.37)$$

Здесь  $\eta'_I$ ,  $\eta'_Q$  и  $\eta'_V$  описываются формулами (4.33) с заменой угла  $\gamma$  на угол  $\gamma'$ .

Матрицы записаны в системе координат, отнесенной к осям эллипса поляризации. В этой системе один из параметров Стокса (в данном случае  $U$ ) тождественно равен нулю.

Матрицы рассеяния для произвольного  $j$  были получены Рачковским (1967а). При выводе этих матриц использовался приближенный метод, не учитывающий фазовые связи волновых функций верхнего состояния. На самом деле при резонансном рассеянии результирующие переходы из различных подсостояний верхнего уровня не могут рассматриваться как независимые (Гамильтон, 1947). При точном выводе необходимо учитывать фазовые связи отдельных компонент переходов. При выводе матриц (4.36) и (4.37) мы не учитывали этого эффекта. В рамках классической теории это соответствует предположению о том, что осцилляторы, связанные с атомом, обладают исчезающе малой инерцией, а внешнее поле сильно. В квантовом смысле это соответствует предположению о том, что верхнее состояние расщеплено в магнитном поле больше, чем на ширину подуровня. Этот эффект часто называют также эффектом Ханле. Для перехода  $j_V = 0$ ,  $j_H = 1$  учет фазовых связей не меняет вид матрицы рассеяния. Она совпадает с выражением (4.37).

Более точный вывод матрицы рассеяния для линии с  $j_V = 1$ ,  $j_H = 0$  с учетом фазовых связей волновых функций верхнего состояния был дан Обридко (1965в, 1968а) и Рачковским (1971). Не приводя здесь полное выражение для матрицы ввиду его громоздкости, отметим, что члены, учитывающие "взаимодействие" отдельных подсостояний, существенны при слабых полях. Для линии FeI  $\lambda$  5250 Å уже при полях 300 – 500 Э отличия точной матрицы от выражения (4.36) малы. При  $B \lesssim 100$  Э для некоторых сочетаний углов падающего и рассеянного лучей матрицы отличаются очень сильно, однако и в этом случае в целом различия в решениях уравнения (4.31) невелики. Более того, в фотосферных условиях вынужденные переходы между зеемановскими подуровнями из-за соударений неизбежно приведут к нарушению фазовых связей. Анализ роли соударений в фотосферных условиях был выполнен Обридко (1965в). Оказалось, что в фотосфере Солнца должен существовать интенсивный обмен между подуровнями. В этом случае населенности всех трех зеемановских подуровней верхнего уровня равны и определяются общим количеством энергии, поглощенной на верхний уровень. Тогда оказывается, что матрица рассеяния для линии с  $j_V = 1$ ,  $j_H = 0$  в случае полного обмена совпадает с матрицей рассеяния для линии типа  $j_V = 0$ ,  $j_H = 1$ . Как будет показано ниже, решения уравнения (4.31) для линий этих двух типов в крыльях практически совпадают. Учет некогерентного рассеяния также сближает вид решений для линий этих двух типов.

Следует сделать одно замечание о переходе к отсутствию поля. Как показал Гамильтон (1947), при отсутствии магнитного поля рассеяние в линии типа  $j_V = 0$ ,  $j_H = 1$  является изотропным, в линии типа  $j_V = 1$ ,  $j_H = 0$  матрица рассеяния рэлеевская. Для линии первого типа возможен прямой переход к случаю отсутствия поля, при  $B = 0$  матрица (4.37) непосредственно обращается в матрицу изотропного рассеяния. Для линий второго типа переход гораздо сложнее. Матрица, выведен-

ная Обридко (1968а) с учетом фазовых связей, действительно обращается в рэлеевскую матрицу рассеяния при наложении условия  $B = 0$  и переходе в систему координат, использованную Гамильтоном. Упрощенная матрица (4.36) не допускает прямого перехода к случаю отсутствия поля; этот переход может быть осуществлен только с применением обобщенного принципа спектроскопической стабильности Бора — Гейзенберга.

Эффект Ханле является многообещающим методом измерения полей в короне (Стенфло, 1978б), однако уравнения с его учетом очень сложны (Шидлиховский, 1974; Хаус и Стейниц, 1975), и для измерения полей в фотосфере, как уже говорилось выше, достаточно более простых уравнений.

**4.2.2. Методы решения уравнения (4.31) с учетом рассеяния.** Решение уравнения (4.31) с матрицами (4.36) и (4.37) или еще более точной матрицей рассеяния с учетом эффекта Ханле чрезвычайно трудоемко. Мы рассмотрим ниже результаты численного интегрирования уравнения (4.31) методом Чандрасекара для когерентного рассеяния, однако сначала изложим несколько более простых, хотя и не столь точных методов.

а) М е т о д С т е п а н о в а. В.Е. Степанов в 1958 г. независимо от Унно получил систему уравнений переноса для введенных им параметров  $I_{\pm}$ , характеризующих интенсивности двух независимых потоков с ортогональной поляризацией (1958а, 1958б). Для этих параметров матрица  $\eta_{ik}$  диагонализуется. Система решалась для  $\epsilon = 0$  (рассеяние плюс непрерывное поглощение). Сложность задачи побудила автора ввести ряд упрощающих предположений. Главное предположение состоит в том, что матрица рассеяния  $D_{ik}$  совпадает с матрицей поглощения  $\eta_{ik}$ ; кроме того, В.Е. Степанов усреднил коэффициенты поглощения под знаком интеграла. При вычислении контуров линии В.Е. Степанов предполагает, что коэффициенты поглощения не зависят от  $\mu$  и  $\varphi$ , тогда система имеет известные решения, и затем подставляет в окончательное решение  $\eta_{ik}$ , зависящие от  $\gamma$ , а следовательно, и от  $\mu$ .

Несмотря на грубость отдельных предположений, эти работы В.Е. Степанова имели большое значение для теории образования спектральных линий в магнитном поле. До появления работы Д.Н. Рачковского (1963а) теория В.Е. Степанова была единственной теорией, учитывающей рассеяние в спектральной линии. Д.Н. Рачковский на основании более точной, но существенно более громоздкой теории пришел к выводу, что в интересующих нас крыльях линии результаты мало отличаются от результатов В.Е. Степанова. Теория Степанова, как и теория Унно, широко используется в ряде работ по интерпретации спектров пятен и магнитных звезд.

Развивая теорию в дальнейшем, В.Е. Степанов вывел матрицу поглощения  $\eta_{ik}$  для произвольного мультиплетного расщепления (1960) и матрицу рассеяния  $D_{ik}$  для некоторых переходов (1962), сохраняя, однако, операцию усреднения. Следует заметить, что при точном учете рассеяния введение параметров  $I_{\pm}$  не приносит желаемого упрощения, так как матрица  $D_{ik}$  не диагонализуется одновременно с матрицей  $\eta_{ik}$ .

Поскольку в теории В.Е. Степанова используются только два параметра  $I_{\pm}$ , тогда как для полного описания поляризации необходимо четыре параметра, встает вопрос о полноте системы уравнений В.Е. Степанова. Д.Н. Рачковский показал, что системы уравнений В.Е. Степанова и В. Унно эквива-

лентны при  $\epsilon = 1$  и отличаются только выбором параметров поляризации, если на поглощающий слой падает снизу неполяризованное излучение. В этом случае в системе уравнений В. Унно остаются независимыми только два параметра. Если возбуждающее излучение частично поляризовано, двух параметров  $I_{\pm}$  уже недостаточно для полного описания поляризации. Двух параметров  $I_{\pm}$  недостаточно также для учета эффектов, связанных с вращением плоскости поляризации в магнитном поле (эффект Фарадея). Д.Н. Рачковский (1961, 1962) выводит два уравнения относительно параметров  $V_c$  и  $U_c$ , которые совместно с уравнениями Степанова при  $\epsilon = 1$  образуют полную систему.

Д.Н. Рачковский получил точное решение для линии с нерасщепленным верхним уровнем для когерентного и некогерентного рассеяния в параметрах  $I_{\pm}$  для модели Милна — Эддингтона с полубесконечной атмосферой, с однородным и неоднородным магнитным полем, с учетом и без учета магнитного вращения (Рачковский 1963а, 1963б, 1970, 1973). При этом оказались применимы все методы решения аналогичных задач для неполяризованного излучения, развитые В.А. Амбарцумяном, Чандрасекаром и В.В. Соболевым. Для количественных подсчетов было получено решение методом Чандрасекара. Сравнение с решением В.Е. Степанова показало, что в интенсивностях полного излучения обе теории дают одинаковые результаты. В разности интенсивностей взаимно ортогональных составляющих выходящего из атмосферы излучения различия достигают  $\sim 40\%$  в центре линии и быстро падают к крыльям.

б) Приближения нулевого поля и конечного поля. В этом приближении уравнение переноса используется в форме, соответствующей случаю локального термодинамического равновесия (ЛТР), т.е.  $\epsilon = 1$  в уравнении (4.31), что дает возможность прямого интегрирования системы. При этом вместо  $B_{\nu}$  и коэффициентов поглощения, соответствующих ЛТР, используются более сложные выражения для функции источника и коэффициентов, соответствующие, однако, случаю отсутствия магнитного поля (см. Ланди дель'Инноченти, 1976). Это приближение называется приближением нулевого поля. В более сложном приближении "конечного поля" при расчете функции источника допускается поле конечной величины, но направленное нормально к поверхности Солнца (Ланди дель'Инноченти, 1978).

в) Прямое численное интегрирование уравнений методом Чандрасекара. В этом методе система интегродифференциальных уравнений заменяется системой линейных дифференциальных уравнений первого порядка. Этот метод успешно использовался при расчете контуров магнитных линий (Обридко, 1965а, б; 1968б), и мы ниже обсудим эти результаты.

Более полную библиографию работ по решению уравнения (4.31) с учетом рассеяния см. в обзорах Штауде (1980, 1982).

**4.2.3. Зависимость решения от модели рассеяния, выбор рабочего участка.** Решение уравнения (4.31) методом Чандрасекара для линий с расщепленным верхним ( $j_v = 1, j_n = 0$ ) и нижним ( $j_v = 0, j_n = 1$ ) уровнем получено Обридко (1956б). Здесь мы изложим только важные для задачи калибровки магнитографа результаты сравнения решения для линий этих двух типов с решением Унно (Обридко, 1968б).

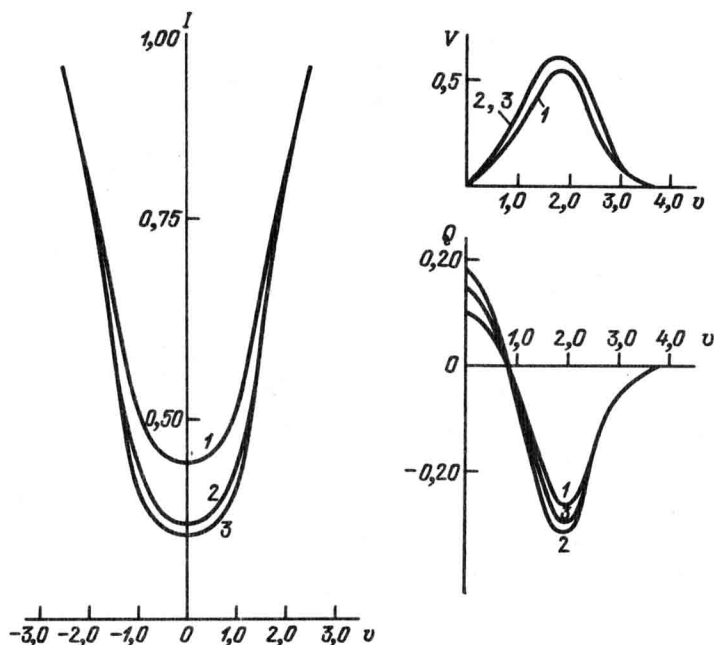


Рис. 14. Сравнение параметров Стокса  $I$ ,  $V$ ,  $Q$  для решения Унно (1) и для линии с расщепленным верхним (2) или нижним (3) уровнем.

На рис. 14 приведены в качестве примера контур линии и зависимость параметров Стокса  $Q$  и  $V$  от длины волны внутри линии (длины волн выражены в единицах доплеровской полуширины линии,  $v = \Delta\lambda/\Delta\lambda_B$ ). Этот расчет приведен для  $B = 1000$  Э,  $\cos \gamma = 0,58$ ,  $\mu = 1$ . (Предполагается, что наблюдения проводятся в центре диска Солнца.) Видно, что для  $I$  и  $Q$  отклонения от решения Унно очень велики. В частности, для  $Q$  в центре линии погрешность может превышать 100%. Отклонения становятся еще больше при наблюдениях вдали от центра диска. Решение Унно при этом стремится к нулю, а истинный контур меняется мало.

В то же время от модели рассеяния результаты зависят слабо, особенно в крыльях линии. В пределах точности нашего рассмотрения (приближение Чандрасекара) параметры поляризации для рассмотренных нами двух типов матриц рассеяния отличаются всего на несколько процентов. Можно показать, что этот результат (близость решений для обоих простейших типов расщепления в крыле линии) сохранится и при точном решении. Уравнения переноса для обоих типов расщепления отличаются только видом матрицы рассеяния. При наблюдении в крыле линии ( $v \sim 1,7$ ) и не слишком малых полях ( $B \gtrsim 700$  Э) матрицы совпадают, и системы уравнений переноса для обоих типов расщепления тождественны. Близость решений будет осуществляться с тем большей точностью, чем больше  $v$  и  $B$ , т.е. чем дальше в крыле линии проводятся наблюдения и чем больше магнитное расщепление.

Сильные отличия нашего решения от решения Унно быстро убывают с переходом в крыло линии. Уже при  $\nu = 1,0$  отличия между этими решениями не превышают нескольких процентов.

Анализ различных решений уравнения переноса в атмосфере с магнитным полем показал, что в качестве рабочего следует выбрать участок в крыле линий  $0,9 - 2,5 \Delta\lambda_D$ . Первоначально рассматривалась идея об изменении поперечного поля в центре линии (Иошпа и Обридко, 1962). У этой схемы есть свои преимущества: облегчается разделение параметров  $Q$  и  $V$ ,

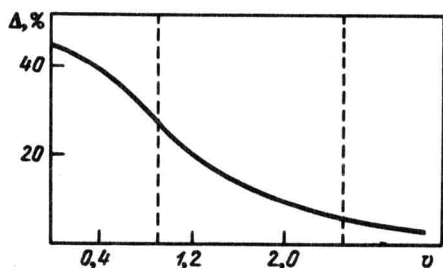


Рис. 15. Отличие параметра  $Q$  для линии с расщепленным уровнем при точном решении от решения Унно, как функция длины волны внутри линии  $\nu = \Delta\lambda/\Delta\lambda_D$ .

измеряемый сигнал сильнее зависит от величины поля и т.п. Однако более сильная зависимость сигнала в центре линии от различных теоретических предположений заставила нас отказаться от этой идеи и работать именно в крыле линии. В этой области зависимость от теории довольно слаба.

На рис. 15 показано, как зависит процентное различие между нашим точным решением и решением Унно от длины волны внутри линии. Пунктиром указаны границы рабочего участка, внутри которого сигнал магнитографа усредняется. Оказывается, что различие сигналов, рассчитанных на основе этих двух решений, не превышает 3%.

Количественная близость сигналов магнитографа, рассчитанных для крыла линии в центре диска по этим двум теориям, облегчает и проблему калибровки показаний магнитографа вдали от центра диска, т.е. для  $\mu \neq 1$ . Как известно, теория Унно как любая теория, учитывающая только истинное поглощение, дает неверную зависимость сигнала от положения точки наблюдения на диске. Оказалось, однако, что если взять решение Унно для  $\mu = 1$  и сравнивать его с точным решением для произвольного  $\mu$ , то в силу слабой зависимости нашего решения от  $\mu$  количественная близость рассчитанных сигналов в избранном рабочем участке сохраняется.

Избранный рабочий участок имеет и другие достоинства: слабая роль рассеянного света и эффектов фарадеевского вращения плоскости поляризации, слабая зависимость от принятой модели атмосферы. В этой области более точно осуществляется разделение параметров в калибровочных функциях (т.е.  $f_1(B, \gamma) \approx f_1(B)$ ,  $f_2(B, \gamma) \approx f_2(B)$ ). Наконец, выполненная нами оценка погрешностей, связанных с возможной асимметрией рабочей линии и возможными отклонениями реальных значений параметров линии от расчетных, дает для избранного рабочего участка суммарное значение относительной погрешности измерений магнитного поля не более 10%.

Таким образом, учитывая слабую зависимость полученного нами решения от  $\mu$ , можно пользоваться при интерпретации наблюдений полного вектора в большей части солнечного диска решением Унно для  $\mu = 1$ . При этом погрешности не превышают нескольких процентов.

Д.Н. Рачковский (1963, 1965, 1967б, в) также получил, что решение с учетом рассеяния для линии с расщепленным нижним уровнем, решение Степанова и решение Унно одинаково применимы для калибровки показаний магнитографа при наблюдении в центральной части диска ( $1,0 \geq \mu \geq 0,7$ ) при выборе щелей в крыле линии.

В дальнейшем разные авторы выполнили большое количество работ, связанных с теорией образования линий в среде с магнитным полем. Были проведены расчеты для эмпирических моделей атмосферы с произвольными законами вариации поля с глубиной, с учетом магнитооптического эффекта. Было показано, что при сильном изменении параметров среды может существенно измениться профиль линии и понизиться высота калибровочных кривых. Однако форма кривых меняется не очень сильно.

Здесь следует сделать несколько замечаний. Во-первых, расчеты, выполненные для разных моделей рассеяния или вообще без учета рассеяния, дают близкие результаты только в отношении калибровки вектор-магнитографов при наблюдениях в крыльях линии и только в пределах современной их чувствительности. При анализе всего контура линии (например, при обработке данных стокметра) или при значительном повышении чувствительности измерений необходимо использовать соответствующие более точные расчеты. Часто можно встретить замечания о том, что интерпретация наблюдений в пятне неопределенна из-за недостаточного развития теории образования линий. На самом деле это неверно. Методы теории образования линий в среде с магнитным полем развиты до точностей, значительно превышающих экспериментальные. Проблема скорее состоит в увеличении точности наблюдений и в уточнении характеристик моделей, входящих в расчеты.

Особое значение имеют неоднородности внутри солнечных пятен. К этому вопросу мы еще неоднократно вернемся.

Во-вторых, при измерениях магнитных полей в пятнах особое значение имеет выбор рабочей линии. Первоначально все измерения производились по линиям с максимальной чувствительностью. Для линии  $\text{FeI } \lambda 5250,2 \text{ \AA}$  с  $g = 3$  при избранном положении рабочего участка ( $v = 0,9-2,5$ ) сигнал достигает насыщения при  $B = 1700 \text{ Э}$ . Очевидно, что удобнее использовать линию менее чувствительную; при  $g = 1$  сигнал в пятне вообще не достигает насыщения, однако чувствительность (минимальное измеримое поле) при этом падает в 3 раза по продольной составляющей и в  $\sqrt{3}$  по трансверсальной.

Сравнение параметров магнитного поля по результатам наблюдений разными методами (фотографическим, фотоэлектрическим с теоретическими и эмпирическими калибровочными кривыми), выполненное Степановым и Гопасюком (1962) и Обридко (1968), показало, в общем, удовлетворительное согласие.

### 4.3. Усредненные характеристики магнитного поля солнечного пятна

В этом разделе рассматриваются основные характеристики магнитного поля солнечных пятен, полученные при умеренном разрешении.

Данные стандартной службы магнитных полей пятен указывают на очень сильный разброс значений: от 300 – 700 Э в пóрах до 3000 – 3500 Э в больших пятнах. Эти данные неоднократно использовались для нахождения статистических связей яркости и поля или поля и размера пятна. Сейчас нет сомнения, что значения напряженности поля в малых пятнах при стандартных наблюдениях явно занижены из-за рассеянного света и неудачного выбора линий, в силу чего и указанным выше статистическим зависимостям доверять нельзя. Стешенко (1967), Бумба (1967), Беккерс и Шрётер (1968а) показали, что напряженность поля в пóрах не ниже 1200 Э. Этот нижний предел сейчас еще более поднят. Баранов (1974б) показал, что напряженность поля в малых пятнах больше 1800 Э, а Брантс и Цваан (1982) в наиболее темных местах малых теней и пор обнаружили поля напряженностью 1900 – 2600 Э. Только в слабых диффузных короткоживущих "протопорах" поле имеет напряженность  $\pm 250$  Э.

Для развитых пятен можно принять стандартное значение  $2900 \pm 400$  Э.

Неясно, с чем связан остающийся разброс данных. Наиболее вероятная причина – это влияние неразрешенной тонкой структуры, хотя некоторая зависимость от эволюционных характеристик, вероятно, тоже существует.

В отдельных случаях в пятнах, обычно больших и сложных, наблюдались участки с исключительно сильным полем 4500–5500 Э (Барановский и Петрова, 1957; Стешенко, 1967; Демкина и Обридко, 1972; Шпитальная и др., 1973; Ливингстон, 1974). Показательно, что столь сильные поля обычно наблюдаются в группах с мощными протонными вспышками. Впрочем, статистический материал здесь явно недостаточен.

Ранние попытки определить пространственную структуру поля опирались в основном на видимую вариацию максимальной напряженности при наблюдениях пятен на различных расстояниях от центрального меридиана. Реальная возможность подробного исследования конфигурации поля появилась после введения в строй фотоэлектрических вектор-магнитографов. Первые результаты измерения поперечных полей были подытожены Северным в 1963 г. на симпозиуме № 22 МАС (1965а). В 1970 г. на симпозиуме "Солнечные магнитные поля" Шрётер (1971) обобщил обширный ряд измерений.

**4.3.1. Общая структура поля в пятне на уровне фотосферы.** На основании работ Хэйла и др. (1918, 1919), Хэйла и Никольсона (1938), Броксона (1942), Гротриана (1948, 1950), Гротриана и Кюнцеля (1950), Маттига (1953), Бумбы (1960), Иошпы и Обридко (1965), Северного (1965в), Беккерса и Шрётера (1969), Витмана (1974) широко распространилось представление о структуре поля в пятне как о симметричном расходящемся веере силовых линий. Ось веера перпендикулярна к солнечной поверхности. Распределение напряженности поля в пятне обычно описывают формулами Броксона

$$B = B_0(1 - \rho^2), \quad (4.39)$$



Маттига

$$B = B_0(1 - \rho^4)\exp(-2\rho^2), \quad (4.40)$$

или Беккерса—Шрётера

$$B = B_0(1 + \rho^2)^{-1}. \quad (4.41)$$

Витман аппроксимирует  $B(\rho)$  более сложной функцией

$$B = B_0(1 + \rho^2 + \rho^4 + \rho^8 + \rho^{16})^{-1}. \quad (4.42)$$

Здесь  $B_0$  — максимальная напряженность поля,  $\rho$  — расстояние от центра пятна в долях внешнего радиуса полутени  $b$ .

Бумба (1960) полагал, что  $B$  вообще не меняется вплоть до  $\rho \sim 0,4-0,5$ , т.е. во всей тени.

Наклон магнитных силовых линий к вертикали обычно описывают формулой Хэйла и Никольсона

$$\gamma = 90^\circ \rho. \quad (4.43)$$

Иногда предполагают более слабое отклонение силовых линий от нормали:

$$\gamma = 70^\circ \rho, \quad (4.44)$$

Эта картина, несомненно, является чрезвычайно идеализированной и сильно упрощенной. Карта магнитного поля даже довольно простых пятен часто представляет сильно несимметричную сложную картину. Даже при умеренном разрешении видны многочисленные вторичные максимумы, заливы и резкие искривления изогаусс и нейтральной линии. Карты азимутов поперечной компоненты создают впечатление, что по крайней мере в полутени поле сконцентрировано в отдельные жгуты. В ряде случаев области максимальной напряженности  $B$  и минимального угла наклона  $\gamma$  не совпадают друг с другом и смещены относительно центра пятна. (Под центром пятна мы понимаем точку, где яркость пятна минимальна.) Проекция силовых линий на картинную плоскость не представляет собой простой осесимметричной радиальной картины. Хотя в отдельных пятнах такая простая картина и наблюдается, в большинстве пятен обнаружены сильные отклонения поперечной составляющей от радиального направления. Эти отклонения, как правило, увеличиваются с удалением от центра пятна. В то же время структура поля отклоняется и от простой спиральной системы, при которой азимутальная составляющая поля не зависит от азимута. Во многих даже простых пятнах сильное отклонение от радиального направления (вплоть до кажущегося пересечения силовых линий) наблюдается только в отдельных секторах пятна.

В полутени пятен преобладает существенно поперечное поле. Иногда, однако, в полутени встречаются вкрапления чисто продольного поля ( $\gamma = 0$ ) или даже участки противоположной полярности. Сложность картины поля в пятне и ее вероятную жгутообразность подробно исследовал А.Б. Северный (1964, 1965б, в, г) и в дальнейшем Н.В. Стешенко (1970) и В.А. Котов (1970, 1971, 1972а, б; 1974, 1976).

Весьма противоречивые сведения получены для азимутальной компоненты поля. Северный обнаружил вихревую структуру поперечных полей в

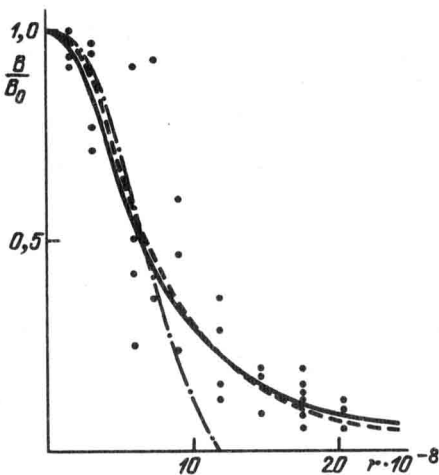


Рис. 16. Зависимость  $B/B_0$  от  $r$  для большого пятна. Обозначения: наблюдения —, диполь ( $z = 1,2 \cdot 10^4$  км) —, формула Маттига — — —.

нескольких пятнах, причем направление спиралей соответствовало хромосферной структуре вблизи пятен. Хотя сам Северный считал закрученность силовых линий скорее исключением, чем правилом, многие наблюдатели впоследствии подтвердили значительные отклонения поперечной компоненты от радиальных направлений (Июшпа и Обридко, 1965б; Котов 1970; Дойбнер и Гёринг,

1970; Витман, 1974; Котов, 1976). Наряду с этим наблюдались также пятна с почти радиальным направлением силовых линий (Адам, 1969; Беккерс и Шрётер, 1969). Противоречивость сведений об азимутальной компоненте вызвана, вероятно, не только индивидуальными свойствами пятен, но в существенной мере и особенностями применяемых инструментов и методов обработки. В частности, магнитооптический эффект может привести к возникновению фиктивной спиральной компоненты. Тем не менее следует, вероятно, считать спиральность магнитного поля пятна реальным и не таким уж редким явлением. Закрученность волокон полутени и суперполутени (см. гл. 1) зафиксирована вполне объективными методами и является даже довольно эффективным прогностическим индексом.

Рассмотрим, можно ли аппроксимировать усредненную картину поля в реальном пятне обычно предполагаемым дипольным распределением, для которого были приняты следующие выражения:

$$B_p = 3Mrz(r^2 + z^2)^{-5/2}, \quad B_z = M(2z^2 - r^2)(r^2 + z^2)^{-5/2}. \quad (4.45)$$

Здесь  $M$  — магнитный момент диполя,  $z$  — высота над уровнем залегания диполя является свободным параметром,  $r$  — расстояние от оси диполя в горизонтальной плоскости. Отсюда легко получить

$$\frac{B}{B_0} = \frac{(x^2 + 4)^{1/2}}{2(1 + x^2)^2}, \quad (4.46)$$

$$\operatorname{tg} \gamma = 3x(2 - x^2)^{-1}. \quad (4.47)$$

Здесь  $x = r/z$ ,  $B_0$  — значение абсолютной величины поля на оси диполя при  $x = 0$ .

Сравнение формул (4.43) и (4.44) с формулой (4.47) показывает, что радиус пятна  $b = z\sqrt{2}$  в случае, если ближе к реальности формула (4.43), и  $b = 1,1z$ , если принимать формулу (4.44). Соответственно, при сравнении с формулами (4.39–4.42) нужно подставлять  $r/b = x/\sqrt{2}$  или  $r/b = x/1,1$ .

Распределение абсолютной напряженности, полученное для ряда пятен путем усреднения распределений по разным направлениям, хорошо согласуется с дипольным (рис. 16; на том же рисунке приведено также распределение Маттига). При этом глубина залегания диполя ( $1,2 - 1,7 \cdot 10^4$  км) приблизительно соответствует радиусу пятна. К такому же выводу пришли В.Бумба (1960) и А.Б. Северный (1965в). Гурман и Хаус (1981) получили зависимость  $B/B_0 = 0,880 - 1,07 \rho^2 + 0,416 \rho^4 - 0,063 \rho^6$ . Расчеты по этой формуле неплохо согласуются с расчетами по формуле (4.46) для диполя при  $b = 1,1 z$  для  $\rho \geq 0,2$ . Каваками (1983) дал другое выражение:  $B/B_0 = \exp(-\rho^{2,5} / (1 + \rho^2))$ , которое очень хорошо согласуется с формулой (4.46) при  $b = 1,1 z$  для всех  $\rho$ .

Беккерс и Шрётер (1969) полагали, что на внешней границе полутени  $B = 0,5 B_{\max}$  и далее резко падает до 0. Этот результат сейчас нельзя считать достоверным. Многочисленные измерения показали, что при  $\rho = 1 B \leq 0,2 - 0,3 B_{\max}$ . На границе полутени иногда встречаются очень сильные поля (до 1700 Э), но, в общем, изолиния 500–1000 Э очень точно очерчивает контуры даже довольно сложных пятен (Калман, 1981). Многочисленные свидетельства связи морфологических структур пятна и окружающей фотосферы и хромосферы (см. гл. 1, 6, 7) также показывают, что поле пятна проникает в окружающую среду. Тем не менее необходимы новые исследования значений поля в основных характерных точках  $\rho = 0; 0,41; 1$ . При этом желательны совместные фотографические и фотоэлектрические наблюдения (Июшпа и Обридко, 1968).

Зависимость угла магнитного поля с нормалью от  $\rho$  в ряде случаев удовлетворительно согласуется с дипольной формулой. Однако для большинства пятен кривая  $\gamma(\rho)$  сильно отличается как от дипольной, особенно в ядре пятна (угол  $\gamma$  не падает до 0), так и от формул (4.43) и (4.44). Угол  $\gamma$  растет значительно быстрее, и уже во внутренних частях полутени поле становится почти горизонтальным. Во многих случаях наблюдалось отклонение силовых линий от вертикали даже во внутренних частях тени. Так, Обридко и Июшпа (1965), Беккерс и Шрётер (1969) получили  $\gamma > 30^\circ$  уже при  $\rho \leq 0,1$ . Следует, однако, отметить, что отклонения поля от вертикального направления были найдены без учета фазового сдвига, возникающего при больших углах падения на зеркала телескопов, и такие результаты были подвергнуты критике Шрётером (1974). Он полагает, что поскольку эффект трудно поддается оценке в магнитографах и ламбдаметрах, то предпочтительней использовать углы  $\gamma$ , определенные из анализа контуров параметров Стокса (см. табл. 13, взятую из его работы). Каваками (1983)

Таблица 13

Наклон силовых линий к нормали (по Витману, 1974)

| $\rho$ | $\gamma_0$ | $\rho$ | $\gamma_0$ | $\rho$ | $\gamma_0$ |
|--------|------------|--------|------------|--------|------------|
| 0,0    | 0          | 0,4    | 59         | 0,8    | 87         |
| 0,1    | 15         | 0,5    | 70         | 0,9    | 89         |
| 0,2    | 30         | 0,6    | 78         | 1,0    | 90         |
| 0,3    | 45         | 0,7    | 83         |        |            |

дал новое выражение для угла  $\gamma$ :

$$90^\circ - \gamma = 90 \exp(-\rho/a)(1 - \rho/a)(1 + \rho^2/a^2), \quad a = 1,3. \quad (4.48)$$

Это выражение дает значения  $\gamma$ , меньшие, чем у Витмана, и близкие к получающимся из формулы (4.47) для диполя при  $b = 1,1 z$ . Данные Витмана ближе к значениям, следующим из дипольной формулы (4.47) при  $b = z\sqrt{2}$ . Максимальное различие между данными Витмана и значениями, следующими из (4.47), достигается при  $\rho = 0,5 - 0,6$  и составляет  $16^\circ$ . Возможно, различие между этими двумя рядами наблюдений состоит просто в глубине залегания эффективного диполя.

**4.3.2. Вертикальные токи в пятне.** Как было видно из предыдущего раздела, абсолютное значение напряженности поля  $B$  в пятне неплохо согласуется с дипольным распределением. В то же время распределения угла наклона поля к нормали  $\gamma$  и азимутов магнитного поля  $\chi$  сильно отклоняются от дипольных. Еще значительнее отклонения для неусредненных характеристик. Не удастся описать структуру поля в пятне и полем наклонного диполя. При этом обнаруживается только уже упоминавшийся наклон оси пятна к востоку на  $10-15^\circ$ .

Возникает вопрос, можно ли вообще описать поле пятна на уровне фотосферы каким-либо потенциальным распределением  $\left(j = \frac{c}{4\pi} \operatorname{rot} B = 0\right)$ .

Вообще говоря, поскольку вектор-магнитограф дает измерения всех составляющих поля, вертикальные токи в каждой точке легко можно вычислить из уравнения Максвелла:

$$j_z = \frac{c}{4\pi} \left( \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right). \quad (4.49)$$

Такие прямые подсчеты были произведены Куклиным (1964) и Северным (1965в), а позднее Котовым (1970, 1972а). Карты вертикальных токов, полученные прямой обработкой наблюдений на вектор-магнитографе ИЗМИРАН, опубликованы Могилевским (1968). Как и ожидалось по предварительным оценкам (см., в частности, Иошпа и Обридко, 1965), в тени пятна текут большие вертикальные токи разных знаков ( $10^3 - 10^4$  СГС).

Однако метод прямых оценок имеет свои недостатки. Чувствительность вектор-магнитографа при измерении поперечного поля составляет  $70 - 100$  Э. Поэтому точность определения как самих производных в (4.49), так и тем более их разности очень мала. При этом могут возникать погрешности в определении не только по числовому значению, но даже по знаку.

Более целесообразно определять не локальные значения токов, а величину полного вертикального тока  $I_z$ , протекающего через пятно, и средние значения плотности вертикального тока  $\bar{j}_z$ :

$$\frac{4\pi}{c} I_z = \oint_{\Sigma} B_{\perp} dl' \cos(\widehat{B_{\perp}, dl}), \quad (4.50)$$

$$\bar{j}_z = I_z/S. \quad (4.51)$$

Интеграл в (4.50) берется по любому контуру  $\Sigma$  внутри пятна,  $S$  — площадь

Т а б л и ц а 14

Полные токи  $I_z$  и средние плотности тока  $\bar{j}_z$  в пятнах

|                              |               | $I_z$ , СГС                               | $\bar{j}_z$ , СГС         |
|------------------------------|---------------|---|---------------------------|
| 22 мая<br>1963 г.<br>№ 54    | тень          | $3,1 \cdot 10^{21} \pm 6,2 \cdot 10^{18}$ | $4,7 \cdot 10^2 \pm 0,9$  |
|                              | пятно в целом | $2,1 \cdot 10^{21} \pm 8,2 \cdot 10^{18}$ | $1,85 \cdot 10^2 \pm 0,7$ |
| 4 августа<br>1963 г.<br>№ 78 | тень          | $1,2 \cdot 10^{21} \pm 5 \cdot 10^{19}$   | $3,1 \cdot 10^2 \pm 13,0$ |
|                              | пятно в целом | $4,8 \cdot 10^{20} \pm 6,4 \cdot 10^{19}$ | $54 \pm 7,2$              |

этого контура. При вычислении интеграла в (4.50) используется более 100 индивидуальных определений поля, что существенно повышает точность определения величин  $I_z$  и  $\bar{j}_z$ . Так, при наших измерениях со стандартной ошибкой одиночного определения  $\Delta B_1 \sim 70$  Э,  $\Delta \chi \sim 2^\circ$  для контура радиусом  $10^9$  см при квазирadiaльном направлении силовых линий в картинной плоскости ошибка определения интеграла в (4.49) составляет  $1,5 \cdot 10^{10}$  Э · см, что соответствует ошибке в определении средней плотности вертикального тока  $\Delta j_z < 12$  СГС ( $3,9 \cdot 10^{-10}$  А). Вычисление полных токов и средних значений плотности тока позволяет ответить на вопросы:

1. Действительно ли внутри пятна протекают значительные токи, т.е. поле пятна не является потенциальным?

2. Связаны ли знак вертикального тока и знак вертикальной составляющей магнитного поля? Другими словами, могут ли внутри униполярного пятна течь токи противоположных знаков?

Для ответа на эти вопросы мы нашли полные значения токов для двух пятен, наблюдавшихся 22 мая и 4 августа 1963 г. В каждом случае рассматривались два контура: один охватывал тень пятна, другой — все пятно вместе с полутенью. Результаты наших вычислений приведены в таблице 14. Из таблицы следует, что в пятне текут значительные токи, т.е. поле пятна заметно отклоняется от потенциального. Средние значения плотности тока составляют  $5 \cdot 10 - 5 \cdot 10^2$  СГС, при этом локальные значения могут быть значительно больше. В обоих случаях суммарный ток в целом через пятно меньше, чем через контур, охватывающий только тень. Это может быть связано только с протеканием внутри пятна токов различных знаков. Заметим, что в обоих случаях контуры охватывали строго униполярные области. Таким образом, протекание внутри этих контуров токов разных знаков означает, что знаки вертикальных составляющих тока и поля не связаны между собой и коэффициент пропорциональности между ними  $\alpha$  не только меняется по величине от точки к точке, но и может менять знак.

По измерениям Северного и Котова на двух уровнях значения  $\alpha$ , соответствующие горизонтальным токам, не согласуются со значениями  $\alpha$ , соответствующими вертикальным токам, что является аргументом против бессилового приближения.

Впрочем, степень непотенциальности, так же как и степень спиральности, по-видимому, сильно меняется от пятна к пятну. Так, Хэгьярд и др. (1977) и Хэгьярд и Тойбер (1978) получили два взаимно противоречащих результата по наблюдениям на одном и том же приборе: в одном из пятен поле не было ни потенциальным, ни даже бессипловым с постоянным  $\alpha$ , в другом пятне поле вполне удовлетворительно описывалось потенциальным приближением. Скорее всего, спиральность поля связана с эволюцией пятна и всей активной области в целом и может быть одним из предвспышечных прогностических индексов.

**4.3.3. Вертикальный градиент поля в пятне.** До введения в строй фотоэлектрических вектормагнитографов попытки определить вертикальный градиент поля опирались в основном на наблюдаемую вариацию максимальной напряженности поля в пятне при наблюдениях на различных расстояниях от центрального меридиана. Из наблюдаемого уменьшения максимальной напряженности с приближением пятна к лимбу получались очень высокие значения градиентов  $\partial B_z / \partial z$ . После введения в строй фотоэлектрических магнитографов оказалось возможным проводить эти исследования более точно. Имея наблюдения  $B_{\perp}$  и  $\chi$ , можно из уравнения  $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$  найти  $\partial B_z / \partial z$ . При этом получается очень сложная карта вертикальных градиентов. Оказалось, что в пятне смыкаются области с вертикальными градиентами разного знака. Однако усредненная по всем азимутам зависимость  $\partial B_z / \partial z(\rho)$  оказалась довольно близкой к дипольной (рис. 17).

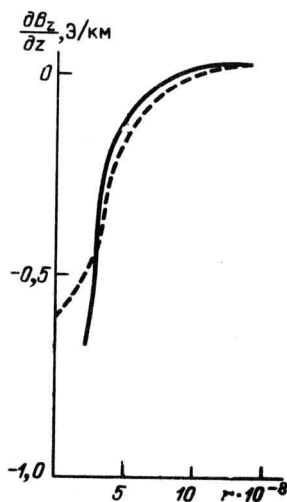
Значения  $\partial B_z / \partial z$ , найденные разными авторами из уравнения  $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$ , неплохо согласуются друг с другом, в чем можно убедиться из таблицы 15. Эти результаты близки к результатам Хоутгаста и Ван Слойтерса (1948), хотя зависимость  $\gamma(r)$  может сильно отличаться от формулы (4.43), которую они использовали.

Таким образом, по расхождению силовых линий получаются значения  $|\partial B_z / \partial z| \leq 0,7$  Э/км. В то же время, если определять градиенты по линиям

разной силы, т.е. по линиям, возникающим на разной эффективной глубине в атмосфере, то значения градиентов часто получаются на порядок больше. Некоторые результаты приведены в таблице 16.

При сопоставлении таблиц 15 и 16 на первый взгляд кажется, что противоречие может быть снято при использовании разреженных моделей тени пятна. Однако измерения Котова показывают, что противоречие носит более глубокий характер. Оно состоит не только и не столько в различии абсолютных градиентов (тем более что в последних работах градиенты, вычисленные и для плотных моделей, невелики), сколько в несоответствии общего характера карт градиентов, вплоть до несовпадений их знаков.

Рис. 17. Зависимость  $\partial B_z / \partial z$  от  $r$ . Обозначения: наблюдения —, диполь ( $z = 1,2 \cdot 10^4$  км) — — —.



Т а б л и ц а 15

Вертикальные градиенты магнитного поля, полученные из условия  $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$ 

| Автор                   | $\partial B_z / \partial z$ , | Автор           | $\partial B_z / \partial z$ , |
|-------------------------|-------------------------------|-----------------|-------------------------------|
|                         | Э/км                          |                 | Э/км                          |
| Иошпа и Обридко (1965)  | 0,3 – 0,5                     | Котов (1970)    | 0,7                           |
| Северный (1965в)        | 0,1                           | Котов (1972а)   | 0,1 – 0,5                     |
| Ихсанов (1968)          | 0,3                           | Витман (1974)   | 0,52                          |
| Беккерс и Шрётер (1969) | 0,5 – 2,0                     | Каваками (1983) | 0,6                           |
| Рейроль и Семель (1970) | 0,1 – 0,2                     |                 |                               |

Весьма своеобразны результаты М. Гусейнова, который получил для одних и тех же участков тени градиенты, меняющие свой знак в зависимости от глубины. М. Гусейнов объясняет инверсию знака градиента дипольной конфигурацией силовых линий, причем "перетяжка" магнитной трубки может в разных случаях находиться на разных уровнях фотосферы. Баранов, однако, показал, что принятые значения эффективных оптических глубин используемых линий соответствуют невозмущенной фотосфере. При внесении поправок за счет изменения контуров линий в тени величины  $\tau$  могут настолько измениться, что инверсия градиентов исчезнет.

Зависимость величины градиента от способа его определения объясняют по-разному. Витман полученную им разницу градиентов в три раза приписывает тому, что при вычислении  $\operatorname{div} \mathbf{B}$  он не учел азимутальной составляющей

Т а б л и ц а 16

Вертикальные градиенты магнитного поля, найденные по линиям, образующимся на разной эффективной глубине

| Автор                   | $\partial B_z / \partial z$ , Э/км | Модель  |
|-------------------------|------------------------------------|---|
| М.Гусейнов (1969)       | 4–22                               | Маттиг  |
|                         | 0,7–3,0                            | Мишар   |
| М. Гусейнов (1970)      | 5–6                                | Маттиг  |
|                         | 0,4–0,5                            | Мишар   |
| Котов (1970)            | 1–10                               | Маттиг  |
|                         | 0,6                                | Мишар   |
| Котов (1972а)           | 1–3                                | Утрехтская модель фотосферы   |
| Кнеер (1972б)           | 0,3–0,5                            | Кнеер   |
| Витман (1974)           | 1,5                                | Эну   |
| Баранов (1974в)         | 0–3                                | Кнеер   |
| Макита и Немото (1976)  | $\leq 2$                           | Эну   |
| Абдусаматов (1978)      | 0,2–0,7                            | Принято, что разность высот между $\lambda 6302$ и $H_\alpha$ равна 1500 км |
| Е. Шихузэй и др. (1980) | 1,0                                | Численное решение уравнения переноса  |

поперечного поля. Котов видит основную причину несоответствия абсолютных значений и карт градиентов в недостаточности пространственного разрешения магнитограмм при наличии тонкой структуры магнитного поля. Это последнее объяснение представляется нам наиболее реалистичным. В малых элементах ( $\leq 0,2'' - 0,6''$ ) сильно отличаются как напряженности магнитного поля, так и термодинамические параметры, определяющие условия образования линии. Вследствие этого при наблюдениях линий разной интенсивности могут возникать значительные различия наблюдаемых значений  $B_z$ , которые и будут интерпретированы как большие вертикальные градиенты. Следует сказать, что в работе Макиты и Немото косвенно учтено влияние тонкой структуры и по линиям разной силы найдены значения градиентов, приближающиеся к таковым в таблице 15. Проведя ревизию измерений Гусейнова (1969) и обработав их с учетом неоднородной структуры атмосферы пятна, они нашли  $|\partial B_z/\partial z| = 0,7$  Э/км, что полностью соответствует условию  $\text{div } \mathbf{B} = 0$ .

Интересные сведения о градиентах магнитного поля сообщают Коваль и Степанян (1972а, б). Существует связь между вспышечной активностью группы и градиентом поля в ближайшем к вспышке пятне. Перед вспышкой поле на верхнем уровне фотосферы больше, чем на нижнем. После вспышки, а также в остальных пятнах группы градиенты имеют нормальный знак (поле уменьшается с высотой). Этот результат подтвержден Бабиным и др. (1974).

Позднее Гельфрейх, Коваль и Степанян (1981) снова получили указания на немонотонный ход магнитного поля с высотой. Проводя измерения в ряде линий в пятне, они получили, что на высоте  $\sim 600$  км над уровнем фотосферы магнитное поле несколько увеличивается и затем снова падает Богод и др. (1982) обнаружили, что поле по измерениям в  $H_\alpha$  ниже, чем в фотосфере и в основании короны над пятном. Эти очень важные результаты нуждаются в дополнительной проверке, особенно с точки зрения достоверности расположения уровней образования линий.

Вопрос о вертикальном градиенте важен для оценок условий в активной области или, наоборот, в подфотосферных слоях. Для таких задач для центра пятна можно пользоваться формулой

$$\frac{\partial B_z(0)}{\partial z} = - \frac{AB_0}{b} \quad (4.52)$$

Здесь величину  $A$  можно оценить, исходя из расходимости силовых линий или дипольного закона. Тогда формулы (4.43), (4.44) и таблица 15 дают значения  $A = 3,14; 2,44$  и  $5,25$  соответственно, диполь дает  $A = 3$  и  $4,24$  при глубине залегания диполя, равной внешнему радиусу полутени  $b$  или  $b/\sqrt{2}$  соответственно. Для пятна с напряженностью  $B_0 = 3000$  Э и радиусом  $b = 1,5 \cdot 10^4$  км формула (4.52) дает  $\partial B_z/\partial z \approx 0,5 - 1,0$  Э/км. Заметим, что эти оценки заслуживают наибольшего доверия, так как опираются только на наблюдения и условие  $\text{div } \mathbf{B} = 0$  и не связаны с какими-либо предположениями относительно моделей и высот образования линий.

Ошерович (1984) в гораздо более сложных моделях Шлютера–Темешвари и возвращающегося потока (см. раздел 4.5) получил  $A = 1,63\sqrt{2} = 2,31$  в первом случае и  $A = \alpha\sqrt{2(X-1)/(X-1)}$ , где для конкретного пятна



$X = -5,56$ ,  $\alpha = 1,18$ , т.е.  $A = 2,27$  во втором случае. Таким образом, даже в таких довольно сложных моделях формула (4.52) остается верной, а величина  $A$  близка к значениям, получающимся из формулы (4.44) или из выражения для диполя, погруженного на глубину  $b$ .

Формула (4.52) предсказывает увеличение градиента с уменьшением размера пятна, что и было обнаружено Барановым и др. (1981).

Формулу (4.52) можно обобщить и рассматривать ее как линейную связь между  $\partial B_z / \partial z$  и  $B_z$ :

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = - \frac{A(\rho) B_z}{b} \quad (4.52a)$$

Величина  $A$  не очень сильно зависит от  $\rho$ , она составляет 3 в центре пятна и 2,09 на границе тень – полутень. Поскольку ошибка определения  $\partial B_z / \partial z$  довольно велика, обнаружить такое изменение трудно. Поэтому из наблюдаемой корреляции величин  $\partial B_z / \partial z$  и  $B_z$  делать вывод об экспоненциальном падении поля с высотой (Абдусаматов, 1979) пока преждевременно.

Из формул (4.45) следует, что знак градиента  $\partial B_z / \partial z$  меняется при  $r \approx 0,82 z$ , т.е. внутри полутени при  $\rho \approx 0,6-0,7$ , что и обнаружено Йошпой и Обридко (1965) и Каваками (1983).

**4.3.4. Магнитный поток солнечного пятна.** В разных приложениях используется поток солнечного пятна, определяемый следующим образом:

$$\Phi = \int B_z ds, \quad (4.53)$$

интеграл берется по всей площади, где  $B_z$  имеет один и тот же знак. Обычно используется выражение

$$\Phi = k B_0 S, \quad (4.54)$$

где  $S = \pi b^2$  – площадь пятна, а величина  $k$  определяется из наблюдений. Существующие наблюдения дают довольно неопределенные значения величины  $k$  в зависимости от того, какие из формул (4.39–4.44) мы используем. В формуле (4.45) знак поля меняется при  $\rho_0 = b$ , в формуле (4.44)  $\rho_0 = 1,286b$ . Формула Броксона (4.39) совместно с формулами (4.43) и (4.44) дает  $k = 0,31$  и  $k = 0,38$  соответственно. Формула Маттига (4.40) дает  $k = 0,24$  и  $0,28$ , формула Беккерса и Шрётера (4.41) дает  $0,36$  и  $0,53$ .

Для диполя можно получить аналитическое выражение. Поток внутри круга радиуса  $\rho$  равен

$$\Phi = \frac{1}{[1 + (\rho/z)^2]^{3/2}} \pi \rho^2 B_0. \quad (4.55)$$

Подставляя в (4.55)  $\rho_0/z = \sqrt{2}$ ,  $\rho_0 = b$ , или  $\rho_0 = 1,286b$ , получим  $k = 0,192$  и  $k = 0,32$ .

Наблюдения Витмана (формула (4.42) и таблица 15), как уже отмечалось, дают распределение  $B_z$ , близкое к дипольному при  $\rho_0 = b$ . Поэтому получаем  $k = 0,19$ , совпадающее с дипольным при  $\rho_0 = b$ .

Среднее стандартное значение потока для пятна с  $b = 1,5 \cdot 10^4$  км и  $B_0 = 3000$  Э можно принять  $7 \cdot 10^{21}$  Мкс.

Следует обратить внимание на то, что полный поток от солнечного пятна, естественно, равен нулю, что и следует из формулы (4.55) при  $\rho \rightarrow \infty$ . Од-

нако при больших  $\rho$  зависимость  $\Phi(\rho)$  слабая и это означает, что поток балансируется на очень большом расстоянии от пятна. В круге радиусом  $5b$  остается несбалансированным еще  $\sim 33\%$  потока. В то же время на этом расстоянии от пятна  $B_z$  становится меньше  $5 \text{ Э}$  и неотличимо от фоновых полей и полей флоккула. Это означает, что в обычных стандартных наблюдениях пятна всегда может получиться несбалансированный поток. Более того, в круге радиусом  $20b$  (за пределами которого  $B_z < 0,07 \text{ Э}$ ) балансируется всего  $90\%$  потока.

Дас и Дас Гупта (1982) обнаружили, что плотность распределения числа пятен по магнитному потоку  $(\Delta N/\Delta \Phi) \approx \Phi^{-1,9}$ .

**4.3.5. Магнитное поле над пятном в хромосфере.** Измерения магнитных полей в хромосфере еще сложнее, чем в фотосфере. Это вызвано тем, что пока нет развитой теории переноса излучения в присутствии магнитного поля в условиях, отклоняющихся от ЛТР, хотя определенный прогресс уже намечается. Кроме того, имеются трудности чисто технического характера из-за наличия бленд в контурах сильных хромосферных линий, которые к тому же не являются нормальными зеemanовскими триплетами.

Большинство наблюдателей подтверждает результаты ранней работы Северного и Бумбы (1958) о том, что магнитное поле пятна проникает в хромосферу до высоты по крайней мере  $2000\text{--}2500$  км. Напряженность в хромосфере несколько ниже, чем в фотосфере, однако порядок величины один и тот же. В ряде случаев конфигурация поля в хромосфере настолько напоминает таковую в фотосфере, что есть соответствие даже в элементах тонкой структуры. Проникновение поля в хромосферу свойственно как лидеру группы, так и хвостовому пятну.

Измерения в хромосфере чаще всего выполняются с помощью линии  $H_\alpha$ , реже —  $H_\beta$ ,  $H$  и  $K \text{ CaII}$ . При сравнении напряженностей, зарегистрированных в этих линиях, с данными для фотосферы определяются вертикальные градиенты продольной составляющей поля. Поэтому результаты существенно зависят от предположений о высоте образования  $H_\alpha$  (или других линий) над уровнем фотосферы. Значения градиентов, приводимые разными авторами, довольно близки:  $0,5 \text{ Э/км}$  (Бумба, 1960; по  $H$  и  $K \text{ CaII}$ ),  $1,0\text{--}1,2 \text{ Э/км}$  (Вяльшин и Крат, 1965; по  $H_\beta$ ),  $0,5\text{--}0,8 \text{ Э/км}$  (Абдусаматов, 1970, 1971; по  $H_\alpha$ ). Кузнецов (1968) сравнил напряженности на уровнях образования  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  и получил  $\partial B_z/\partial z = 8 \cdot 10^{-3} - -5 \cdot 10^{-2} \text{ Э/км}$ . По мере проникновения в хромосферу и далее в корону градиент убывает (см. гл. 7). Тенденция уменьшения градиента с высотой начинается уже в фотосферных слоях. По Витману (1974) распределение напряженности в центре тени для высот  $0\text{--}1000$  км аппроксимируется экспонентой, показатель которой определен весьма неуверенно.

$$B(0, z) = 2900 \exp(-15z/b) \text{ Э.}$$

Из формулы для диполя

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = -3B_0 \frac{z_0^3}{z^4} \quad (4.52a)$$

получаем при  $z_0 = 1,5 \cdot 10^4$  км  $\partial B_z/\partial z = 0,36 \text{ Э/км}$  на высоте  $2000$  км.

Сигнал поперечного поля регистрируется с помощью линии  $H_\alpha$  с еще меньшей надежностью, чем сигнал продольного. Тем не менее Котов (1971)

предпринял попытку измерить полный вектор в хромосфере. Зеemannовский характер полученных записей подтверждается специфическим поведением  $B_{\perp}$ , напоминающим веер расходящихся силовых линий. В отдельных участках тени при перемещении с нижнего уровня на верхний происходит поворот  $B_{\perp}$  более чем на  $70^{\circ}$ . Максимальные величины напряженности, измеренные в хромосфере,  $B_{\parallel} = 1130$  Э,  $B_{\perp} = 2200$  Э,  $|B| = 2650$  Э, тогда как в фотосфере они 2300, 2300 и 2650 Э соответственно. Градиент поля, вычисленный из условия  $\text{div} B = 0$ , совпадает с таковым в фотосфере и составляет  $0,7$  Э/км. Близки также оцененные для фотосферы и хромосферы значения плотности электрического тока; следовательно, и в хромосферных слоях поле пятна не является потенциальным.

Первое прямое измерение магнитного поля на высоте переходного слоя методом Зеemана по линии CIV  $\lambda$  1548 Å было выполнено на спутнике SMM (Тандберг-Ханссен и др., 1981). Магнитное поле при этом составило  $1100 \pm 300$  Э. Уровень образования этой линии, по наиболее распространенным оценкам, — 2500 км (иногда указывается даже высота 4000–6500 км). Этот результат непосредственно показывает уменьшение градиента с высотой и проникновение больших полей высоко в переходный слой и корону. Более подробно структура поля в верхних слоях пятна будет рассматриваться в главе 7.

#### 4.4. Методы экстраполяции магнитного поля в верхние слои атмосферы

Поскольку информация о магнитных полях в верхних слоях атмосферы пока еще скудная, а до недавнего времени она и вообще отсутствовала, естественно, возникли методы экстраполяции измерений на уровне фотосферы на большие высоты. Используются уравнения

$$\nabla \cdot B = 0, \quad (4.56)$$

$$\nabla \times B = 0 \quad (4.57)$$

для потенциального поля, или

$$\nabla \times B = \alpha B \quad (4.58)$$

для бессилового поля, причем  $\alpha$  в общем случае является функцией координат.

Решение системы (4.56), (4.57) или (4.56), (4.58) для  $\alpha = \text{const}$  не представляет теоретических трудностей. Основные трудности возникают при использовании экспериментальных данных ввиду ограниченности размеров исходной карты магнитного поля, отсутствия или недостаточности сведений о величине  $\alpha$ , дискретизации данных на карте и недостаточной точности измерений поперечных компонент.

Для потенциального поля в солнечной астрофизике методика экстраполяции получила распространение после работы Шмидта (1964), хотя в геофизике такие задачи решались уже очень давно (см., например, Малкин, 1934). Решение может быть записано через функцию Грина

$$B(r) = -\frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma} B_z(r') \nabla' \left( \frac{1}{r} \right) d\sigma', \quad (4.59)$$

где  $r = |r - r'|$ ,  $\Sigma$  — плоскость, на которой проводились наблюдения  $B_z$ . При этом, естественно, предполагается, что поле равно нулю всюду за пределами полубесконечного столба, опирающегося на исходную карту, а на бесконечности поле убывает быстрее, чем  $r^{-2}$ . Эту задачу можно решить и с помощью разложения по собственным функциям (Хэгьярд и Гойбер, 1978); кроме того, получены обобщения метода для пятен, расположенных не в центре диска (см. Сакураи, 1982; Зеехафер и Штауде, 1983, и библиографию в этих работах). Существуют также методы расчета поля на очень больших высотах  $\sim 2,5 R_\odot$  с использованием наблюдений по всему диску Солнца, однако они неприменимы к расчету поля над пятнами.

Более сложна ситуация с экстраполяцией бессилового поля. Рассмотрим сначала случай с  $\alpha = \text{const}$ . Тогда можно показать, что

$$\mathbf{B} = \alpha \mathbf{e} \times \nabla p + \nabla \times (\mathbf{e} \times \nabla p), \quad (4.60)$$

где  $\mathbf{e} = (0, 0, 1)$ , а скалярная функция  $p$  удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$(\nabla^2 + \alpha^2)p = 0. \quad (4.61)$$

Заметим, что бессилое поле с  $\alpha = \text{const}$  имеет бесконечную энергию при интегрировании по всему пространству и не может быть рассчитано однозначно по заданному значению  $B_z$  на границе (Чиу и Хилтон, 1977; Зеехафер, 1978). При использовании карты конечных размеров методы экстраполяции бессилового поля с  $\alpha = \text{const}$  развиты в ряде работ Накагавы (Накагава и Рааду 1971, 1972; Накагава, 1973; Накагава и др., 1973; Уэлк и Накагава, 1973) и Зеехафера (Зеехафер, 1975, 1978, 1980, 1982; Зеехафер и Штауде, 1977; 1979). Обычно используется решение для прямоугольной карты  $0 \leq x \leq L_x, 0 \leq y \leq L_y, 0 \leq z < \infty$ . Тогда решение выглядит следующим образом (Зеехафер, 1978):

$$\begin{aligned} B_x &= \sum_{m,n=1}^{\infty} \frac{C_{mn}}{\lambda_{mn}} e^{-r_{mn} \cdot z} \left\{ \alpha \frac{\pi n}{L_y} \sin\left(\frac{\pi m x}{L_x}\right) \cos\left(\frac{\pi n y}{L_y}\right) - \right. \\ &\quad \left. - r_{mn} \frac{\pi m}{L_x} \cos\left(\frac{\pi m x}{L_x}\right) \sin\left(\frac{\pi n y}{L_y}\right) \right\}, \\ B_y &= - \sum_{m,n=1}^{\infty} \frac{C_{mn}}{\lambda_{mn}} e^{-r_{mn} \cdot z} \left\{ \alpha \frac{\pi m}{L_x} \cos\left(\frac{\pi m x}{L_x}\right) \sin\left(\frac{\pi n y}{L_y}\right) + \right. \\ &\quad \left. + r_{mn} \frac{\pi n}{L_y} \sin\left(\frac{\pi m x}{L_x}\right) \cos\left(\frac{\pi n y}{L_y}\right) \right\}, \\ B_z &= \sum_{m,n=1}^{\infty} C_{mn} e^{-r_{mn} \cdot z} \sin\left(\frac{\pi m x}{L_x}\right) \sin\left(\frac{\pi n y}{L_y}\right), \end{aligned} \quad (4.62)$$

где  $C_{mn}$  определяются разложением для  $B_z$  при  $z = 0$ ,

$$\lambda_{mn} = \pi^2 \left( \frac{m^2}{L_x^2} + \frac{n^2}{L_y^2} \right), \quad (4.63)$$

а также

$$r_{mn} = \sqrt{\lambda_{mn} - \alpha^2}. \quad (4.64)$$

Решение может быть получено при любых

$$|\alpha| < \alpha_{\max} = \pi(L_x^{-2} + L_y^{-2})^{1/2}. \quad (4.65)$$

Различие между этими тремя основными методами (Шмидта, Накагавы и Зеехафера) состоит прежде всего в предположениях о поведении силовых линий за пределами непосредственно наблюдаемой карты.

В методе Шмидта все силовые линии должны замкнуться назад внутрь карты, а  $B_z$  за пределами карты полагается равным нулю. Это значит, что полный поток через основание столба и среднее значение  $B_z$  по карте должны быть равны нулю.

В методе Накагавы поток через основание тоже должен быть равен нулю. Более того, предполагаются четное периодическое продолжение поля за пределы карты, т.е.

$$B_z(-x, y, 0) = B_z(x, y, 0), \quad B_z(x, -y, 0) = B_z(x, y, 0), \quad (4.66)$$

и равенство  $B_z$  и производных на противоположных границах столба:

$$B_z(0, y, z) = B_z(L_x, y, z), \quad B_z(x, 0, z) = B_z(x, L_y, z), \quad (4.67)$$

$$\left. \frac{\partial B_z(x, y, z)}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial B_z(x, y, z)}{\partial x} \right|_{x=L_x}, \quad \left. \frac{\partial B_z(x, y, z)}{\partial y} \right|_{y=0} = \left. \frac{\partial B_z(x, y, z)}{\partial y} \right|_{y=L_y}, \quad (4.68)$$

В методе Зеехафера допускается ненулевое значение потока через исходную карту. Требуется обращение в нуль  $B_z$  на границах столба:

$$B_z(0, y, z) = B_z(L_x, y, z) = 0, \quad B_z(x, 0, z) = B_z(x, L_y, z) = 0. \quad (4.69)$$

Кроме того, предполагается нечетное периодическое продолжение поля за пределы карты:

$$B_z(-x, y, 0) = -B_z(x, y, 0), \quad B_z(x, -y, 0) = -B_z(x, y, 0). \quad (4.70)$$

Расчеты, выполненные по всем трем методам для одной и той же исходной карты, показали, что структура поля получается сходной. Градиент изменения поля с высотой наименьший в методе Шмидта, что дает изменение максимального значения поля в 2–3 раза на высоте 4000–6000 км. Примерно такое же падение поля дает диполь по формуле (4.45) при  $r = 0$  и глубине залегания диполя под фотосферой 12–15 тыс. км. Интегральная энергия мало меняется при изменении  $\alpha$  от 0 до  $0,9 \alpha_{\max}$ , составляя  $\sim 2-9 \cdot 10^{32}$  эрг, и гораздо больше зависит от принятой процедуры.

При разработке методики экстраполяции поля с  $\alpha = \text{const}$  предполагалось, что сравнение наблюдаемой структуры волоконцев в  $H_\alpha$  с рассчитанными направлениями силовых линий позволит найти оптимальное значение  $\alpha$ . Именно такая методика и используется Зеехафером (1980), Зеехафером и Штауде (1977, 1979). Однако Левин (1976) путем сравнения со структурой петель, наблюдаемых в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах спектра, показал, что практически невозможно найти такое

значение  $\alpha$ , чтобы всюду добиться хорошего согласия наблюдаемой и рассчитанной структуры. В лучшем случае можно пытаться найти знак  $\alpha$ . При этом оказалось, что даже знак  $\alpha$ , по-видимому, меняется в разных частях активной области. Мы уже встречались с этим ранее при непосредственном анализе измерений поля и токов в пятне (раздел 4.4.2). Сакураи (1979) показал, что правильное использование граничных условий ведет к  $\alpha \neq \text{const}$ .

Однако расчеты с  $\alpha \neq \text{const}$  еще более сложны. Дело в том, что  $\alpha$  должно удовлетворять уравнению

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \alpha = 0, \quad (4.71)$$

т.е.  $\alpha$  постоянно вдоль силовой линии. Поэтому мы не можем принять какое-то пробное граничное распределение  $\alpha$ , оно может противоречить (4.71). Предложены два метода, оба пока не отработанные на многочисленных применениях. В первом методе априори предполагается знание начала и конца каждой силовой линии (Сакураи, 1979). Во втором методе (Сакураи, 1981) по наблюдениям поперечных компонент находится значение  $\alpha$  в области, где  $B_z$  одного знака. Затем вычисляется поле в потенциальном приближении. После этого каждой силовой линии с помощью граничных значений  $\alpha$  приписывается соответствующее значение тока. Естественно, что при этом поле перестает быть потенциальным и положение силовых линий перевычисляется заново. Процесс повторяется несколько раз и утверждается, что для малых  $\alpha$  он сходится.

Важно отметить, что отклонения поля от потенциальной структуры резко падают, если в бессиловом приближении  $\alpha$  меняет знак. Это означает, что близость общей структуры поля к потенциальной может не противоречить наличию значительных токов — результат, с которым мы уже встречались в разделе 4.3.

#### 4.5. Магнитогадростатическое равновесие и феноменологические модели

В главах 2 и 3 мы рассмотрели эмпирические модели солнечных пятен, построенные, как правило, в предположении гидростатического равновесия. Основанием для этого является тот факт, что по крайней мере в самом центре пятна поле направлено вертикально и не влияет на условия равновесия. Теперь нам надлежит включить магнитное поле в эту систему и попытаться описать как общую структуру магнитного поля, так и распределение термодинамических параметров вне оси пятна.

Запишем уравнения магнитогадростатического равновесия

$$\frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \nabla p = \rho \mathbf{g}, \quad (4.72)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (4.73)$$

и уравнение состояния идеального газа

$$p = \rho k T / m. \quad (4.74)$$

Мы имеем пять уравнений для шести неизвестных ( $B_z$ ,  $B_r$ ,  $B_\phi$ ,  $p$ ,  $\rho$ ,  $T$ ) и можем, надлежащим образом выбрав одну независимую переменную,

выразить через нее остальные. Заметим сразу, что система уравнений неполна, поскольку не включает в себя уравнения для энергии. Поэтому получить самосогласованное решение этой системы нельзя. Более того, вещество в пятне, по-видимому, не находится в состоянии равновесия, и необходимо учитывать динамические эффекты. Поэтому система уравнений (4.72)–(4.74) наиболее эффективно может быть использована для отыскания классов функций, описывающих структуру магнитного поля, на основании данных о давлении и температуре на оси пятна и вдали от него. Полученные решения, естественно, содержат некоторые произвольные постоянные, подбор которых позволяет найти оптимальное описание структуры поля.

Простейший отбор может быть получен путем рассмотрения поведения поля вблизи оси пятна (Ермаков, 1983). Запишем осевое число  $\kappa$ , определенное следующим образом ( $B_0 = B_{\max}$ ):

$$\kappa = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{B_0^2 - B_z^2}{B_r^2 + B_\varphi^2}. \quad (4.75)$$

Сопоставление с наблюдениями, проанализированными в разделе 4.3, показывает, что для пятна величина осевого числа  $\kappa$  всегда меньше 2. Мы видели в разделе 4.3, что градиент магнитного поля на оси падает с высотой. Если для определенности принять  $B > 0$ , это означает  $B'' > 0$ . С другой стороны, разложение решения уравнения (4.72) в ряд по малым  $r$  вблизи оси при условии  $\kappa < 2$  дает другое неравенство:  $(\ln B)'' < 0$ . Это означает, что поле на оси есть выпуклая функция высоты, а его логарифм – вогнутая:

$$\frac{B_0'}{B_0} > B_0'' > 0. \quad (4.76)$$

Эти неравенства позволяют резко ограничить возможные классы функций, описывающих зависимость осевого поля от высоты. Так, не годятся функции типа  $e^{-\beta z}$  (формула Витмана; см. раздел 4.4.5),  $1 - z^k$ ,  $(1 + z)^{-k}$  при  $k > 1$ . Кстати, эта последняя функция описывает осевое поле мультиполю. Для любых мультиполей  $\kappa = 2(l+3)/(l+2)$ , что всегда больше 2 (монополь,  $l=0$ , дает  $\kappa=3$ ; диполь,  $l=1$ ,  $\kappa=8/3$  и т.д.). Токовое кольцо радиуса  $r_0$ , погруженное под фотосферу на глубину  $z_0$ , дает  $\kappa < 2$  при условии  $2z_0 > r_0 > z_0$ . Для полубесконечной катушки радиуса  $r_0$ , перпендикулярной фотосфере, с верхним торцом на глубине  $z_0$  получим условие  $r_0 > z_0\sqrt{3}$ .

Более строгий анализ условий магнитогидродинамического равновесия может быть получен из уравнений (4.72)–(4.74) путем введения дополнительных предположений о геометрии поля. Лоу (1975, 1980а, б) показал, что уравнения (4.72), (4.73) в осесимметрическом случае сводятся к скалярному уравнению

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + I_A \frac{dI_A}{d\psi} = -4\pi r^2 \frac{\partial}{\partial \psi} p(\psi, z), \quad (4.77)$$

где  $p(\psi, z)$  – газовое давление,

$$B_z = \frac{\partial \psi}{\partial r} / r, \quad B_r = -\frac{\partial \psi}{\partial z} / r, \quad B_\varphi = I_A / r. \quad (4.78)$$

Функция  $\psi$  связана с магнитным потоком

$$\Phi = 2\pi \int_0^R B_z r dr = 2\pi(\psi(R, z) - \psi(0, z)). \quad (4.79)$$

Задавая какую-либо геометрию поля, можно получить точное решение (4.77), а следовательно, и всей проблемы магнитогазостатического равновесия. Уилсон (1977а, б) получил приближенное решение путем разложения в ряд, которое, как показал Лоу (1980а), на самом деле оказалось одним из точных решений.

При отказе от условия осевой симметрии решение тоже может быть получено, однако не для всех типов симметрии (Паркер, 1979; Лоу, 1980а).

Простейшее предположение о геометрии поля было выдвинуто Шлютером и Темешвари (1958). Это условие "подобия" состоит в том, что зависимость  $B_z$  от  $r$ , нормированная к ее значению на оси, одинакова на всех уровнях  $z$  с точностью до неизвестной масштабной функции  $\xi(z)$ , т.е.

$$\frac{B_z(r, z)}{B_z(0, z)} = \frac{D(\alpha)}{D(0)}, \quad (4.80)$$

$$\alpha = r\xi(z). \quad (4.81)$$

Непосредственное использование этого условия и уравнений (4.72), (4.73) при  $B_\varphi = 0$  приводит к основному уравнению этой теории

$$fyy'' - y^4 + 8\pi\Delta p = 0, \quad (4.82)$$

где

$$\Delta p = p(\infty, z) - p(0, z), \quad (4.83)$$

$$y^2 = B_z(0, z). \quad (4.84)$$

Юн (1971а, в; 1972) предположил, что между вертикальной и азимутальной компонентами есть подобие, что привело к возникновению еще одного члена в левой части (4.82):

$$fyy'' - y^4 + y^2 k^2 f + 8\pi\Delta p = 0. \quad (4.82a)$$

Позднее Ошерович (1979б) также получил уравнение (4.82а), но уже в более общем случае, интегрируя уравнение (4.77) от оси до бесконечности и не используя дополнительных предположений.

Для того чтобы решать уравнение (4.82), нужно определить функцию  $D(\alpha)$  или  $\psi(\alpha)$ . Обычно предполагается

$$\psi = \psi_0 e^{-\alpha^2} \quad (4.85)$$

Тогда  $f = \Phi/2\pi$ .

С таким видом функции  $\psi$  уравнения (4.82) и (4.82а) решали Шлютер и Темешвари (1958), Дейнцер (1965), Юн (1971а, в; 1972), Ошерович (1979а, б; 1980), Ландман и Финн (1979), Лоу (1980б). Полученные теоретические модели дают вполне разумные значения магнитного поля, эффективной температуры и вильсоновской депрессии. Хуже обстоит дело при сравнении хода температуры с высотой при сопоставлении теорети-



ческих и эмпирических моделей (Обридко и Теплицкая, 1978). Однако самое главное возражение состоит в том, что условие подобия, по-видимому, вообще далеко от реальности. Оно не допускает замыкания силовых линий обратно в фотосферу в пятне или вблизи пятна и накладывает жесткие ограничения на расходимость силовых линий и градиент поля с высотой (Ошерович, 1979а, 1980). Предельное значение угла  $\gamma$  на периферии пятна в соответствии с гипотезой подобия составляет  $\sim 60^\circ$ , тогда как наблюдения указывают на величину  $\sim 90^\circ$ .

Соловьев (1982), решая уравнение (4.77) для бессилового поля (в этом случае правая часть уравнения принимается равной нулю), показал, что условие подобия является следствием однородной скрученности поля, и получил хорошее согласие с наблюдениями. Однако на границе полутени он тоже получил угол  $\gamma \sim 55^\circ$ , что указывает на нарушение условия подобия и бессилового характера поля в полутени.

Таким образом, необходимо отказаться от условия подобия, по крайней мере во внешних частях пятна. Этот шаг был сделан Ошеровичем (1982), который предложил следующий вид функции  $\psi$ :

$$\psi = \psi_0 (e^{-\alpha^2} + X\alpha^2 e^{-\alpha^2} \exp(2\sqrt{2} \int_0^z \xi(z') dz)). \quad (4.86)$$

Сравнивая (4.86) и (4.85), мы видим, что дополнительный член описывает возвращающийся назад в фотосферу магнитный поток, и его величина определяется новым параметром  $X < 0$ . Этот параметр разделяет в такой модели область, откуда силовые линии уходят в бесконечность (тень), и область замыкающегося потока (полутень).

Вместо уравнения (4.82) теперь получаем уравнение для  $\xi$ :

$$\xi\xi'' \{1 + f(z)[1/2f(z) - 1]\} - 2\xi^4 + \xi^2 \xi' \sqrt{2}f(z)[3 - 2,5f(z)] = -4\pi\Delta p(z)/\psi_0^2. \quad (4.87)$$

Для сравнения с наблюдениями необходимо опеределить величины  $\psi_0$  и  $X$ . Для этого используются следующие предположения: 1)  $B_z = 0$  на границе пятна  $r = b$ ; 2)  $\Phi = 0,35 B_{\max} \cdot \pi b^2$ ; 3) граница между тенью и полутенью совпадает с границей раздела между возвращающимися и невозвращающимися потоками. Оказалось, что два последних предположения дают одинаковые значения  $X$ . Кроме того, предполагалось, что  $B_z$  на бесконечности падает как  $z^{-2}$ .

Выполненные таким образом расчеты (Ошерович, 1982; Скуманич и Ошерович, 1981; Флаа и др., 1982) показали хорошее согласие магнитных характеристик модели с наблюдениями. Отклонения от модели Шлютера и Темешвари значительны до высот  $\sim 4000$  км. Однако отклонения от потенциального решения имеют место только для  $\xi'$  на высотах фотосферы и нижней хромосферы. Что касается термодинамических параметров, то обнаружился странный эффект немонотонности хода температуры на границе тень — полутень. Для устранения этого эффекта необходимо предположить в этой области наличие движений (эффект Эвершеда) или учесть перенос энергии.

Позднее Ошерович и Флаа (1983) обобщил эту модель возвращающегося потока, учтя азимутальное поле (что, впрочем, как и у Юна для мо-

дели Шлютера—Темешвари, не сильно изменило конфигурацию магнитного поля), а Ошерович и Лоуренс (1983) построили модель, в которой поток может дважды менять знак.

#### 4.6. Звездные пятна

В заключение этой главы, посвященной магнитным полям солнечных пятен, следует сказать несколько слов о звездных пятнах. Прямая информация о звездных пятнах появилась всего 3 года назад после того, как была создана новая методика измерений магнитных полей (Робинсон, 1980; Робинсон и др., 1980; Марси, 1981, 1983; Джампапа и Уорден, 1983; Джампапа и др., 1983; Фогт, 1983). Дело в том, что зеemanовская поляризация в спектре звезд слишком мала, и ее очень трудно зафиксировать современными средствами. Это определяется прежде всего тем, что поток локальных магнитных полей замыкается в непосредственной близости от пятен, из-за чего зеemanовская поляризация в частотах внутри спектральной линии при усреднении по всему диску звезды обращается в нуль. Поэтому измерения, использующие поляризационную методику, эффективны только при измерении общего поля звезды, если это поле достаточно большое, например, на Ар-звездах. Для красных звезд, более поздних, чем G0, эти методы давали неубедительные или отрицательные результаты. Однако можно использовать то, что положение зеemanовских компонент, если отвлечься от их поляризации, не зависит от знака поля. Таким образом, профиль магнитно-расщепленной линии представляет собой свертку некоторой импульсной функции, определяемой зеemanовскими правилами, с ядром, близким к профилю уединенной  $\pi$ - или  $\sigma$ -компоненты. Если предположить, что профиль уединенной зеemanовской компоненты совпадает с профилем какой-либо немагнитной линии (фактор Ланде  $g \approx 0$ ), у которой остальные атомные характеристики близки к характеристикам исследуемой линии, можно решить уравнение свертки методом фурье-трансформации или прямой подгонкой контуров и найти как величину магнитного поля, так и долю площади звезды, занятой звездными пятнами. Естественно, при этом необходимо учитывать относительные интенсивности компонент, т.е. в общем случае использовать решение уравнения переноса, и вводить какие-то модельные предположения относительно пятен. Оказалось, что величина магнитного поля фиксируется таким способом довольно уверенно и во всех отмеченных случаях оказалась близкой к той, что наблюдается на Солнце:  $B \approx 1300-1900$  Э. Величина магнитного поля мало меняется с классом звезды. В то же время запятненность  $ff$  оказалась гораздо большей, чем на Солнце, и растет в более поздних звездах (на звездах  $ff = 0,20 - 0,60$ , тогда как для Солнца эта величина не превышает  $4 \cdot 10^{-3}$ ). Если этот результат не является следствием наблюдательной селекции (а на определение величины  $ff$  сделанные предположения влияют более сильно, чем на определение  $B$ ), мы должны признать, что Солнце принадлежит к числу сравнительно малоактивных в магнитном отношении звезд. К такому же выводу мы приходим, анализируя очень низкий поток излучения Солнца в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах. Оба эти результата, по-видимому, связаны с низкой величиной экваториальной скорости вращения Солнца. В то же вре-

мя немногочисленные указания на наличие на звездах циклов активности дают величину периода, сравнимую с солнечной,  $\sim 10$  лет.

Следует отметить несколько особенностей звездных пятен, которые важны для понимания явления пятна вообще.

1. Температура звездных и солнечных пятен в пределах ошибок не зависит от эффективных температур звезд и составляет  $\sim 3700$ – $3900$  К. При этом эффективные температуры звезд меняются в пределах  $4100$ – $6100$  К. Более того, температура звездных пятен одинакова как для звезд-карликов с эффективным ускорением силы тяжести  $g \approx 2 \div 4 \cdot 10^4$  см/с<sup>2</sup>, так и для гигантов с  $g = 10^2 \div 10^3$  см/с<sup>2</sup>. Это значит, что механизм, обеспечивающий наблюдаемую яркость пятна, должен очень слабо зависеть от  $g$  и  $T_{\text{ef}}$  — эффект, который проявляется и в излучении звездных хромосфер и корон и уже привел к падению теории нагрева внешних атмосфер звуковыми волнами.

2. Величина магнитного поля в звездных пятнах тоже близка к стандартным значениям, принятым для солнечных пятен. Конечно, это может быть эффектом селекции — более слабые поля зарегистрировать труднее. Однако поля, более сильные, чем на Солнце, в пятнах на звездах, более поздних чем G0, тоже не зарегистрированы. Величина магнитного поля тоже не зависит от  $g$  и  $T_{\text{ef}}$ . Эффект Вильсона в звездных пятнах гигантов с их разреженными атмосферами должен иметь гораздо большие масштабы, чем на Солнце.

3. Температура звездных пятен близка к температуре тени солнечно-го пятна. Однако у солнечного пятна 97% излучения исходит из полутени. Это может означать, что тень звездного пятна имеет гораздо меньшую температуру. Более вероятно, однако, другое объяснение: с увеличением размеров пятна полутень достигает ширины, в 10–20 раз превышающей толщину фотосферы, и далее не увеличивается (см. раздел 6.6). Тогда у гигантских звездных пятен, занимающих 20–40% площади звезды, полутень будет занимать всего лишь несколько процентов площади пятна.

4. С уменьшением угловой скорости вращения звезды (с ростом периода вращения) период цикла звездной активности сначала падает, а затем, начиная с  $T_{\text{вр}} \approx 8$  суток, больше не меняется и составляет  $\sim 10$  лет. Период солнечной активности (11 лет) при периоде вращения Солнца 27 дней полностью согласуется с этой закономерностью.

## ГЛАВА 5

### ТОНКАЯ СТРУКТУРА СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА

#### 5.1. О двухкомпонентной структуре магнитного поля солнечного пятна

Известно, что одновременные наблюдения линий FeII, SrII, CaII, с одной стороны, и TiI и FeI — с другой, в одном и том же пятне трудно объяснить в рамках единой модели. Линии первого типа возникают в условиях, близких к фотосферным, в то же время температура в области образования линий второго типа должна быть на 1500–2000 К меньше, чем в

фотосфере. Эта очевидная трудность привела Макиту (1963) к гипотезе о двухкомпонентной структуре тени пятна. С другой стороны, Цваан (1965) полагал, что все линии FeII в тени пятна связаны просто с рассеянным светом из фотосферы и полутени.

Прямые измерения поля в линиях FeII ( $\lambda\lambda$  4924 и 5048 Å) показали, что в тени пятен эти линии имеют заметное расщепление (Обридко, 1968). Расщепление в разных точках тени различно и обычно достигает максимума в тех же местах, где достигает максимума расщепление в линиях FeI и TiI. Такая картина расщепления линий FeII в тени была бы невозможна, если бы значительная доля интенсивности линии определялась рассеянным светом из фотосферы или полутени. Это означает, что линии FeII действительно возникают в тени пятна и, следовательно, должна существовать двухкомпонентная структура, которая в свою очередь должна приводить к различию напряженностей магнитного поля в областях, ответственных за образование линий FeII и TiI.

Обридко (1968г) исследовал эффект магнитного усиления линий в пятне (определение см. выше в разделе 3.1). Оказалось, что в силу специфической зависимости магнитного усиления от параметров линии этот эффект дает нам убедительные доказательства существования в тенях пятен областей с различающимися физическими условиями и позволяет определить среднее отношение напряженностей поля в этих областях. Дело в том, что логарифм магнитного усиления связан линейной зависимостью с величиной  $n\Delta g$ , причем угловой коэффициент в этой связи пропорционален напряженности магнитного поля. Здесь  $n$  — число левых и правых  $\sigma$ -компонент, а  $\Delta g$  — разность факторов Ланде верхнего и нижнего уровней. Оказалось, что этот угловой коэффициент для линий FeII и TiII примерно в 2 раза меньше, чем для линий FeI и TiI.

Прямые измерения магнитного поля в линиях FeII  $\lambda\lambda$  5018,45 и 4923,93 Å, FeI  $\lambda\lambda$  5016,89 и 4924,78 Å, TiI  $\lambda\lambda$  5020,03 и 5016,17 Å хорошо согласуются с результатами, полученными по магнитному усилению. Среднее значение  $B_{\text{FeII}}/B_{\text{TiI}}$  составляет 0,55. Для 70% всех измерений  $0,4 \leq B_{\text{FeII}}/B_{\text{TiI}} \leq 0,6$ . И только в 10 % случаев магнитное поле в FeII больше, чем в TiI.

Вообще говоря, можно было бы допустить, что различие напряженностей поля, измеренных по линиям TiI, FeI и FeII, связано с различием в уровнях образования линий разных элементов. Тогда это означало бы существование в пятне устойчивого (и очень большого по абсолютной величине) отрицательного градиента поля. Отрицательные градиенты действительно иногда наблюдаются в солнечных пятнах. Однако трудно допустить, что во всех изученных пятнах существовал отрицательный градиент поля и ни разу не был зарегистрирован значительный положительный градиент. Это представляется маловероятным, и более естественно искать объяснение в существовании тонкой структуры. Излучение в линиях FeII возникает в горячих элементах с пониженным магнитным полем, линии TiI образуются в самых холодных элементах с большим полем, линии FeI образуются в основном в холодных областях, но часть излучения исходит и из горячей компоненты. Поэтому по линиям FeII регистрируется самое малое магнитное поле, по линиям TiI — самое большое, а линии FeI соответствуют промежуточному случаю.

К аналогичному выводу пришел Гусейнов (1969, 1970), который по большому материалу (78 спектрограмм, снятых с поляризационной насадкой) сравнивал напряженность поля, измеренную по разным линиям нейтральных металлов. Измерения Гусейнова показывают, что существуют темные узелки, в которых поле на 200–300 Э сильнее, чем в сплошном темном фоне.

Число работ, в которых отмечается, что в светлых элементах поле слабее, чем в темных, в настоящее время довольно велико. Это было установлено как по непосредственным измерениям в светлых элементах (Кнеер, 1973; Кучми и Аджабширзаде, 1981), так и косвенным путем с помощью линий ионов (Гусейнов, 1974а, б; Лямова, 1971; Лямова и др., 1979; Буурман, 1973; Маллиа и Петфорд, 1972, Милованов, 1977). Не совсем ясен сейчас вопрос о величине разности напряженности в светлых и темных элементах: 300–400 Э или 1000–1500 Э.

Обнаружено, кроме того, что поле в ярких элементах сильно отклоняется от вертикального направления, а скорость направлена вверх и составляет 3 км/с (Кнеер, 1973).

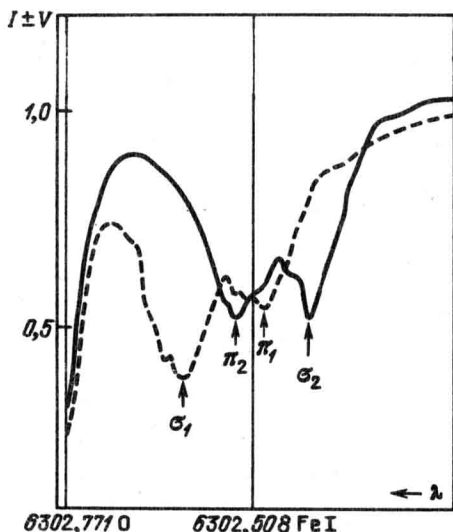
## 5.2. Расщепление $\pi$ -компоненты в спектре тени солнечного пятна

Другим экспериментальным результатом, свидетельствующим о существовании тонкой структуры магнитного поля солнечного пятна, является расщепление  $\pi$ -компоненты. Впервые на этот факт обратил внимание А.Б. Северный (1959). Подробное исследование этого явления было выполнено Могилевским и др. (1967), Беккерсом и Шрётером (1969). Эффект сводится к расщеплению  $\pi$ -компоненты простого зеемановского триплета на две подкомпоненты, смещенные относительно центра линии (см. рис. 18). Это не удается объяснить какими-либо инструментальными эффектами (инструментальная поляризация, рассеянный свет и т.п.). Основные характерные черты явления следующие:

1. Величина расщепления, полученная по большому количеству индивидуальных измерений, составляет 10–20 мА.

2. Величина расщепления  $\pi$ -компоненты не зависит от знака поля, определяемого по  $\sigma$ -компонентам.

Рис. 18. Расщепление  $\pi$ -компоненты в линии FeI  $\lambda$  6302 Å. Фотометрическая запись спектра, полученного на Башенном солнечном телескопе ИЗМИРАН, после анализатора поляризации. Сплошной линией и пунктиром указаны два состояния круговой поляризации ( $I \pm V$ ).



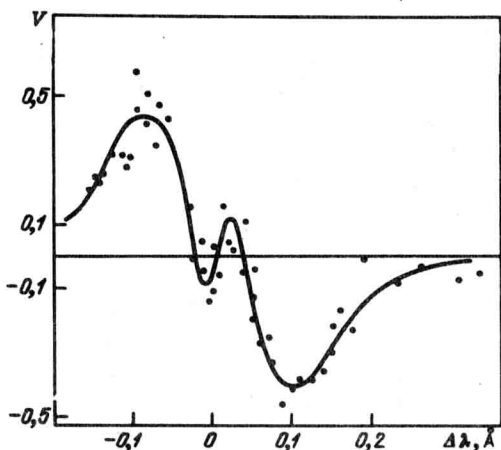


Рис. 19. Явление инверсии параметра  $V$ .

3. Знак расщепления  $\pi$ -компоненты, как правило, противоположен знаку поля, определяемого по  $\sigma$ -компонентам.

4. Расстояние между субкомпонентами в 5–10 раз меньше, чем между  $\sigma$ -компонентами.

5. Величина расщепления  $\pi$ -компоненты растет с ростом поля пятна.

6. В параметре  $I \pm V$  наблюдаются два максимума разной величины: большой максимум, сдвинутый относительно центра линии на расстояние, соответствующее полю 2000–3000 Э, и малый максимум, сдвинутый в противоположную сторону на расстояние в 10 раз меньше, что соответствует полю в 200–300 Э.

7. Параметр Стокса  $V$ , описывающий циркулярно-поляризованную составляющую излучения, показывает характерную инверсию вблизи центра линии (рис. 19): вторичный максимум обратного знака по сравнению со знаком первичного максимума в том же крыле линии.

8. Обращенный максимум в 5–10 раз ближе к центру линии, чем первый максимум, и примерно соответствует положению малого максимума в  $I \pm V$ .

9. Обращенный максимум  $V$  в 5–10 раз меньше, чем первичный максимум.

10. Ширина обращенного максимума в 5–6 раз меньше, чем ширина первичного максимума.

Отмеченные выше основные свойства эффекта расщепления  $\pi$ -компоненты были подтверждены целым рядом работ (Дойбнер и Лидлер, 1969; Дойбнер и Гёринг, 1970; Мое и Мальтби, 1968; Чистяков, 1970; Голубев и Чистяков, 1971; Григорьев и Кац, 1970, 1972; Милованов, 1973).

Противоположность знаков расщепления  $\pi$ -компоненты и всего триплета в целом, строго говоря, могла бы быть просто результатом наблюдательной селекции, поскольку слабую субкомпоненту трудно наблюдать во внутреннем крыле сильной  $\sigma$ -компоненты. Обнаружены довольно редкие случаи обратного соотношения. Кюнцель и Штауде (1975) показали, что этот эффект зависит от знака пятна, а именно: расщепление  $\pi$ -компоненты, противоположное расщеплению всего триплета в целом ("+" эффект), встречается в пятнах северной полярности действительно в 2 раза чаще, чем "-" эффект. Однако в пятнах южной полярности чаще встречается "-" эффект. К сожалению, в этой работе рассматривалось только расщепление  $\pi$ -компоненты и не изучалась инверсия параметра  $V$ , что затрудняет интерпретацию результатов.

Интересно, что линия  $\text{Ti I } \lambda 6064 \text{ \AA}$ , возникающая исключительно в холодных частях пятна, не показывает инверсии  $V$ , в то время как в линиях, которые могут возникать как в холодных, так и в горячих областях ( $\lambda\lambda 6302, 6173$ ), такая инверсия наблюдается (Цваан и Буурман, 1971). Гарви (1971) также нашел, что расщепление  $\pi$ -компоненты встречается не во всех линиях.

Одна из возможных интерпретаций расщепления  $\pi$ -компоненты и инверсии  $V$  связана с магнитооптическим эффектом (Рачковский, 1962, 1972; Беккерс, 1969; Штауде, 1970б, 1973; Витман, 1971, 1972а). Если магнитное поле неоднородно и азимут поперечной составляющей поля меняется с глубиной, то возникает расщепление  $\pi$ -компоненты, причем знак смещения субкомпонент определяется знаком градиента  $d\chi/d\tau$  ( $\chi$  — азимут магнитного поля). Если принять это объяснение, то из отмеченных выше свойств эффекта следует, что каждому знаку поля в пятнах соответствует фиксированный знак  $d\chi/d\tau$ . Если для определенности отсчитывать  $\chi$  против часовой стрелки, это означает, что для поля  $N$ -полярности  $d\chi/d\tau < 0$ , для  $S$ -полярности  $d\chi/d\tau > 0$ . Поскольку поле  $N$ -полярности направлено из глубины к наблюдателю, а поле  $S$ -полярности — от наблюдателя, это означает, что при движении вдоль поля должен происходить непрерывный поворот поперечной компоненты поля против часовой стрелки.

Вопрос о вращении магнитного поля с глубиной исследовал А.Б. Северный (1964, 1965б). Оказалось, что в мультиполярных и униполярных областях вращение поперечной компоненты поля имеет различный характер. В униполярных областях вращение монотонное с глубиной, в мультиполярных — может изменять знак. К сожалению, в этих работах не проводилось сопоставление продольного поля с характером вращение поперечного поля.

Расщепление  $\pi$ -компоненты возможно и в однородном поле, если уравнения учитывают магнитооптический эффект. При этом необходимо допустить наличие очень больших значений  $\gamma$  ( $25^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ$ ), что в центре пятна для однородной модели маловероятно. Кроме того, даже в этом случае трудно получить столь большие значения инверсионного максимума.

Рассматривались также механизмы, не связанные со структурой магнитного поля. Так, Данн (1972) обратил внимание на неопределенность, возникающую при вычислении контура широко используемой при магнитных измерениях линии  $\text{Fe I } \lambda 5250 \text{ \AA}$  без учета отклонений от ЛТР, а Штауде (1970б) допустил, что отклонения от ЛТР способны создать ложное расщепление  $\pi$ -компоненты. Ввиду сложности решения задачи о переносе излучения в магнитном поле при отклонениях от ЛТР, такая постановка проблемы еще не в состоянии ответить на вопрос о происхождении обсуждаемого явления. В ряде работ расщепление  $\pi$ -компоненты получалось как естественное следствие насыщенности сильных линий при большом значении постоянной затухания (Гёринг, 1969; Эну, 1968б; Мое и Мальтби, 1968; Штауде, 1970а), но так как инверсионный максимум параметра  $V$  при этом не возникает вообще, то и подобное объяснение не годится.

Было высказано предположение, что расщепление  $\pi$ -компоненты связано с реальным фоновым полем, знак которого противоположен знаку основного поля, а напряженность в 5–10 раз меньше (Могилевский и

др., 1967). Это предположение хорошо объясняет основные свойства расщепления  $\pi$ -компоненты (Беккерс, 1969; Штауде, 1970а), но при этом требуется введение дополнительных допущений. Поглощение в линии и нетепловые скорости в области фонового поля должны быть ниже чем в области сильного поля (Обридко и Демкина, 1972). К аналогичным выводам пришел Баранов (1974, 1975б).

Еще на одну трудность в объяснении расщепления  $\pi$ -компоненты с помощью гипотезы фонового поля указал Мур (1981). Дело в том, что при этом объяснении предполагается, что области разной температуры не имеют относительной лучевой скорости и, таким образом, центры обоих зеемановских дублетов совпадают. Однако, если принять, что область фонового поля ассоциируется со светлыми элементами, мы должны учитывать, что в светлых элементах наблюдается направленная вверх скорость  $\sim 3$  км/с (Кнеер, 1973). Это должно приводить к сильному смещению внутреннего дублета ( $\Delta\lambda \approx 0,06 \text{ \AA}$ ) в фиолетовую сторону и означает, что структура области инверсии параметра  $V$  должна быть совершенно не похожей на наблюдаемую. Мы бы видели только один инверсионный максимум (или минимум) в области  $v = 0$ . Эта трудность не снимается, если, по предложению Мура, допустить, что знак фонового поля тот же, что и знак поля пятна. Заметим, впрочем, что результат Кнеера не был никем подтвержден, а Беккерс (1977) показал, что в пятне нет направленных скоростей больше 25 м/с.

Вяльшин и Кулагин (1981) показали, что деполяризация  $\pi$ -компонент линий FeI  $\lambda 6213$  и  $\lambda 6337 \text{ \AA}$  в спектре пятен определяется не рассеянным светом, а тонкой структурой тени. Реальность  $\pi$ -компоненты в зеемановском спектре пятна подтвердил также Мельтреттер (1969) и связал ее существование с наличием ярких точек в тени.

Подводя итог дискуссии результатов этого раздела, можно сказать, что оба объяснения (магнитооптический эффект и фоновое поле) требуют признания сильной неоднородности физических условий в пятне (как по глубине, так и вдоль поверхности пятна). Наиболее правдоподобное объяснение, по-видимому, связано с существованием жгутовой системы поля и ярких элементов (Могилевский и др., 1967). Такая структура обеспечивает наличие участков сильного поперечного поля и его сильное вращение с глубиной, что необходимо для объяснения расщепления  $\pi$ -компоненты с помощью магнитооптического эффекта. Наличие участков слабого поля противоположной полярности при этом не необходимо, но кажется вполне вероятным.

### 5.3. Кроссовер-эффект в тени пятна

По аналогии с картиной, наблюдавшейся в спектрах магнитных звезд, кроссовер-эффектом в пятне называется возникновение в спектре специфической картины, при которой  $\pi$ -компонента циркулярно поляризована и имеет знак поляризации, противоположный знаку обеих  $\sigma$ -компонент. Таким образом, параметр Стокса  $V$  в центре линии оказывается не равным нулю. Ход параметра  $V$  внутри линии при этом напоминает обычный ход параметра плоской поляризации  $Q$  (Григорьев и Кац, 1970, 1972; Головки, 1974а,б).



Неравенство нулю параметра Стокса  $V$  в центре линии резко противоречит любым возможным решениям уравнения переноса излучения в линии в стационарной магнитоактивной среде. В однородной среде кроссовер-эффект не может существовать. Единственной возможностью для объяснения кроссовер-эффекта является наложение двух или более профилей линии, возникающих при разных физических условиях и сдвинутых относительно друг друга по длине волны. Это значит, что нужно предположить неоднородность поля макроскоростей в наблюдаемой атмосфере. Неоднородность поля макроскоростей может быть как пространственной, когда ввиду конечности пространственного разрешения складываются контуры, возникающие в разных участках в атмосфере, так и временной, когда за время наблюдений меняются физические параметры, влияющие на образование линии (например, вследствие короткопериодических колебаний).

Из сказанного ясно, что типичным признаком кроссовер-эффекта нужно считать не ту специфическую картину, которую мы описали выше, а обращение в нуль параметра Стокса  $V$  в центре линии. Поэтому мы будем употреблять термин "обобщенный кроссовер-эффект".

В солнечных пятнах наблюдается два типа обобщенного кроссовер-эффекта (Демкина и Обриджо, 1976). Кроссовер-эффект типа А состоит в том, что при наблюдении спектра с поляризационной приставкой (четвертьволновая пластинка плюс призма Воластона) в обоих спектрах наблюдается  $\pi$ -компонента, но одна из них значительно интенсивнее. Кроме того, в спектре со слабой  $\pi$ -компонентой  $\sigma$ -компонента интенсивнее, чем во втором спектре. Кроссовер-эффект типа А обычно наблюдается в полутени пятна.

В тени пятна иногда наблюдается обобщенный кроссовер-эффект типа В. В тех случаях, когда он проявляется наиболее четко, он представляет собой  $\pi$ - и  $\sigma$ -компоненты в спектре одной поляризации и только  $\sigma$ -компоненту в другой.

При объяснении кроссовер-эффекта типа А обычно предполагают наличие двух движущихся относительно друг друга систем магнитных полей разного знака. Тогда в простейшем чисто продольном случае, если сдвиг одного дублета относительно другого в точности равен полной величине расщепления, возникает структура, состоящая как бы из одной  $\pi$ -компоненты с круговой поляризацией и двух  $\sigma$ -компонент с круговой поляризацией другого знака. Расстояние между  $\sigma$ -компонентами в получившемся триплете составляет  $\Delta\lambda = \Delta\lambda_V + 2\Delta\lambda_B = 4\Delta\lambda_B$ , и, таким образом, при обычных измерениях должно быть зафиксировано поле вдвое большей величины.

Такое объяснение кроссовер-эффекта небесспорно. Существование в сложных пятнах участков с относительными скоростями 1–3 км/с кажется вполне вероятным, однако то, что при этом они должны иметь взаимно противоположную полярность магнитного поля, кажется несколько искусственным. Возможно, впрочем, что случаи совпадения знака тоже существуют. В этом случае мы должны наблюдать смещенный триплет с деполаризованной  $\pi$ -компонентой и с очень большим полем (~5000–6000 Э). Экспериментальная проверка этого объяснения кроссовер-эффекта типа А могла бы состоять в проверке следующих положений:

1. Кроссовер-эффект должен всегда сопровождаться аномально сильным полем.

2. Расстояние между крайними компонентами триплета  $\Delta\lambda$  должно быть равно  $\Delta\lambda = \Delta\lambda_V + 2\Delta\lambda_B$ , и это условие должно выполняться для всех линий. Оно означает, что немагнитные линии тоже должны расщепляться в дублеты, а зависимость  $\Delta\lambda$  от фактора Ланде  $g$  не должна проходить через начало координат.

Кроссовер-эффект может возникать при наличии высокочастотных колебаний магнитного поля (Демкина и Обридко, 1976), однако наличие таких колебаний в пятне пока никем не доказано.

Вообще говоря, не исключено, что кроссовер-эффект имеет чисто инструментальное происхождение и связан с фазовым сдвигом на зеркалах телескопа (Баранов, 1975).

#### 5.4. Широкополосная поляризация излучения солнечных пятен

В 1962 г. Леруа впервые показал, что интегральное излучение солнечного пятна при наблюдении в широкой полосе длин волн 4400–4900 Å имеет линейную поляризацию  $\geq 10^{-3}$ . В дальнейшем в ряде работ обнаружена и аналогичная широкополосная круговая поляризация  $\sim 10^{-3}$  (Мики и Оррал, 1974; Иллинг и др., 1974а,б; 1975). Показано, что в центре пятна поляризация имеет нерегулярный клочковатый характер с резкими пространственными градиентами и вкраплениями участков разной поляризации или резкими поворотами плоскости поляризации. На периферии тени и в полутени карта поляризации выглядит значительно более однородной. В невозмущенной фотосфере поляризация отсутствует.

Показано, что знак круговой поляризации изменяется при изменении знака поля. По определению, знак круговой поляризации считается положительным, если, глядя на Солнце, мы видим электрический вектор вращающимся по часовой стрелке. При таком определении знаки суммарной поляризации и поля совпадают.

Наблюдения со специальными масками показали, что поляризация определяется наличием в исследуемом спектральном диапазоне сильных спектральных линий.

Появление широкополосной линейной поляризации объясняется довольно легко, и это сделано Леруа в той же работе, где он сообщил о своих наблюдениях. Как известно, число атомов, участвующих в образовании  $\sigma$ -компонент, в точности равно числу атомов, участвующих в образовании  $\pi$ -компоненты. Поскольку для оптически тонких линий эквивалентная ширина каждой компоненты пропорциональна числу поглощающих атомов, суммарная эквивалентная ширина  $\sigma$ -компонент равна эквивалентной ширине  $\pi$ -компоненты, и суммарная линейная поляризация равна нулю. Для оптически толстых насыщенных линий эквивалентная ширина компонент мало увеличивается с ростом числа поглощающих атомов. В этом случае сумма эквивалентных ширин  $\sigma$ -компонент больше, чем эквивалентная ширина  $\pi$ -компоненты, и это приводит к возникновению ненулевой суммарной поляризации. Этот эффект не требует никаких дополнительных предположений и существует в однородном магнитном поле и однородном поле скоростей.

Гораздо сложнее обстоит дело с круговой поляризацией. Число атомов, участвующих в образовании левокруговых  $\sigma$ -компонент, в точности равно числу атомов, участвующих в образовании правокруговых  $\sigma$ -компонент, и поэтому при однородности магнитного поля и поля скоростей суммарная круговая поляризация строго равна нулю. Более того, суммарная круговая поляризация равна нулю и в неоднородном поле, если лучевая скорость в среде не меняется вдоль луча зрения. Для объяснения круговой поляризации приходится предполагать наличие вертикального градиента лучевой скорости и магнитного поля. Ауэр и Хесли (1978) и Макита (1980) рассмотрели влияние градиента лучевой скорости в однородном магнитном поле. В этом случае суммарная круговая поляризация возникает, если поле не является чисто продольным или чисто поперечным. Обычное соотношение интенсивности  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонент при этом нарушается, и возникает дифференциальный эффект насыщения. Максимальное значение круговой поляризации от одной линии при этом достигает  $2 \cdot 10^{-3}$ , чего недостаточно, чтобы объяснить суммарную поляризацию в участке спектра длиной в несколько десятков или сотен ангстрем.

Более сильный эффект возникает при наличии градиентов как лучевой скорости, так и магнитного поля. Тогда даже в чисто продольном поле эффект не равен нулю и достигает от одной линии величин  $\geq 10^{-2}$ , что уже может обеспечить широкополосную поляризацию  $\sim 10^{-3}$ .

Это последнее объяснение кажется наиболее перспективным, но и у него есть свои недостатки. В частности, по измерениям Макиты на лимбовой и обращенной к центру сторонах пятна поляризация имеет разный знак, тогда как расчеты, основанные на классической структуре движений в эффекте Эвершеда, дают совпадение знаков на обеих сторонах пятна.

В центре пятна скорости Эвершеда обращаются в нуль, и поэтому следует ожидать отсутствия круговой поляризации, тогда как реально она наблюдается. Это, впрочем, может быть связано с наличием в тени пятна элементов тонкой структуры. В таком случае можно ожидать, что интенсивность круговой поляризации в тени пятна будет зависеть от температурной чувствительности линий и, кроме того, исчезать в центре диска.

В более поздней работе Макита (1984) обнаружил наличие ненулевой круговой поляризации на нейтральной линии. Одно из возможных объяснений этого эффекта связано с наличием аномальной дисперсии при сильном вращении поля с глубиной.

### 5.5. Двухкомпонентная модель солнечного пятна

Таким образом, совокупность описанных выше экспериментальных результатов определенно свидетельствует о существовании в пятне тонкоструктурных элементов разного типа. Указание на их существование мы получили сначала при фотоэлектрических измерениях магнитного поля в пятне на вектор-магнитографе. Затем дополнительная подтверждающая информация была получена при исследовании магнитного усиления линий, по прямым измерениям магнитного поля в линиях нейтральных и ионизованных элементов, на основе анализа эффектов расщепления  $\pi$ -компоненты, кроссовер-эффекта и круговой поляризации. Прямые наблюдения, описанные в главе 1, также указывают на наличие тонкой структуры.

Из совокупности этих наблюдений следует, что в тени пятна существуют элементы по крайней мере двух типов: холодные элементы с магнитным полем  $B \geq 3000$  Э и более горячие элементы с магнитным полем  $B \leq 2000$  Э. Таким образом, модель солнечного пятна с необходимостью должна быть двухкомпонентной. Уилсон и Уильямс (1972) полагают, что однородные модели вообще не должны иметь места. Интерпретация суммарного излучения, выходящего из неоднородной среды, в рамках однородных моделей может привести к очень большим ошибкам. Это в принципе верное рассуждение следует признать излишне категоричным. В частности, в тени пятна, вероятно, существуют довольно протяженные участки темного вещества (см. гл. 1). При изучении этих так называемых "темных ядер" тени при высоком разрешении допустимы интерпретация в рамках одномерной стратификации и построение полуэмпирических однокомпонентных моделей. Однако при изучении вариации центр — край, наблюдениях с умеренным разрешением, изучении динамических и эволюционных характеристик необходимо учитывать двухкомпонентность вещества и возможный обмен энергией между разными компонентами. Эти характеристики элементов тонкой структуры, по существу, определяют основные модельные параметры двухкомпонентной модели. Дальнейшее построение модели, т.е. вычисление зависимости основных физических величин от глубины, не представляет собой сложности и выполняется по хорошо известным алгоритмам (см. гл. 3).

Первый шаг к разработке двухкомпонентной модели пятна был сделан Макитой (1963). В этой обширной работе, посвященной в основном исследованию эквивалентных ширин линий в тени пятна, Макита высказал краткое замечание о том, что проблему аномалии линий ионизованных элементов, возможно, удастся решить в рамках двухкомпонентной модели. При этом он допустил, что в пятне есть элементы, идентичные невозмущенной фотосфере, и что интенсивность их излучения равна половине полной интенсивности пятна (оба эти предположения не совсем точны). Конкретной модели, т.е. распределения физических параметров (температура, давление) с глубиной, он не предложил. Гипотеза, высказанная Макитой, вызвала ряд возражений (Цваан, 1965; Уэббер, 1971). В цикле работ (Обридко, 1968д, 1974а, б; Обридко и Теплицкая, 1978) предложена более современная модель, основой которой является анализ тонкой структуры магнитного поля тени пятна. По итогам этого анализа получены все модельные параметры, необходимые для вычисления конкретной модели.

В качестве первого шага был рассмотрен вопрос о возможных изменениях средней модели тени с учетом неоднородностей (Обридко, 1968д). При этом первоначально предполагалось, что горячая среда представляет собой вкрапления чисто фотосферного вещества внутри холодной сильно разреженной модели типа моделей Мишара или Фрике — Эльзассера. Это предположение неточно, и более разумным представляется подход, при котором учитывается влияние неоднородностей уже в процессе построения "эмпирических" моделей. Модель Обридко (1968д) была сугубо предварительной и не соответствует действительности. В лучшем случае она только иллюстрировала возможности, возникающие при учете неоднородностей, и указывала пути, на которых впоследствии удалось построить

Таблица 17

Характеристики двухкомпонентных моделей тени  
Обридо (О) и Аджабширзаде и Кучми (АК)

| $\tau$ | Горячий элемент |         |              |               | Холодная среда |         |              |               |      |
|--------|-----------------|---------|--------------|---------------|----------------|---------|--------------|---------------|------|
|        | $T(O)$          | $T(AK)$ | $\lg p_g(O)$ | $\lg p_g(AK)$ | $T(O)$         | $T(AK)$ | $\lg p_g(O)$ | $\lg p_g(AK)$ |      |
| 1,18   | 0,0001          | 3824    | 4682         | 3,19          | 2,98           | 2968    | 2600         | 3,31          | 3,33 |
|        | 0,0002          | 3830    | 4694         | 3,36          | 3,03           | 2972    | 2625         | 3,49          | 3,54 |
|        | 0,0004          | 3841    | 4732         | 3,52          | 3,32           | 2978    | 2640         | 3,67          | 3,75 |
|        | 0,0007          | 3862    | 4783         | 3,66          | 3,45           | 2991    | 2654         | 3,82          | 3,92 |
| 1,300  | 0,001           | 3877    | 4820         | 3,75          | 3,54           | 3000    | 2670         | 3,91          | 4,03 |
|        | 0,002           | 3919    | 4838         | 3,92          | 3,70           | 3025    | 2701         | 4,09          | 4,24 |
|        | 0,004           | 3981    | 4966         | 4,09          | 3,87           | 3062    | 2741         | 4,27          | 4,46 |
|        | 0,007           | 4051    | 4978         | 4,23          | 4,005          | 3103    | 2769         | 4,42          | 4,65 |
| 1,228  | 0,01            | 4104    | 5100         | 4,31          | 4,09           | 3134    | 2811         | 4,51          | 4,71 |
|        | 0,02            | 4228    | 5183         | 4,47          | 4,25           | 3206    | 2894         | 4,68          | 4,87 |
|        | 0,04            | 4394    | 5300         | 4,63          | 4,41           | 3300    | 2989         | 4,85          | 5,03 |
|        | 0,07            | 4553    | 5449         | 4,75          | 4,54           | 3389    | 3095         | 4,99          | 5,14 |
|        | 0,1             | 4675    | 5551         | 4,83          | 4,62           | 3457    | 3161         | 5,07          | 5,22 |
|        | 0,2             | 4946    | 5753         | 4,99          | 4,76           | 3602    | 3284         | 5,23          | 5,35 |
|        | 0,4             | 5272    | 5977         | 5,14          | 4,90           | 3772    | 3499         | 5,38          | 5,47 |
|        | 0,7             | 5612    | 6168         | 5,25          | 5,00           | 3944    | 3685         | 5,49          | 5,56 |
|        | 1,0             | 5860    | 6254         | 5,31          | 5,08           | 4065    | 3841         | 5,57          | 5,62 |
|        | 2,0             | 6364    | 6449         | 5,40          | 5,20           | 4300    | 4111         | 5,70          | 5,71 |
|        | 4,0             | 6765    | 6509         | 5,48          | 5,33           | 4480    | 4823         | 5,83          | 5,80 |
|        | 7,0             | 7109    |              | 5,54          |                | 4628    |              | 5,94          |      |
|        | 10,0            | 7315    |              | 5,58          |                | 4715    |              | 6,02          |      |

более достоверную модель солнечного пятна. Тем не менее, уже эта модель была лишена многих недостатков, свойственных разреженным однородным моделям.

В дальнейшем выяснилось, что, если спектр тени пятна получен с разрешением, недостаточно высоким для того, чтобы отдельно наблюдать излучение горячей и холодной среды (а именно это и имеет место практически во всех наблюдениях), и затем измеренные эквивалентные ширины линий суммарного излучения интерпретируются для получения однородной модели, полученная "эмпирическая" однородная модель будет сильно отклоняться от гидростатической даже в тех случаях, когда исходные компоненты модели (как горячая, так и холодная) являются чисто гидростатическими (Обридо, 1974а). Таким образом, возникновение субгидростатических "эмпирических" моделей является естественным следствием некорректной интерпретации данных об излучении, исходящем из двухкомпонентной среды, в рамках априорной гипотезы однородности вещества тени пятна. Параметры двухкомпонентной модели были выбраны следующим образом (Обридо, 1974б; Обридо и Теплицкая, 1978):

1. Для холодной среды  $\Delta\Theta = 0,48$  ( $\Theta_{ef} \sim 1,32$ ). При таких параметрах модель холодной среды близка к модели темного ядра Цваана (1974).

2. Светлые элементы занимают  $\sim 5-10\%$  площади тени.

3. Модельный параметр  $\Delta\Theta = 0,10$  для горячей среды ( $\Theta_{ef} = 0,94$ ). Это значение можно получить из верхнего предела наблюдаемой яркости тени и из эмпирических формул, связывающих величины яркости и магнитного поля.

4. Как горячая, так и холодная среда находятся в гидростатическом равновесии.

Кучми и Аджабширзаде (1981) обнаружили, что яркостная температура в ярких точках тени составляет 6185 К, т.е. выше, чем яркостная температура невозмущенной фотосферы, которую они принимали равной 6010 К. Они также разработали двухкомпонентную гидростатическую модель тени, принимая  $\Theta_{ef} = 1,35$  для холодной среды и  $\Theta_{ef} = 0,81$  для горячей,  $\alpha = 5\%$  (Аджабширзаде и Кучми, 1983).

В таблице 17 даны температура  $T$  и газовое давление  $p_g$  в горячей и холодной среде для моделей Обридко и Аджабширзаде и Кучми. На рис. 20, 21 показан ход этих характеристик совместно с моделями фотосферы (Вернагта и др., 1981). Проверка этих моделей осуществлялась следующим образом.

Обридко (1974б, 1980) сопоставил теоретически рассчитанные в его модели эквивалентные ширины атомных линий со всеми имеющимися в литературе данными (Бруггенкате и Клюббер, 1939, 1944; Абхьянкар и Раманатан, 1955; Журавлев, 1957; Говард, 1958; Корнилов, 1961; Макита, 1963; Фрике и Эльзассер, 1965; Барановский, 1972). При расчетах по обычным однородным моделям существует значительное число линий, эквивалентная ширина которых отклоняется от расчетной на 1–2 порядка. Для неоднородной модели согласие значительно лучше. Пример сравнения вычисленных  $u_v$  и наблюдаемых  $u_n$  значений усиления линий показан на рис. 22 (определение величины  $u$  см. в разделе 3.1).

Ранее в разделе 3.6 показано, что неоднородная модель Обридко хорошо описывает и наблюдения молекулярных линий. Наконец, ниже в разделе 5.6

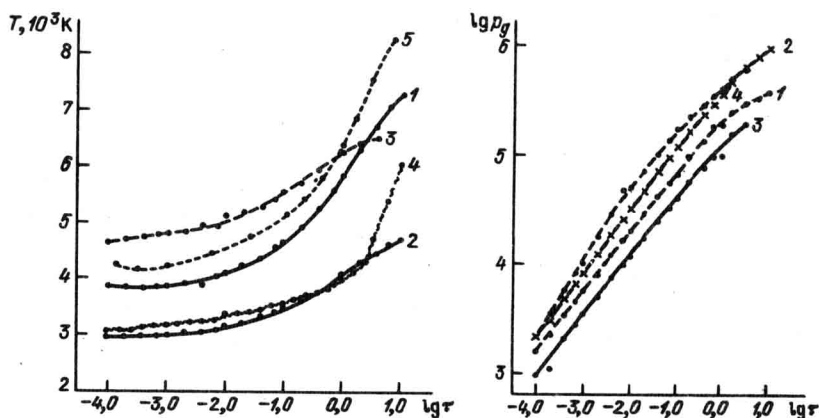


Рис. 20. Ход температуры с оптической глубиной в неоднородных моделях пятна. 1 и 2 – горячая и холодная компоненты в модели Обридко, 3 и 4 – горячая и холодная компоненты в модели Аджабширзаде и Кучми, 5 – модель фотосферы.

Рис. 21. Ход  $p_g$  в неоднородных моделях пятна. Обозначения те же, что и на рис. 20.

Рис. 22. Сопоставление наблюдаемых усиления линий в пятне  $u^H$  (Макита, 1963) с вычисленными в неоднородной модели Обридо для пятна с площадью тени 31 м.д.п.

мы рассмотрим причины различия теоретических и наблюдаемых калибровочных кривых для вектор-магнитографов и покажем, что двухкомпонентная модель позволяет естественным образом объяснить это различие.

Аджабширзаде и Кучми (1983), со своей стороны, сравнили рассчитанные контуры нормированных  $\sigma$ -компонент линии FeI  $\lambda$  6302 Å с собственными наблюдениями в темной среде и светлых элементах и получили очень хорошее согласие. Хорошее согласие также получено ими при сравнении теоретического контура по модели Штельмахера и Вира (1975–1976) с суммарным контуром в двухкомпонентной модели.

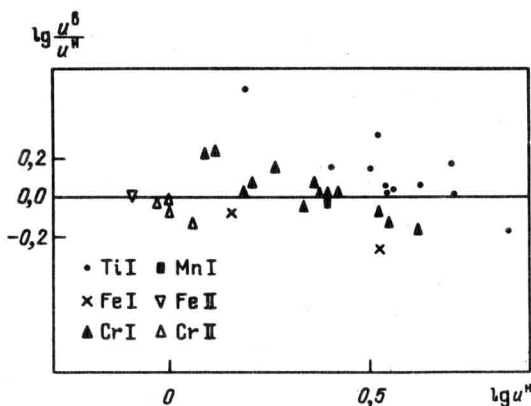
Что касается различия между этими моделями, то, хотя модель Аджабширзаде и Кучми построена по прямым наблюдениям, а модель автора — по косвенным данным, пока нельзя безоговорочно отдать предпочтение той или иной модели. Прежде всего это связано с тем, что модель автора проверена по значительно более обширному материалу. Кроме того, процедура учета фона при определении яркости светлых элементов в работе Кучми и Аджабширзаде (1981) такова, что может привести к завышению яркостной температуры, особенно с учетом понижения уровня непрерывного спектра в области  $\lambda$  4680 Å из-за дополнительного поглощения. Учет рассеянного света при обработке наблюдений опирается на ряд неочевидных предположений.

С физической точки зрения трудно объяснить столбы более горячего, чем фотосфера, вещества с диаметром 150 — 190 км, окруженные холодным веществом. Их диаметр сравним с геометрическими размерами, при которых горизонтальная оптическая толщина становится близкой к единице. Охлаждение при этом должно быть очень сильным.

Заметим, что при слиянии ярких точек возникают световые мосты. Поэтому температура ярких точек должна быть близка к температуре световых мостов. Фирстова и Григорьев (1971) показали, что в световых мостах  $\Delta\Theta$  составляет 0,02 — 0,04 и, следовательно, температура в них на 150 — 300 К ниже, чем в фотосфере.

### 5.6. О природе различия эмпирических и теоретических калибровочных кривых для вектор-магнитографа

Выше в главе 4 говорили о том, что расчеты калибровочных кривых магнитографа для разных моделей и теорий согласуются с точностью до 20%. Однако эмпирическая калибровка, предпринятая Северным (1967), дала сильно отличающиеся от теоретических калибровочные кривые. В пер-



вую очередь бросается в глаза то, что эти кривые идут значительно ниже, чем теоретические. Однако само по себе занижение кривых неудивительно, оно может объясняться целым рядом причин.

1. Неполяризованный рассеянный свет в пятне, исходящий из фотосферы. За счет повышения величины  $I_{-}$  он сам по себе может понизить сигнал в 1,5 – 2 раза.

2. Поляризованный свет, исходящий из полутени, должен приводить к занижению сигнала и относительному повышению  $\gamma$ .

3. Разрешение фотографических наблюдений, как правило, выше, чем фотоэлектрических. При этом, если поле имеет тонкую структуру, эффективно фотоэлектрический сигнал будет соответствовать меньшим усредненным значениям поля. Это особенно сильно сказывается на сигнале поперечного поля, который занижается дополнительно, если тонкая структура содержит точки бифуркации.

Однако основным свойством эмпирических калибровочных кривых является отсутствие спада при  $B > 1700$  Э. В рамках однородных моделей не существует причин, которые могли бы вызвать смещение максимумов калибровочных кривых. Дело в том, что положение максимумов определяется не теми или иными предположениями в теории образования линий, а тем, что при некоторой величине поля расстояние между  $\sigma$ -компонентами превышает расстояние между выходными щелями магнитографа. Смещение максимума может быть вызвано только неоднородностью магнитного поля, существованием ярких элементов, имеющих несколько меньшие значения поля. Это приведет к смещению эффективного центра тяжести  $\sigma$ -компоненты зеемановского тришета. При этом сравнение теоретических и эмпирических кривых может само по себе стать довольно тонким методом исследования структуры поля в пятне и в активной области. Калибровочные кривые для двухкомпонентной модели были рассчитаны Обридко (1968в, 1980).

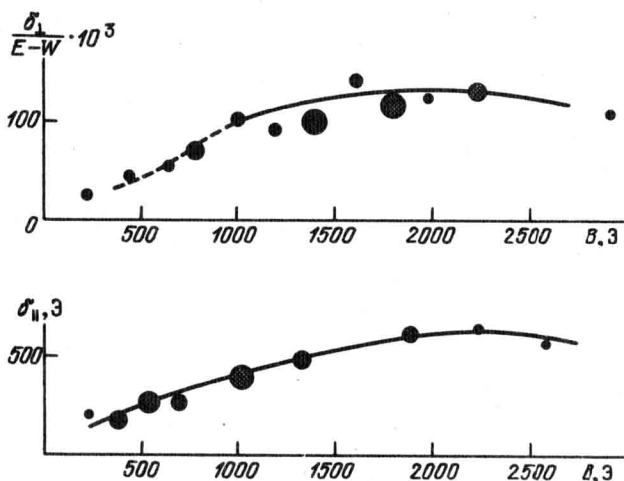


Рис. 23. Сопоставление теоретических калибровочных кривых в неоднородной модели с наблюдениями А.Б. Северного.



В двухкомпонентной среде сигналы магнитографа (в схеме КраО) записываются следующим образом:

$$\delta_{\parallel} = \frac{(1 - \alpha)f_1^{(1)}\varphi_1^{(1)}\cos\gamma^{(1)} + \alpha f_1^{(2)}\varphi^{(2)}\cos\gamma^{(2)}}{(1 - \alpha)\varphi^{(1)} + \alpha\varphi^{(2)} + \beta}, \quad (5.2)$$

$$\delta_{\perp} = \frac{(1 - \alpha)f_2^{(1)}\varphi^{(1)}\sin^2\gamma^{(1)} + \alpha f_2^{(2)}\varphi^{(2)}\sin^2\gamma^{(2)}}{(1 - \alpha)\varphi^{(1)} + \alpha\varphi^{(2)} + \beta}. \quad (5.2)$$

Здесь  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$  — сигналы продольного и поперечного поля,  $\varphi$  — относительная интенсивность в долях интенсивности фотосферы,  $\gamma$  — угол магнитного поля с лучом зрения,  $f_1$  и  $f_2$  — калибровочные кривые для однородных моделей, верхние индексы 1 и 2 относятся к горячей и холодной компонентам соответственно. В формулах (5.1), (5.2) принято, что рассеянный свет  $\beta$  неполяризован. Предполагалось, что  $B^{(2)} = B^{(1)}/2$  (см. раздел 5.1). Для сравнения из наблюдений Северного отобраны только наиболее достоверные значения ("данные строгого отбора", по выражению Северного; см. рис. 8 в его работе).

На рис. 23 показаны результаты этого сопоставления. Видно, что теоретические кривые очень хорошо согласуются с эмпирическими точками.

Штауде (1969) также показал, что неоднородности могут быть ответственными за различие эмпирических и теоретических калибровочных кривых.

Очень хорошее согласие расчетных кривых и наблюдений на рис. 23 не следует переоценивать. Некоторые характеристики расчетных кривых могут меняться, наблюдения также обременены ошибками. Однако принципиальным является то, что смещение максимума эмпирических калибровочных кривых не удастся объяснить в рамках однородных моделей и оно легко получается в неоднородной модели.

### 5.7. О природе ярких образований в тенях солнечных пятен

Возможны два объяснения природы ярких элементов в тени пятна. Это могут быть относительно неглубокие образования, взвешенные внутри вещества тени и никак не связанные с подложкой под пятном (Уилсон, 1969а, б). В этом случае перенос энергии внутри элементов и их разогрев, очевидно, должны осуществляться какими-либо нерадиационными механизмами. Один из возможных механизмов — джоулевская диссипация в малых объемах — рассмотрен Копецким и Обридко (1968) и дает слишком слабый нагрев. Температура светлых элементов получается всего лишь на 300 К больше, чем в холодной среде. Однако картина взвешенных горячих и плотных образований в разреженном холодном веществе пятна кажется несколько искусственной, хотя обнаруженное Аджабширзаде и Кучми (1981) отсутствие эффекта сокращения ярких точек к лимбу и говорит в пользу этой картины. Все предложенные механизмы разогрева имеют свои недостатки (Уилсон, 1969б). Непонятно, почему нерадиационные механизмы дают яркость этих элементов, близкую к яркости невозмущенной фотосферы. Совершенно неясна гидродинамическая устойчивость таких

элементов. Наконец, такая модель объясняет только факт существования ярких элементов и оставляет без объяснения остальные их свойства. Более привлекательной представляется модель, в которой горячие элементы уходят вглубь и связаны с горячим веществом в основании пятна. Кучми и Аджабширзаде (1981) показали, что яркость светлых элементов падает с приближением к лимбу, из чего следует вывод о том, что эти элементы представляют собой протяженные по глубине образования.

Можно было бы предположить, что яркое образование представляет собой просто место меньшей концентрации жгутов магнитного поля, и мы видим почти неизменную фотосферу. Однако такая простая статическая модель тоже имеет свои недостатки. Лучистый перенос эффективен только до глубин в несколько сот километров. Ниже должен существовать другой механизм переноса, который мог бы переносить энергию в узкой (шириной около 300 км) полости. Обычная конвекция в таких условиях малоэффективна, и, значит, эта полость не может быть элементом обычной фотосферы. Нужна другая, более сложная динамическая модель.

С другой стороны, общая качественная близость системы светлых элементов со структурой грануляции в невозмущенной фотосфере, естественно, наводит на мысль, что эти два явления имеют общую природу.

**5.7.1. Светлые элементы как отражение конвекции в глубоких слоях тени, качественная модель.** Качественная модель возникновения светлых элементов в пятне предложена Обридко (1974в). По этой модели светлые элементы являются отражением конвекции в глубоких слоях пятна.

В соответствии с гипотезой Бирмана пониженная температура пятна объясняется тем, что магнитное поле меняет свойства конвекции и ослабляет перенос энергии из глубоких слоев Солнца вверх к фотосфере. Обычное условие конвективной неустойчивости  $\nabla > \nabla_{\text{ad}}$  в присутствии магнитного поля заменяется другим:  $B^2 / (B^2 + 8\pi p_g) < \nabla - \nabla_{\text{ad}}$ . Здесь  $\nabla$  — средний температурный градиент в среде  $d \lg T / d \lg p_g$ ,  $\nabla_{\text{ad}}$  — адиабатический градиент. В верхних слоях пятна, где  $B^2 > 8\pi p_g$ , конвективная неустойчивость существовать не может. Однако с глубиной соотношение магнитного и газового давления меняется. Магнитное поле растет с глубиной довольно медленно. На глубине  $2 \cdot 10^3$  км магнитное поле увеличивается не более чем в 2 раза. Газовое давление на той же глубине увеличивается на 3 порядка по сравнению с верхними слоями пятна. Таким образом, начиная с некоторой глубины, магнитное поле уже не может препятствовать конвективным движениям. На этой глубине температура и давление под пятном и в фотосфере должны выравниваться. Реально, по-видимому, происходит даже большее; температура и давление под пятном выше, чем в окружающей фотосфере (Пономаренко, 1972). Стабилизировать этот разогрев может перенос энергии волнами в стороны и прорыв горячего вещества вверх через конвективно-устойчивую часть пятна.

Таким образом, на глубине около  $2 \cdot 10^3$  км (в дальнейшем эту глубину будем обозначать  $z_2$ ) возникает переходный слой между конвективно-устойчивой зоной в пятне и областью разрешенной конвекции под пятном. В этом переходном слое могут возникать конвективные ячейки. При возникновении ячейки магнитное поле выносится движениями на границы ячейки (если поле сконцентрировано в жгутах, то это только облегчает

задачу). Магнитное поле за пределами ячейки усиливается, над ячейкой возникает полость с пониженной напряженностью магнитного поля.

Элемент с характерными размерами, меньшими, чем ширина полости, поднимается снизу к уровню  $z_2$  с непогашенной до нуля скоростью. Выше уровня  $z_2$  элемент движется по инерции, кроме того, его несколько ускоряет сила Архимеда. Расходящееся магнитное поле создает разрежение в среде, помогающее проникновению элемента вверх. Элемент имеет некоторую возможность расширяться, но не более чем до стенок ячейки. Кроме того, он может неограниченно расширяться по высоте.

В нижних слоях трубки потери элемента на излучение незначительны,  $\delta F/F = 10^{-4}$ . На глубине  $z \sim 300$  км элемент начинает быстро тормозиться. Резко усиливаются потери на излучение: горизонтальная оптическая толщина элемента  $\ll 1$ . Элемент тормозится также поперечным магнитным полем верхних слоев. На уровнях  $z < 300$  км перенос осуществляется уже излучением.

Таким образом, общая схема возникновения, развития и гибели яркого образования в пятне состоит из следующих этапов:

1. В глубоких слоях пятна, где температура выше, чем в окружающей пятно фотосфере, может возникать конвективная ячейка. Энергия поперечных движений в ячейке больше энергии магнитного поля. Силовые линии раздвигаются, образуется разрежение, в образовавшуюся полость со слабым магнитным полем поднимается вещество снизу.

2. В образовавшейся полости со слабым магнитным полем условия для переноса энергии близки к условиям в невозмущенной фотосфере, соответственно и яркость элемента близка к яркости невозмущенной фотосферы.

3. Усиленный перенос энергии понижает температурный градиент в полости. Температура в глубоких слоях полости становится ниже, чем в окружающей пятно фотосфере. Энергия движений падает, магнитное поле, расширяясь, прекращает приток энергии снизу. Яркое образование, постепенно высветляясь, перестает существовать. Поскольку вся картина нестационарная, должен существовать большой разброс яркостей, времен жизни и характерных размеров.

У старых пятен перегрев нижней части настолько велик, что приводит к возникновению конгломератов ярких элементов — световых мостов, что является предвестником предстоящего распада пятна.

Рассмотренный механизм качественно близок к механизму колебательной конвекции и может рассматриваться как один из ее типов.

**5.7.2. Грануляция в фотосфере и в тени пятна, основные механизмы.** Светлые элементы в тени пятна напоминают картину грануляции в невозмущенной фотосфере. Некоторые авторы (см. гл. 1) просто называют их гранулами в тени пятна.

Следует, однако, иметь в виду, что характерные свойства светлых элементов в тени пятна не полностью совпадают со свойствами гранул. Кроме общего подобия картины, можно отметить также близость характерных расстояний: светлые элементы, как и фотосферные гранулы, удалены друг от друга на расстояние  $\sim 2''$ , их количество на равной площади одинаково в пятне и в фотосфере, скорость и в гранулах, и в светлых элементах тени направлена вверх. Однако характерные размеры светлых элементов значи-

тельно меньше. Для светлых элементов в тени они составляют  $\leq 300$  км, для гранул 900–1100 км. Температура в светлых элементах тени на 1000–1500 К выше, чем в окружающем веществе, тогда как различие температур между гранулами и межгрануляционным пространством в среднем значительно меньше.

Значительно отличаются также времена жизни гранул и светлых элементов. Время жизни гранул  $\sim 8$  минут, время жизни светлых элементов тени  $\geq 30$  минут. Это различие, по-видимому, связано с тем, что, как уже говорилось выше, магнитное поле в пятне сдвигает уровень разрешенной конвекции на большие глубины. Время жизни конвективного элемента можно оценить следующим образом. Для оценки можно считать, что конвективная ячейка имеет форму вертикального круга с диаметром, равным локальной шкале высот. При этом время жизни элемента равно половине периода циркуляции газа в ячейке. Пользуясь моделью конвективной зоны Спруита (1977), можно оценить этот период: для гранул — 14 минут, для супергранул — 48 часов, что дает времена жизни, близкие к наблюдаемым.

Из аналогичного расчета для глубины 2 – 3 тыс. км можно получить, что полный период циркуляции составляет 70 – 90 мин. Это дает время жизни конвективного элемента на этой глубине 35 – 45 мин. Как уже говорилось выше, именно на этой глубине расположен в пятне верхний ярус конвекции, и, таким образом, мы приходим к важному выводу о совпадении времени жизни светлых элементов в тени пятна со временем жизни конвективных элементов в верхнем ярусе конвективной зоны под пятном.

Ситуация в тени пятна во многих отношениях аналогична тому, что имеет место в невозмущенной области. Обычная циркуляционная конвекция в невозмущенной области эффективна до глубин  $\sim 300$  км. Выше этого уровня находится конвективно-устойчивая зона, в которой перенос осуществляется излучением. Однако наблюдение гранул, имеющих, по-видимому, конвективное происхождение, указывает на то, что конвекция как-то проникает в конвективно-устойчивую зону. Этот эффект представляет собой "перелет" (overshooting) конвективных элементов в устойчивую область — проникающая конвекция (см. Каплан и др., 1977). Конвективный элемент "выстреливается" вверх, не образуя замкнутой циркуляционной ячейки. Поскольку элемент вверх и вниз движется по одному и тому же пути, этот эффект аналогичен колебательной конвекции и математически может быть описан теми же формулами.

В этой же зоне возникают и явления типа волновой турбулентности, например, 5-минутные колебания, которые малосущественны для теплового режима фотосферы, но, возможно, играют значительную роль в нагреве хромосферы.

Таким образом, структурность конвективно-устойчивой зоны и перенос энергии в невозмущенной атмосфере определяются разными механизмами: грануляция вызывается проникающей конвекцией, а перенос энергии осуществляется излучением.

В тени пятна собственно конвективно-устойчивая зона, где перенос энергии осуществляется в основном излучением, также простирается до глубин  $z_1 \sim 300$  км. Ниже вплоть до  $z_2 \sim 2000 - 3000$  км находится область, где запрет на обычную циркуляционную конвекцию накладывает магнитное поле. Еще ниже находится область, где магнитное поле

уже не может сдерживать обычную циркуляционную конвекцию. Толщина слоя, где совершается этот переход, невелика: на глубине  $z \sim 2000$  км в тени пятна  $p_g \approx B^2/8\pi$ , а на глубине  $z \sim 3000$  км  $8\pi p_g/B^2 \sim 10$ . Начиная с глубины  $z_2 \sim 2000 - 3000$  км и вплоть до  $z_1 \sim 300$  км, перенос энергии может осуществляться колебательной конвекцией (Сыроватский и Жугжда, 1967; Жугжда, 1970а, б). В этих работах выведено уравнение, определяющее собой возникновение колебательной конвекции для среды с сильным магнитным полем ( $B^2/8\pi \gg p_g$ ), получено аналитическое решение. При нулевых граничных условиях на верхней и нижней границе получены собственные частоты свободной колебательной конвекции без учета возможного возбуждающего действия конвекции нижележащих слоев. Показано, что такая свободная колебательная конвекция является эффективным переносчиком энергии в зоне, где обычная циркуляционная конвекция запрещена. На первый взгляд кажется, что именно эта свободная колебательная конвекция и может объяснить светлые элементы в тени пятна. Однако это, по-видимому, неверно.

1. Минимальная частота свободной колебательной конвекции определяется выражением  $\omega = \frac{c_0(z_2)}{2(z_2 - z_1)} \xi_{ni}$ , где  $c_0(z_2)$  — скорость звука на нижней границе,  $\xi_{ni} \geq 4$  зависит от номера гармоники и условий в пятне. При  $z_2 - z_1 \approx 2 \cdot 10^3$  км,  $c_0(z_2) \approx 20$  км/с имеем  $\omega > 2 \cdot 10^{-2} \text{с}^{-1}$ , в то время как наблюдаемое время жизни светлых элементов (30 минут) соответствует  $\omega \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{с}^{-1}$ . Для получения соответствия между наблюдаемым и расчетным временами жизни приходится допустить  $z_2 \geq 2 \cdot 10^4$  км. Но на таких глубинах  $B^2/8\pi p_g \approx 10^{-4}$ , нарушается основное ограничение задачи, и уравнение колебательной конвекции становится неверным.

2. Жугжда показал, что время возникновения светлого элемента составляет  $\sim 10$  с, а  $\Delta T \ll 10^3 \text{К}$ . Это много меньше, чем наблюдаемые значения  $2 \cdot 10^3 \text{с}$  и  $2 \cdot 10^3 \text{К}$  соответственно.

**5.7.3. Вынужденная колебательная конвекция.** Схему образования тонкой структуры, качественно рассмотренную в 5.7.1, можно описать с помощью механизма вынужденной колебательной конвекции, в котором соединяются основные достоинства обычной циркуляционной конвекции и свободной колебательной конвекции (Обридко, 1979а).

Основное уравнение колебательной конвекции:

$$\xi^2 \frac{d^2 W}{d\xi^2} + L\xi \frac{dW}{d\xi} + \left[ \frac{M}{4} \xi + N \right] W = 0. \quad (5.3)$$

Здесь  $W$  — вертикальная компонента скорости,

$$M = \sigma^2 \gamma \frac{\sigma + q}{\gamma\sigma + q}, \quad \xi = \frac{4\mu z}{\gamma R \beta}, \quad N = -n \frac{q}{\gamma\sigma + q}, \quad (5.4)$$

$$1 - L = -n + \frac{q}{\gamma\sigma + q}, \quad \alpha = \pm \frac{n + q}{\gamma\sigma + q}, \quad n = \frac{\mu g}{R\beta} - 1,$$

$\gamma$  — отношение теплоемкостей,  $\mu$  — молекулярный вес,  $R$  — газовая постоянная,  $\beta$  — градиент температуры,  $n$  — индекс политропы,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $q$  — обратное время высвечивания.

Будем предполагать, что вертикальная скорость  $W$  на верхнем и нижнем уровне не равна нулю:

$$W|_{z=z_1} = W_1 \sin(\Omega t + \lambda), \quad W|_{z=z_2} = W_2 \sin(\Omega t + \lambda). \quad (5.5)$$

Тогда после некоторых преобразований с учетом того, что при  $\Omega < 10^{-3}$   $|\sqrt{M}\xi^{1/2}| \ll 1$ , имеем

$$W = W_1 \left(\frac{x}{x_1}\right)^{-n} \sqrt{\frac{1 + x^{2(a+n)} - 2x^{a+n} \cos b \ln x}{1 + x_1^{2(a+n)} - 2x_1^{a+n} \cos b \ln x_1}} \sin(\Omega t + \lambda + \varphi_1) - \\ - W_2 \sqrt{\frac{x_1^{2a} x^{-2n} + x_1^{-2n} x^{2a} - 2x_1^{a-n} x^{a-n} \cos b \ln \frac{x}{x_1}}{x_1^{2a} + x_1^{-2n} - 2x_1^{-n} x_1^a \cos b \ln x_1}} \times \\ \times \sin(\Omega t + \lambda - \varphi_2) + W_0. \quad (5.6)$$

Здесь  $W_0$  — сумма членов, соответствующих свободной колебательной конвекции,  $x = z/z_2$ ,  $x_1 = z_1/z_2$ ,

$$\left(\frac{x}{x_1}\right)^{-n} = \frac{\rho_0(z_1)}{\rho_0(z)}, \quad a = \frac{q^2}{q^2 + \gamma^2 \Omega^2}, \quad b = \frac{q\gamma\Omega}{q^2 + \gamma^2 \Omega^2}. \quad (5.7)$$

Второй член в правой части (5.6) в поверхностных слоях ( $x \sim x_1$ ) стремится к нулю и несущественно меняет картину явления по сравнению со свободной колебательной конвекцией. Первый член описывает выброс вещества со скоростью, растущей вверх.

Вычислим теперь  $T'$  — величину отклонения температуры от средней. Можно показать, что (Жугжда, 1970б)

$$T' = -\beta e^{-qt} \int \left( \beta W + (\gamma - 1) \beta z \frac{dW}{dz} \right) e^{qt} dt. \quad (5.8)$$

Учитывая в формуле (5.6) только первый член в правой части, получим

$$T'_1 = W_1 \frac{\rho_0(z_1)}{\rho_0(z)} \cdot \frac{\mu\gamma g(\nabla - \nabla_{ad})}{R\sqrt{q^2 + \Omega^2}} \times \\ \times \sqrt{\frac{1 + x^{2(a+n)} \left(\frac{p}{\delta}\right)^2 - 2x^{a+n} \left(\frac{p}{\delta}\right) \cos(b \ln x + \varphi_3)}{1 + x_1^{2(a+n)} - 2x_1^{a+n} \cos b \ln x_1}} \sin(\Omega t + \lambda - \varphi_4). \quad (5.9)$$

Здесь мы воспользовались тем, что в политропной атмосфере

$$\nabla - \nabla_{ad} = [1 - n(\gamma - 1)] \cdot \frac{R\beta}{\mu\gamma}, \quad (5.10)$$

и ввели обозначения

$$\delta = 1 - n(\gamma - 1), \quad p = \gamma \sqrt{\frac{q^2 + \Omega^2}{q^2 + \gamma^2 \Omega^2}}, \quad \sin \varphi_3 = \frac{q\Omega(\gamma - 1)}{\sqrt{(q^2 + \Omega^2)(q^2 + \gamma^2 \Omega^2)}}. \quad (5.11)$$

Выражение (5.9) показывает, что в среде с суперрадиабатическим градиентом температуры движущийся вверх элемент ( $W_1 < 0$ ) будет более горячим, чем окружающая среда. В поверхностных слоях ( $x \ll 1$ ) протяженного слоя ( $x_1 \ll 1$ ) выражение (5.9) упрощается:

$$T'_1 \approx W_1 \frac{\rho_0(z_1)}{\rho_0(z_2)} \frac{\mu \gamma g (\nabla - \nabla_{\text{ad}})}{R \sqrt{q^2 + \Omega^2}} \sin(\Omega t + \lambda - \varphi_4), \quad (5.12)$$

где

$$\cos \varphi_4 = \frac{q}{\sqrt{q^2 + \Omega^2}}. \quad (5.13)$$

Для сравнения запишем  $T'_2$ , соответствующее второму члену правой части формулы (5.6):

$$T'_2 \approx W_2 \frac{x^a \beta \gamma}{\sqrt{q^2 + \gamma^2 \Omega^2}} \sin(\Omega t + \lambda - b \ln x + \varphi_5), \quad (5.14)$$

где

$$\cos \varphi_5 = \frac{q}{\sqrt{q^2 + \gamma^2 \Omega^2}}. \quad (5.15)$$

Значение скорости  $W_1$  и частота  $\Omega$  известны из наблюдений ( $-3$  км/с и  $2 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ ). Скорость  $W_2$  на нижней границе  $z_2 \approx 2 \cdot 10^3$  км можно взять из модели конвективной зоны Спруита (1974, 1977) ( $\sim 0,8$  км/с). Значение  $\nabla - \nabla_{\text{ad}}$  в этой модели в верхних слоях составляет  $\geq 2 \cdot 10^{-2}$ . Тогда при  $x = x_1 = 0,1$  имеем для  $q = \Omega$   $T'_1 > 10^3$  К в согласии с наблюдениями. В то же время при  $q \approx \Omega$  значение  $T'_2 \approx 400$  К. Увеличение  $q$  сильнее сказывается на  $T'_2$ , чем на  $T'_1$ .

Таким образом, как и в невозмущенной области, структурность конвективно-устойчивой зоны тени пятна определяется овершутинг-эффектом, при этом его можно математически описать как вынужденную колебательную конвекцию.

## 5.8. Заключение

Таким образом, природа тонкой структуры в тени пятна связана с комбинацией обычной циркуляционной и колебательной конвекции. Два других возможных механизма могут объяснить только отдельные стороны явления. Один из этих механизмов — джоулевская диссипация (или какой-либо более общий механизм перехода энергии магнитного поля в тепло) — не может дать требуемую яркость, однако естественным образом объясняет специфическое отсутствие перспективного сокращения ярких элементов в тени пятна — эффект, который, впрочем, еще подлежит проверке. Другой механизм — свободная колебательная конвекция — не дает требуемых времен жизни ярких элементов. В настоящее время Жугжда (1984) разработал обобщение механизма колебательной конвекции, который в принципе может дать требуемые времена жизни ярких элементов. Такая обобщенная колебательная конвекция может быть эффективной как в сильном так

и в слабом магнитном поле и может существовать до глубин  $\sim 5 \cdot 10^4$  км. При этом различные моды колебаний не являются независимыми и при распространении волны наружу переходят одна в другую. Точных расчетов такой комбинированной колебательной конвекции пока нет.

Достоинством описанного в этой главе механизма вынужденной колебательной конвекции является то, что он естественным образом объясняет разные стороны явления:

1. Существование тонкой структуры.
2. Яркость светлых элементов в тени пятна.
3. Пониженные значения магнитного поля в светлых элементах и в световых мостах.
4. Увеличение наклона поля к вертикали в светлых элементах.
5. Связь светлых элементов и световых мостов с динамическими явлениями в пятнах, их устойчивостью и распадом.
6. Морфологическое сходство светлых элементов в тени пятна и грануляции.

Прямым следствием такого механизма является структура магнитного поля типа "спагетти". Такая структура была описана Могилевским и др. (1967). Более подробное изучение механизма, приводящего к возникновению такой системы поля, в общих чертах сходного с описанным выше, дано Паркером (19796). Мы рассмотрим эту структуру поля позднее в главе 11.

## ГЛАВА 6

### ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ПОЛУТЕНИ И В ОКРЕСТНОСТЯХ ПЯТНА

Основные характеристики полутени: яркость в непрерывном спектре, магнитное поле, а также описание фотометрической структуры полутени даны ранее в главах 1, 2, 4. В этой главе мы уделим основное внимание специфическим свойствам полутени: тонкоструктурности магнитного поля, эффекту Эвершеда, роли полутени вообще и эффекта Эвершеда в частности в устойчивости солнечного пятна.

#### 6.1. Тонкая структура магнитного поля в полутени

На спектрограммах Беккерса и Шрётера (1969), снятых при очень хорошем качестве изображения, в темных элементах полутени зарегистрировано более сильное поле, чем в светлых волокнах. Темной компоненте соответствуют большие углы  $\gamma$ . К такому же выводу пришел Гарви (1971). Противоположное соотношение напряженностей было зафиксировано Маттигом и Мельтретером (1967), однако их наблюдения относились к пятну, расположенному у края диска. По-видимому, в межволоконных промежутках полутени имеет место сильное почти горизонтальное поле.

Абдусаматов (1976) подтвердил преимущественную концентрацию сильного поля в темных элементах, оценив его напряженность в 1800 – 1900 Э. Однако при этом оказалось, что в светлых волокнах поле также весьма за-



метное — всего на 200 — 400 Э слабее (стоит упомянуть, что из пяти исследованных пятен четыре находились вблизи центра диска). Следовательно, поле в ярких волокнах является достаточно сильным, чтобы обеспечить вытянутую форму волокна.

## 6.2. Однородные модели полутени

Полутень отличается от тени более ярко выраженной тонкой структурой и твердо установленным наличием крупномасштабных движений (поток Эвершеда). Вместе с тем возможность непосредственного изучения элементов тонкой структуры появилась сравнительно недавно, и, как мы видели из предыдущих разделов, результаты пока скудны. В частности, почти нет сведений о спектрах, полученных с достаточным пространственным разрешением. Большинство фотометрических измерений пока относится к пространственно усредненной картине. В таких условиях понятие "однородная модель" полутени в значительной мере имеет формальный смысл. Не было бы ничего удивительного, если бы разные авторы на основании различных методов анализа приводили резко отличающиеся друг от друга сведения о подобных "моделях". Приходится, однако, удивляться противоположному факту: две известные в настоящее время модели однородной полутени сравнительно хорошо согласуются друг с другом, а некоторые их аспекты не противоречат и данным о распределении тонкоструктурных элементов. На рис. 24 показаны зависимости  $\Theta = 5040/T$ ,  $\lg p_e$  и  $\lg p_g$  от  $\lg \tau$  в моделях Макиты (1963), Мое и Мальтби (1969). Макита находил электронное давление по эквивалентным ширинам слабых линий, а газовое давление — по известным электронному давлению, температуре и химическому составу. Мое и Мальтби использовали уравнение гидростатического равновесия.

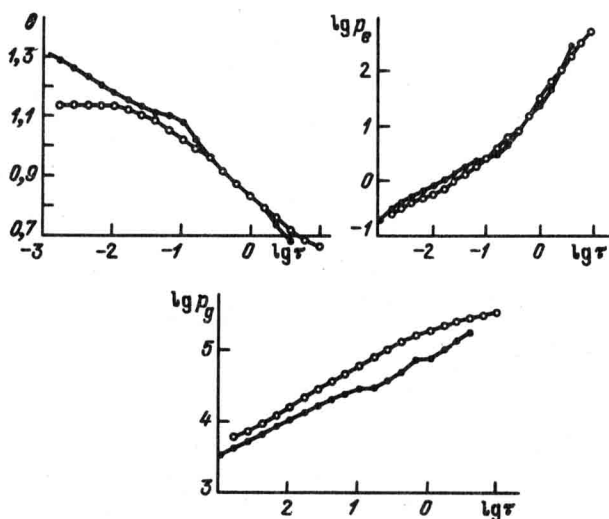


Рис. 24. Зависимость  $\Theta$ ,  $p_g$  и  $p_e$  от  $\tau$  в моделях полутени Макиты (точки) и Мос-Мальтби (кружки).

Несмотря на такое различие применяемых методов, обращает на себя внимание почти полное совпадение кривых  $p_e(\tau)$ .

Анализ эквивалентных ширин в спектре полутени большого устойчивого пятна выполнили Шлейхер и Шрётер (1971). Метод кривых роста и непосредственное сравнение вычисленных и наблюдаемых эквивалентных ширин привели авторов к заключению, что модель Мое и Мальтби является хорошей рабочей моделью, способной дать правильное описание непрерывного и фраунгоферова спектров полутени.

Получилось странное положение, когда объект, о котором заведомо известно, что он связан со сложными динамическими процессами и изогнутыми силовыми линиями магнитного поля, ведет себя так, как будто в нем полностью соблюдаются условия гидростатического равновесия.

Согласие однородной модели для полутени с наблюдениями довольно хорошее и даже лучше, чем для некоторых однородных моделей тени. Однако ряд данных все же требует учета тонкой структуры вещества полутени (см. раздел 6.7).

### 6.3. Тепловой режим тени и полутени пятна

Широко распространено представление о том, что прозрачные модели тени пятна вблизи лимба дают нереальное распределение интенсивности. В то же время обычно считается, что в плотных моделях этот недостаток автоматически устраняется. Это второе утверждение является совершенно неверным и связано с недооценкой роли бокового переноса энергии в тень пятна из окружающей его горячей фотосферы.

Так, Иенсен и Мальтби (1965) рассмотрели оптические свойства нескольких моделей пятен. При этом они учитывали, что в прозрачных моделях при наблюдениях вдали от центра диска значительный вклад в выходящее излучение дает излучение окружающих пятно горячих слоев фотосферы. Оказалось, что прозрачные модели приводят к нереальному распределению интенсивности в пятне (вблизи лимба яркость пятна значительно превосходит яркость невозмущенной фотосферы). В плотных моделях такого эффекта не возникает. Однако действительное положение вещей еще сложнее ввиду значительного потока энергии, поступающего в тень пятна из окружающей фотосферы (Обридко и Бадалян, 1977; Обридко и др., 1979).

Как было показано выше, анализ наблюдений эффекта Вильсона приводит к выводу о сдвиге нуля-пункта шкалы оптических глубин в тени пятна по сравнению с невозмущенной фотосферой. Согласно мнению большинства исследователей, этот сдвиг составляет  $350 \div 600$  км. В плотных моделях уровень  $\tau = 1$  достигается на глубинах, соответствующих фотосферной глубине  $500 \div 600$  км. Для разреженных моделей этот уровень еще на 1000 км (и более) глубже. Таким образом, пятно оказывается погруженным в горячую конвективную зону, находящуюся под невозмущенной фотосферой ( $T \geq 10^4$  К).

Роль горячего окружения сводится не только к дополнительному вкладу в выходящее излучение при больших позиционных углах, но, что гораздо важнее, к прогреву вещества тени. В результате прогретое пятно даже в центре диска должно было бы давать нереальное распределение интенсивности.

При этом значительная часть тени пятна оказывается прогретой сильнее, чем фотосфера на той же оптической глубине  $\tau = 1$ . Эта часть пятна будет выглядеть более яркой, чем окружающая фотосфера, даже при наблюдениях в центре диска.

Таким образом, с учетом сдвига нуля-пункта шкалы оптических глубин даже плотная модель тени пятна приводит к нереальному профилю выходящего излучения тени и не согласуется с наблюдениями. Единственная возможность устранить указанное противоречие состоит в предположении, что вблизи границы тень — фотосфера образуется защитная оболочка, в которой температура, как в тени пятна, а плотность, как в невозмущенной среде на данной геометрической глубине. В этой оболочке конвекция должна быть сильно подавлена, а перенос энергии должен осуществляться в основном излучением.

Можно было бы допустить, что роль такой защитной оболочки играет полутень. Однако это простое предположение наталкивается на ряд трудностей. Расчеты показали, что защитная оболочка должна быть узкой, а полутень, по-видимому, является поверхностным образованием.

#### 6.4. Изолирующая защитная оболочка вокруг тени пятна

Покажем, что полутень не может простираться до больших глубин. Предположим, что конвекция под полутенью подавлена вплоть до основания лучистой зоны в тени пятна, т.е. до глубин  $\sim 700 \div 1000$  км, что соответствует оптической толщине полутени  $\geq 10^4$ . На этих глубинах под полутенью поток энергии и температура примерно такие же, как в соседней области под невозмущенной фотосферой (т.е.  $T \sim 10^4$  К). Выше этого уровня перенос энергии осуществляется излучением. Очевидно, что лучистый перенос с таких оптических глубин даст пренебрежимо малую выходящую интенсивность для полутени. Боковой прогрев окружающей фотосферы не может заметно повысить температуру внутренних частей полутени из-за высокой непрозрачности. Наши расчеты показали, что в этих условиях яркость полутени составляла бы  $< 1\%$  фотосферной, т.е. полутень оказалась бы значительно темнее, чем тень. Наблюдаемая же средняя яркость полутени составляет  $\sim 80\%$  от яркости невозмущенной фотосферы.

Можно было бы получить наблюдаемую яркость полутени, если ввести дополнительное допущение, что под полутенью имеется повышенный поток энергии, больший, чем под невозмущенной фотосферой и под тенью на той же геометрической глубине. Расчеты, однако, показывают, что для получения сравнимой с наблюдениями яркости полутени необходимо, чтобы на глубине 700 км достигалась температура  $5 \cdot 10^4$  К. Возможность установления столь высокой температуры представляется весьма проблематичной. Более того, при таком повышении температуры, в 5 — 6 раз по сравнению с невозмущенной областью, и соответствующем увеличении газового давления само предположение о полной остановке конвекции под полутенью оказывается сомнительным, так как для этого потребовалось бы магнитное поле  $> 10^4$  Э. При этом должно возникнуть нарушение горизонтального баланса давлений на границе тень — полутень и полутень — фотосфера.

Таким образом, мы приходим к следующим выводам:

1. Полутень по своим термодинамическим характеристикам и локализации механизмов переноса энергии близка к невозмущенной фотосфере. Под полутенью, вплоть до обычных глубин  $\sim 300$  км, находится зона свободной конвекции. Магнитное поле в этой области должно быть существенно меньше, чем в тени пятна.

2. Защитный слой с лучистым переносом энергии расположен между тенью и полутенью, и ширина его достаточно мала.

### 6.5. Физические условия в защитной оболочке, ее роль в устойчивости пятна

Модель пятна с полутенью можно представить следующим образом (рис. 25). Тень пятна, магнитное поле в которой имеет напряженность  $\sim 3 \cdot 10^3$  Э, погружена на глубину  $350 \div 600$  км. В этой области магнитное поле представляет собой скопление магнитных жгутов. Жгуты образуют систему типа "спагетти". В маломагнитной области между жгутами вынужденная колебательная конвекция эффективно переносит энергию и проявляется на поверхности в виде ярких точек тени. В непосредственно прилегающей к тени области конвективный перенос становится неэффективным. Это связано с тем, что вертикальное магнитное поле препятствует горизонтальному движению вещества в окружающей области на расстоянии в несколько длин пути перемешивания и в этой зоне конвективные ячейки либо не образуются, либо их размеры значительно уменьшены. Вследствие этого резко уменьшается конвективный поток. Таким образом, вблизи тени пятна возникает узкий слой шириной в несколько сотен километров, в котором, несмотря на резкое уменьшение магнитного поля, конвективный перенос все еще несуществен, и энергия переносится в основном излучением. Газовое давление и, следовательно, нуль-пункт шкалы оптических глубин в этом тонком слое те же, что и в невозмущенной фотосфере. Именно этот тонкий слой и играет роль оболочки, препятствующей прогреву тени пятна горячим окружающим веществом. Толщина оболочки

меняется с глубиной и везде меньше 100–200 км. При такой толщине слоя боковой перенос излучения приводит к плавному монотонному ходу температуры между полутенью и тенью.

Полутень представляет собой поверхностное образование толщиной в несколько сотен километров, где перенос энергии осуществляется в основном излучением, как и в невозмущенной области. Под этим обра-

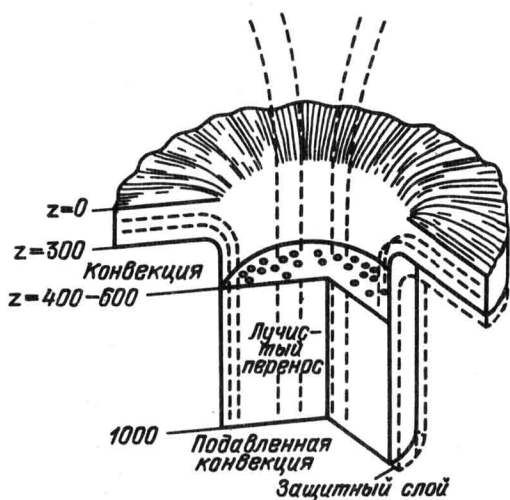


Рис. 25. Схема пятна.

зованием находятся слои с почти неизменной конвекцией. Магнитное поле в полутени очень сильно наклонено к нормали, угол вектора поля с нормалью достигает  $70 \div 90^\circ$ . Эти магнитные силовые линии исходят из узкой пограничной зоны пятна шириной  $100 \div 300$  км, в которой происходит переход между нуль-пунктами шкалы оптических глубин в полутени и тени.

Прижатость силовых линий к поверхности определяет собой самый факт существования видимой в белом свете полутени. Поскольку все магнитное поле полутени исходит из тени пятна и под полутенью магнитного поля нет, из геометрических соображений с учетом малой вертикальной и большой горизонтальной протяженности полутени следует, что угол поля с нормалью должен быть очень большим. При этом силовые линии полутени исходят из узкой пограничной зоны вокруг тени пятна, ширина которой —  $100 - 300$  км. Внутри этой зоны происходит переход между нуль-пунктами шкалы оптических глубин в полутени и тени, причем поверхности равных оптических глубин не горизонтальны, а наклонены к нормали на угол  $\sim 45^\circ - 60^\circ$ .

Легко видеть, что изолирующий защитный слой не может находиться в состоянии гидростатического равновесия (Обридко, 1979б). В самом деле, как было показано выше, газовое давление в изолирующей оболочке  $p_g^i$  близко к газовому давлению в окружающей тень невозмущенной зоне  $p_g^{\circ}$ , а температура  $T^i$  близка к температуре тени  $T^*$  и, во всяком случае, несколько меньше, чем температура полутени  $T^P$ :

$$p_g^i \approx p_g^{\circ}, \quad (6.1a)$$

$$T^P > T^i \gtrsim T^*. \quad (6.1b)$$

Можно оценить степень отклонения от гидростатического равновесия в изолирующей оболочке, предполагая, что вильсоновская депрессия, т.е. сдвиг по высоте между уровнями с  $\tau = 1$  в фотосфере и в тени, составляет  $\gtrsim 400$  км. Тогда, сравнивая модель тени с моделью фотосферы и конвективной зоны, получим

$$\Delta = -\frac{\partial p_g^i}{\partial z} + g\rho^i \gtrsim 2 \cdot 10^{-2} \text{ дин/см}. \quad (6.2)$$

Можно получить аналитическое выражение для величины  $\Delta$ , если принять во внимание, что в окружающей пятно среде гидростатическое условие выполняется, а средняя атомная масса лишь незначительно меняется при переходе от пятна к фотосфере.

Тогда имеем

$$\Delta = -\frac{\partial p_g^i}{\partial z} + g\rho^i \approx \frac{\partial p_g^{\circ}}{\partial z} + g\rho^{\circ} + g\rho^{\circ} \left( \frac{T^{\circ}}{T^i} - 1 \right) = g\rho^{\circ} \left( \frac{T^{\circ}}{T^i} - 1 \right). \quad (6.3)$$

Степень отклонения от гидростатического равновесия можно характеризовать и величиной  $\delta g = \Delta/\rho^i$ , т.е. эффективным дополнительным ускорением силы тяжести

$$\delta g \approx g \left( 1 - \frac{T^i}{T^{\circ}} \right) \approx 10^4 \text{ см/с}^2. \quad (6.4)$$

Таким образом, отклонения от гидростатического равновесия довольно велики.

Для того чтобы выяснить природу этого эффекта, запишем  $z$ -составляющую полного уравнения движения в цилиндрической системе координат, предполагая для простоты  $v_\varphi = R_\varphi = 0$ :

$$\begin{aligned} \rho^i \left( v_\rho \frac{\partial v_z}{\partial \rho} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = & \quad (6.5) \\ = - \frac{\partial p^i}{\partial z} + \rho^i g - \frac{1}{4\pi} B_\rho \frac{\partial B_\rho}{\partial z} + \frac{1}{4\pi} B_\rho \frac{\partial B_z}{\partial \rho}. \end{aligned}$$

Отсюда

$$\delta g = \left( v_\rho \frac{\partial v_z}{\partial \rho} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{B_\rho}{4\pi\rho^i} \left( \frac{\partial B_\rho}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial \rho} \right). \quad (6.6)$$

Видно, что магнитные члены в правой части много меньше, чем  $\delta g$ . По нашему предположению, тень пятна представляет собой резко ограниченную трубку вертикальных силовых линий. Если даже это наше предположение выполняется не совсем точно, во всяком случае, величина  $B_\rho$  не может превышать  $10^3 \text{ Э}$ . По измерениям в полутени каждая из величин  $\partial B_\rho / \partial z$  и  $\partial B_z / \partial \rho$  не превышает  $1 \text{ Э/км}$ . Тогда магнитные члены в сумме не превосходят  $10^3 \text{ см/с}^2$ .

Таким образом, единственным механизмом, который может объяснить это нарушение гидростатического равновесия, является направленный поток вещества вдоль изолирующего слоя. Величина скорости  $v_z$  при этом должна расти от значений  $1 - 2 \text{ км/с}$  на глубине  $\sim 200 - 300 \text{ км}$  под уровнем  $\tau = 1$  и достигать  $6 - 8 \text{ км/с}$  на уровне  $\tau \approx 1$  в защитном слое. Примерно таков градиент нарастания скорости в конвективной зоне (Спруит, 1977) и в вынужденной колебательной конвекции (Обридко, 1979а).

Тогда имеем  $v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \approx (1 \div 2) \cdot 10^4 \text{ см/с}^2$ .

Заметим, что Гокхэйл и Цваан (1972) и затем Цваан (1978), анализируя условия устойчивости солнечного пятна, также пришли к выводу, что вокруг тени должен существовать токовый слой с горизонтальными и вертикальными потоками газа. При этом, если бы распад пятна определялся только омической диссипацией в токовом слое, то его толщина на глубине  $z > 2000 \text{ км}$  должна была бы составлять десятки метров. В более поверхностных слоях толщина токовой оболочки постепенно растет и переходит в наблюдаемую поверхностную полутень.

Природа восходящего потока на периферии тени пока не совсем ясна. Вообще говоря, в этой области как газовое, так и магнитное давления претерпевают разрыв. Это состояние является неустойчивым относительно сдвиговых движений вдоль поверхности разрыва. Наиболее вероятным нам представляется механизм вынужденной колебательной конвекции, который успешно объясняет свойства светлых элементов в тени пятна.

Восходящий поток горячего вещества, конечно, несколько меняет распределение температуры в изолирующем слое. Это увеличение, однако, не так уж велико вследствие сильного высвечивания. Аналогичная проблема

встречается при расчете температуры светлого элемента на основе вынужденной колебательной конвекции (Обридко, 1979а). Можно записать

$$\delta T \approx \frac{\mu \gamma g v (\nabla - \nabla_{\text{ad}})}{q R} \quad (6.7)$$

Здесь  $\nabla$ ,  $\nabla_{\text{ad}}$  — средний и адиабатический градиенты температуры по давлению, их разность в рассматриваемых слоях составляет  $\approx 10^{-2}$ ;  $\gamma$  — отношение теплоемкостей,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $q \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  — обратное время высвечивания. Тогда получаем  $\delta T \approx 10^3 \text{ К}$ . Эта величина слишком мала по сравнению с  $T^\circ$  (с учетом вильсоновской депрессии), она практически не изменяет наших выводов о нарушении гидростатического равновесия в изолирующем слое. В то же время эта добавка очень существенна при анализе фотометрических свойств полутени, поскольку обеспечивает яркость защитного слоя и исходящих из него волокон полутени, сравнимую с яркостью светлых элементов в тени пятна. Соловьев (1981, 1982) проанализировал структуру защитного слоя без предположения о разрыве магнитного поля внутри слоя. Оказалось, что и при наличии магнитного поля в слое не может выполняться гидростатическое равновесие. Более того, показано, что этот слой является конвективно-неустойчивым. Соловьев и Калинин (1983) рассчитали распределение магнитного поля, температуры и плотности плазмы внутри слоя. По их мнению, именно отсутствие вертикального гидростатического равновесия и приводит к возникновению направленных вверх течений плазмы. По расчетам Мордвинова (1983) природа движений в пограничном слое несколько иная. При боковом подогреве гидростатическое равновесие невозможно, и при сколь угодно малой разнице температур возникает конвективная циркуляция — газ опускается вблизи тени пятна и поднимается на некотором расстоянии от тени.

### 6.6. Эффект Эвершеда и его роль в образовании полутени

В поверхностных слоях в связи с резким падением давления силовые линии должны начать расходиться, поскольку внешнее давление уже не может удержать трубку. Однако эта расходимость меньше, чем требуется для объяснения полутени. В такой статической модели угол наклона силовых линий к нормали на внутренней границе составлял бы  $45\text{--}50^\circ$ . В этом случае уже на расстоянии 300–500 км от тени все силовые линии вышли бы за пределы относительно узкой области образования непрерывного спектра, и полутень в белом свете была бы ненаблюдаема. Именно к такому выводу и пришли Куклин и Меркуленко (1976) в попытке построить магнитоэстатическую модель пятна в области вильсоновской депрессии. Должен существовать механизм, дополнительно прижимающий силовые линии к поверхности (Даниэльсон, 1961, 1965; Галлоузэй, 1975). Этим механизмом является истечение вещества вверх вдоль изолирующего защитного слоя и далее по расходящимся силовым линиям вдоль волокон полутени. Таким образом, возникает фотосферный эффект Эвершеда.

Эффект Эвершеда исследовался неоднократно: обзор данных о нем содержится в монографии Брея и Лоухеда. Последующие результаты, не

вошедшие в монографию, получены со значительно более высоким пространственным разрешением. В некоторых работах использовались также снимки с разрешением не лучше  $2''$ , но их интерпретация производилась с учетом известного уже вклада излучения от каждой из компонент тонкой структуры.

После работ Бумбы (1960б, в), доказавшего сложную асимметричную форму линий в спектре полутени, стало ясно, что эффект Эвершеда отражает существование по крайней мере двух потоков массы и может быть объяснен только в терминах многокомпонентной модели. Некоторое время оставалось неизвестным, с какой именно из компонент связаны направленные наружу из пятна радиальные скорости. В 1968 г. Беккерс на основании изображений тонкой структуры на фильтрограммах, полученных в противоположных крыльях линии FeI, доказал, что эвершедовские скорости сосредоточены в темных элементах. Все следующие наблюдения, выполненные по разной методике, подтвердили этот результат. Среди них были спектральные исследования (Беккерс и Шрётер, 1969; Абдусаматов и Крат, 1970; Мамадзимов, 1972; Штельмахер и Вир, 1971) и анализ прямых высококачественных снимков пятен (Крат и др., 1972б; Мюллер, 1973а, б; 1976). Итогом перечисленных работ является следующая картина движений в полутени.

Темные элементы движутся наружу от внутренней границы полутени со скоростью, достигающей своего максимума —  $3-5$  км/с — вблизи внешней границы (приблизительно на расстоянии  $0,8$  радиуса пятна). Яркие зерна, из которых состоят светлые волокна, движутся по направлению к тени, иногда пересекая ее и смешиваясь с яркими точками тени. Наибольшая скорость на границе с тенью составляет  $0,5$  км/с. На спектрограммах светлая компонента участвует в образовании главной, почти несмещенной фраунгоферовой линии, темная компонента ответственна за линии-сателлиты.

Темные элементы наклонены под небольшим углом к поверхности Солнца ( $4^\circ-20^\circ$ ); по-видимому, они несколько наклонены и относительно светлых волокон. Светлые зерна опускаются в тень под углом  $5^\circ-20^\circ$ . Указанные углы по своей величине очень близки к наблюдаемым углам между направлением магнитного поля в полутени и поверхностью, но близость этих чисел еще не означает, что доказано и совпадение траекторий элементов тонкой структуры с силовыми линиями. Так, по оценкам Абдусаматова, угол магнитного поля с горизонтальной поверхностью  $\geq 11^\circ$ , а угол вектора скорости  $4,4^\circ$  (Абдусаматов, 1979б, в).

Подробное исследование поля скоростей на магнитографе выполнено Котовым (1976). Записи производились одновременно в двух линиях. Разрешение —  $9'' \times 2,5''$ . Помимо радиальной составляющей скорости, надежно измерена тангенциальная. На уровне фотосферы происходит вращение вещества со скоростью  $0,1-0,3$  км/с против часовой стрелки. Пятно находилось в южном полушарии Солнца, и циклоническое направление вращения соответствует тому, что можно ожидать в южном полушарии при преобладающем влиянии гидродинамических сил. Периферия пятна вращалась быстрее внутренних его частей. Соответствие изолиний продольных компонент  $v_{||}$  и  $B_{||}$  в данном случае свидетельствовало о вложенности магнитного поля в вещество. В хромосфере того же пятна



значительная тангенциальная скорость ( $\approx 1,3$  км/с) была направлена по часовой стрелке. Такое же значение тангенциальной скорости в полутени ( $\sim 1,5-1,7$  км/с) обнаружила Лэмб (1975). Интересно, что в последнем случае наблюдалось и вращение в тени в противоположную сторону со скоростью 0,25 км/с.

Тангенциальная составляющая эффекта Эвершеда в пятне северного полушария, направленная по часовой стрелке на фотосферном уровне, изучена Гопасюком (1977). В отличие от радиальной скорости Эвершеда, которая, как известно, сильно зависит от высоты, тангенциальная скорость сохраняется почти постоянной. Поэтому на некоторой высоте обе скорости  $v_r$  и  $v_\varphi$  могут стать равными. Если наблюдать пятно на таком расстоянии от центрального меридиана, где эффективная оптическая глубина соответствует слою равенства  $v_r$  и  $v_\varphi$ , то в этом случае обнаружится значительная завихренность. Гопасюк не нашел никакой корреляции между значениями  $v_r$  и  $v_\varphi$ , что является сильным аргументом против объяснения азимутальной составляющей скорости действием сил Кориолиса.

При наблюдениях эффекта Эвершеда неоднократно регистрировалась вертикальная, направленная вниз компонента скорости  $v_z$ . Гопасюк (1977) надежно установил ее появление, когда пятно находится в центральной ( $\pm 20^\circ$ ) зоне Солнца. Вертикальная скорость максимальна в тени (0,6 км/с) и практически исчезает на внешней границе пятна.

Движение более холодного вещества по волокнам полутени и приводит к прижатию силовых линий к поверхности.

Покажем, что слабого отклонения от гидростатического равновесия достаточно, чтобы привести к сильному прижиманию силовых линий к поверхности Солнца. Из уравнения движения в предположениях  $v_x = v_y = 0$ ,

$v \times B = 0$ ,  $\gamma \neq \frac{\pi}{2}$  можно получить уравнение

$$\frac{\partial p}{\partial z} - g\rho = -\rho v \left( \operatorname{tg} \gamma \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \operatorname{tg} \gamma \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (6.8)$$

Здесь  $\gamma$  — угол магнитного поля с вертикалью. Будем считать, что скорость  $v$  достигает максимума 5 км/с в центре изолирующего слоя и линейно падает к его границам. В полутени скорость максимальна на границе тени и полутени и уменьшается вдоль волокон полутени обратно пропорционально расстоянию от центра пятна, что не противоречит измерениям. Тогда, пренебрегая величиной  $\partial p / \partial r$ , получим

$$\Delta \approx \rho v^2 \frac{1}{r^*} \operatorname{tg} \gamma, \quad (6.9)$$

где  $r^*$  — радиус тени. Подставляя числовые значения и используя величину  $\delta g = \Delta / \rho$ , находим

$$\operatorname{tg} \gamma > 2 \cdot 10^{-3} \delta g. \quad (6.10)$$

Из (6.10) видно, что достаточно 10% отклонения от гидростатического равновесия ( $\delta g \approx 3 \cdot 10^3$  см/с<sup>2</sup>), чтобы получить  $\operatorname{tg} \gamma > 6$  и  $\gamma > 80^\circ$ .

Таким образом, поток вещества вдоль изолирующего слоя обеспечива-ет устойчивость тени пятна от горизонтального прогрева, возникновение

эффекта Эвершеда и самое существование полутени как протяженного фотометрического образования в фотосфере. Это, в частности, объясняет, почему пятна без полутени являются неустойчивыми, быстро распадающимися образованиями. Поскольку существование и свойства изолирующего слоя определяются локальными условиями вблизи границы, следует ожидать что его характеристики являются одинаковыми для всех устойчивых пятен независимо от их размеров. То же самое, вероятно, относится и к полутени: ее ширина приблизительно на порядок превышает толщину фотосферы. Таким образом, сначала с ростом пятна в целом растет полутень, затем рост полутени должен замедлиться, и для очень больших пятен (таких, как звездные пятна) полутень может иметь стандартную ширину и составлять малую часть всей площади пятна.

Можно ожидать, что с переходом к линиям, образующимся на больших оптических глубинах, эффект Эвершеда из преимущественно радиального переходит в направленное вверх течение вещества в узкой зоне вблизи внутренней границы полутени. Для обнаружения этого эффекта необходимы наблюдения на границе тень—полутень с очень высоким разрешением.

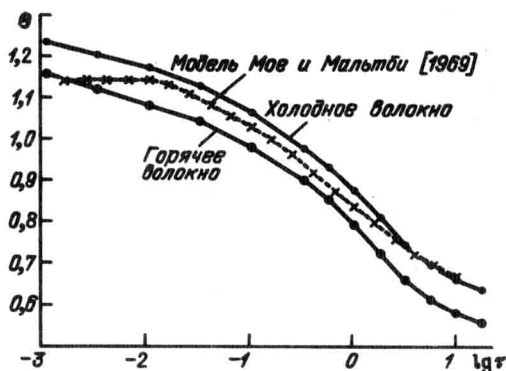
Изучение границы тень—полутень может дать очень многое для понимания физики пятна. В этом слое, где смыкаются области с резко различными термодинамическими, кинематическими и магнитными характеристиками, возможны неожиданные эффекты. Одним из них является обнаруженная Кандрашовым (19796) тенденция ярких точек на внутренней границе полутени группироваться в квадранте, более близком к лимбу. Это явление Кандрашов интерпретировал как отклонение светлых волокон полутени вблизи внутренней границы вверх, а не вниз, как это обычно предполагается. Естественно, такое объяснение противоречит всем общепринятым представлениям о структуре и динамике пятна и вызывает большие сомнения, однако сам эффект был подтвержден позднее на независимом наблюдательном материале (Кандрашов и Теплицкая, 1980).

### 6.7. Двухкомпонентные модели полутени

Как уже говорилось в разделе 6.2, согласие однородных моделей полутени с наблюдениями значительно лучше, чем для тени пятна. Однако в ряде работ был все же сделан вывод о необходимости учета двухкомпонентности вещества полутени.

Подробное исследование было выполнено Фирстовой и Теплицкой (1970). Они сравнили наблюдения эквивалентных ширин атомных линий FeI, TiI и CrI с моделями Макиты (1963) и Мое—Мальтби (1969). Оказалось, что модель Макиты сильно завышает вычисленные значения эквивалентных ширин:  $\Delta = \lg(W_{\text{выч}}/W_{\text{наб}})$  равны 0,30 для линий FeI, 0,24 для линий TiI и 0,22 для линий CrI. Среднее уклонение по 153 линиям составляет 0,27. При сопоставлении с моделью Мое—Мальтби положение значительно лучше для линий TiI ( $\Delta = -0,05$ ) и CrI ( $\Delta = 0,00$ ), но остается плохим для линий FeI ( $\Delta = 0,24$ ). Исходя из этого, Фирстова и Теплицкая пришли к выводу о желательности разработки двухкомпонентной модели.

Рис. 26. Зависимость  $\Theta$  от  $\tau$  в неоднородной модели Мое и Мальтби (1974а). Указана также средняя модель Мое и Мальтби (1969).



Обридко и Бадалян (1977) построили двухкомпонентную модель, предположив, что в холодных волокнах  $\Delta\Theta = 0,10$ , в горячих  $\Delta\Theta = 0$ , доля площади полутени, занимаемая холодными волокнами,  $\alpha'$  составляет 57%. Предполагалось, что обе компоненты

находятся в гидростатическом равновесии. Оказалось, что такая модель согласуется с наблюдениями значительно лучше, чем однородные модели Маkitы и Мое-Мальтби. Уклонение  $\lg(W_{\text{выч}}/W_{\text{наб}})$  составляет для FeI по 95 линиям  $-0,007$ , для TiI по 38 линиям  $-0,02$ , для CrI по 20 линиям  $-0,08$ . По всем 153 линиям среднее уклонение составляет  $-0,02$ .

Наблюдения пятен на Советской стратосферной обсерватории и наземные снимки, полученные на Пик-дю-Миди, позволили Мое и Мальтби (1974а) построить температурные распределения отдельно для темных ( $d$ ) и светлых ( $b$ ) волокон. Основные параметры модели ( $\Delta\Theta_d = 0,093$ ;  $\Delta\Theta_b = 0,01$ ;  $\alpha = 0,57$ ) близки к тем, которые использованы в расчетах Обридко и Бадалян (1977). На рис. 26 показаны величины  $\Theta(\tau)$  для  $d$ - и  $b$ -типов тонкой структуры, а также вновь проведена соответствующая кривая по однородной модели Мое и Мальтби (1969). В большей части атмосферы температура, найденная по пространственно "размазанному" распределению яркости, оказалась средней между величинами для горячих и холодных элементов. Кроме того, интенсивность полутени, вычисленная по кривым  $\Theta^d(\tau)$  и  $\Theta^b(\tau)$ , хорошо воспроизводит распределение энергии в "среднем" спектре полутени. Таким образом, однородные температурные модели имеют разумный физический смысл, правильно предсказывая совместное действие темных и светлых волокон на поле излучения в непрерывном спектре полутени.

Значительно труднее понять, насколько давление в однородной модели соответствует давлению, усредненному по элементам тонкой структуры. Для вычисления давления в волокнах полутени необходимо решать не уравнение гидростатического равновесия, а уравнение движения

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\nabla p + \rho g + j \times B, \quad (6.11)$$

для чего нужны подробные сведения о конфигурации магнитного поля  $B$  и поля скоростей  $v$ . В очень упрощенных предположениях Мое и Мальтби (1974а) показали, что распределения  $p_g(z)$  близки друг к другу в поверхностных слоях, но затем появляется разница давлений, которая увеличивается с глубиной.

Прямой анализ профилей или эквивалентных ширин линий в спектрах каждой составляющей пока не реализован, поскольку современный уровень наблюдательной техники еще не достиг необходимой степени совершенства.

### 6.8. Суперполутень и хромосферный эффект Эвершеда

Горизонтальная радиальная скорость в эффекте Эвершеда с высотой падает. На уровне  $\tau \sim 1$  она составляет 2,5 км/с и более, а затем постепенно уменьшается, достигая значений, близких к нулю, на уровне температурного минимума. Затем знак скорости Эвершеда меняется на обратный, начиная с уровня, где образуется линия  $b_1 \text{ Mg}$  (Бонес и Мальтби, 1978). С этого уровня наблюдается хромосферный эффект Эвершеда — втекание вещества в пятно по высоким петлям силовых линий. Движения существуют в отдельных каналах, ширина и протяженность которых увеличивается с высотой. Средняя величина скорости по наблюдениям в линии  $H_\alpha$  составляет  $\sim 7$  км/с (Хоген, 1967, 1969; Брей, 1974), однако наблюдается очень большой разброс индивидуальных значений ( $30 \div 50$  км/с). Высота петель составляет 1000–5000 км.

Совокупность этих петель образует так называемую суперполутень — термин, впервые употребленный Лоухедом (1968). Вообще говоря, то, что структура хромосферы вокруг пятна состоит из радиально ориентированных волокон ("фибрилл"), образующих картину, внешне напоминающую увеличенную версию обычной полутени, известно очень давно (Беккерс, 1962; Хоген, 1967; Говард и Гарви, 1964; Банос и Макрис, 1970). Расулов (1978) получил карту скоростей в суперполутени. Однако наиболее тщательные исследования суперполутени требуют применения узкополосных фильтров ( $\Delta\lambda \approx 1/8 \text{ \AA}$ ), что и было сделано в работах Лоухеда (1974), Брея и Лоухеда (1974), Мальтби (1975), Крам и др. (1981). Оказалось, что при наблюдениях в центре  $H_\alpha$  хромосфера вокруг пятна состоит из длинных темных волокон протяженностью  $\sim 25''$ . Их ширина  $\sim 1''$  в начале волоконца и  $\sim 2-3''$  в конце. Общая площадь суперполутени приблизительно в 4 раза больше площади фотосферного пятна. В целом вся структура очень устойчива, но время жизни отдельных волокон составляет  $\sim 17^m$  (от  $3^m$  до  $42^m$ ).

Лоухед различает внутреннюю и внешнюю суперполутень. Первая располагается над обычной. Снаружи ее ограничивает область с резким градиентом интенсивности. Появляются многочисленные вкрапления светлой материи, которые при плохом разрешении создают впечатление давно известного светлого кольца вокруг пятна. При переходе от центра линии в крыло ( $\pm 0,75 \text{ \AA}$ ) оказывается, что яркие точки обладают движениями, типичными для "усов". Следовательно, граница пятна отмечена скоплением "усов", что тоже упоминалось раньше. Внешняя суперполутень есть система длинных почти радиальных темных волокон.

Николас и Мое (1981) исследовали суперполутень в линиях переходной зоны и получили хорошее согласие как по структуре, так и по величинам скоростей с характеристиками суперполутени по наблюдениям в  $H_\alpha$ .

Мальтби произвел дальнейшее уточнение морфологии и поля скоростей в суперполутени. Во-первых, было проверено, действительно ли каналы

скорости и темные волокна — это одно и то же. В большинстве случаев такое совпадение есть, хотя канал потока простирается на  $1''-10''$  ближе к тени, чем темное волокно. Однако ряд каналов идентифицируется не с темными, а со светлыми волокнами. Яркие участки во внутренних частях суперполутени часто совпадают с местами, где анализ поля скоростей свидетельствует о существовании стационарной волны сжатия. Напомним, что здесь располагаются скопления "усов". Время жизни отдельных каналов (8 минут) меньше характерного времени жизни всей их совокупности (70 минут). По-видимому, существуют возмущающие факторы, изменяющие скорость вдоль каналов и смещающие канал перпендикулярно его оси.

Мальтби рассмотрел характер движений вдоль изотермической магнитной трубки, пренебрегая возможными винтообразными движениями, и показал, что в вершине петли поток обладает сверхзвуковой скоростью, у ее подножий — дозвуковой. Чтобы имел место плавный переход от сверхзвукового движения к дозвуковому, поперечное сечение петли вблизи пятна должно быстро изменяться. В действительности, однако, хотя изменение сечения и есть — канал расширяется от своего внутреннего конца к наружному, — но оно очень медленное. Поэтому непрерывного перехода через звуковой барьер не происходит и в нижней части петли со стороны пятна образуется волна сжатия.

## ГЛАВА 7

### СТРОЕНИЕ ХРОМОСФЕРЫ И КОРОНЫ ПЯТНА

#### 7.1. Введение

В этой главе мы рассмотрим строение атмосферы пятна. Еще несколько лет назад моделей хромосферы, переходной области и короны пятна вообще не существовало, были лишь более или менее определенные догадки. Только в последние годы появились более надежные данные о линиях хромосферы и переходной зоны, сведения о рентгеновском излучении, что дало возможность перейти к построению экспериментальных моделей.

Прежде чем перейти к непосредственному обсуждению проблемы, я хочу упомянуть две работы, которые являются принципиальными для обсуждения строения атмосферы пятна. Одна из них, выполненная около 20 лет назад (Лившиц и др., 1966), утверждала, что переход от низкотемпературной хромосферы к высокотемпературной короне происходит на небольших высотах  $\sim 2 \cdot 10^3$  км. В то время никаких моделей атмосферы пятна не существовало вообще. Однако уже существовали данные о поляризованной компоненте радиоизлучения над пятном. Уровень образования этого излучения традиционно относили к высотам  $\geq 10^4$  км. Однако магнитотормозной механизм, которым объясняется это излучение, требует высоких значений напряженности магнитного поля ( $\geq 10^3$  Э). Допустить существование такого поля на столь больших высотах трудно, поскольку в короне нет сил, которые могли бы привести к такому сильному сжатию. Потенциальное или даже бессилое приближения дают

на этой высоте значения поля  $\sim 300$  Э, чего явно недостаточно для объяснения излучения на  $\lambda \approx 3-4$  см. Поэтому естественным выходом, на который авторы решились после долгих сомнений, было допустить, что уровень образования радиоизлучения в сантиметровом диапазоне (а стало быть, и переход к высокотемпературной короне) находится над пятном значительно ниже, чем тогда считалось. Последующие измерения в разных диапазонах электромагнитного излучения подтвердили этот вывод. При этом, однако, возникли некоторые противоречия между наблюдениями в разных диапазонах, и мы рассмотрим их в последующих разделах этой главы. Наиболее перспективным следующим шагом в уточнении модели атмосферы пятна представляется построение неоднородной модели (Обридко, 1979в; Бромбош и др., 1981а, б; 1982; Штауде и др., 1983, 1984).

Для понимания физической структуры атмосферы пятна очень плодотворной оказалась концепция "платообразного" строения атмосферы (Эйти, 1981). По этой концепции атмосфера состоит из нескольких почти изотермических областей ( $T \sim 8000$  К и  $T \sim 25000$  К), разделенных очень резким ростом температуры. Первое плато соответствует усиленной ионизации водорода, второе плато — область излучения  $Ly_{\alpha}$ . Особенно важно то, что изменение потока энергии не меняет характера температурной зависимости, "плато" соответствуют тем же температурам. Меняется только геометрическая протяженность этих "плато". Поэтому температурные модели различных активных образований на Солнце подобны моделям невозмущенной атмосферы.

## 7.2. Морфологические особенности сильных фраунгоферовых линий в тени пятна

Резонансные линии NaI и MgI в спектре тени значительно усилены. Эти линии образуются довольно глубоко, вблизи основания хромосферы. Поэтому температурные распределения, найденные с их помощью, дополняют и уточняют модели, вычисленные по непрерывному спектру и слабым фраунгоферовым линиям (см. гл. 2 и 3).

Бальмеровские линии в спектре тени мельче, и у них менее протяженные крылья, чем в спокойной области. Так как они возникают в более высоких, собственно хромосферных слоях, то в профилях начинают проявляться различия между пятнами. Измерения Фэя и др. (1972) хорошо согласуются с результатами измерений Фрике и Эльзассера (1965) в крыльях  $H_{\alpha}$ , но резко не совпадают с ними в ядре линии. Фэй и др. (1972) считают это обстоятельство реальным, обусловленным разными размерами тени. Если эффект интерпретировать как температурный, то над большим пятном хромосфера не холоднее, чем над малым, а, наоборот, горячее. Этот вывод подкрепляется поведением линии поглощения HeI  $\lambda 10830$  Å, которая оказалась усиленной в спектрах тени, причем тем сильнее, чем больше тень. Известны также случаи появления эмиссионной линии гелия —  $D_3$  (Крат и Соболев, 1962), что интерпретируется как наложение излучения аномального факела на спектр тени.

Поведение линий CaII в пятнах позволяет использовать их в качестве информативного диагностического средства при изучении хромосферы.

Поэтому мы остановимся на морфологии этих линий подробнее. Ниже мы дадим обобщение всех известных особенностей линий H и K, используя в основном обзор Обридко и Теплицкой (1978), который в свою очередь опирается на работы Теплицкой и Эфендиевой (1976), Теплицкой и др. (1978). Некоторые дополнительные данные взяты из работ Маттига и Кнеера (1978), Кнеера и Маттига (1978), Биба и др. (1982), Лайтса и Скуманича (1981, 1982), Кнеера и др. (1981).

1. Наиболее бросающейся в глаза особенностью является резкое уменьшение ширины эмиссионного обращения  $W_K$ , которое начинается внезапно на границе тени с полутенью и простирается вдоль всей тени. Среднее значение  $W_K \approx 0,21 \pm 0,03 \text{ \AA}$  (в окружающем пятно факеле  $W_K \sim 0,46$ ). Примерно таково же значение  $W_H$ . В полутени ширина эмиссионного обращения  $K_{232}$  также меньше, чем в спокойной области.

2. Вторая заметная особенность линий H и K в спектре тени — это незначительность глубины центральных провалов  $K_3$  и  $H_3$ . Иногда они вообще отсутствуют. В тех случаях, когда самообращение наблюдается,  $I_{K_2}/I_{K_3} \sim 1,06 \div 1,12$ . Расстояние между пиками  $K_2 \sim 0,10 \text{ \AA}$ . Самообращение усиливается в местах тени, связанных со "вспышками над тенью".

Профили линий K и H в тени асимметричны. Увеличение интенсивности от крыла эмиссионного пика  $K_1$  к его вершине  $K_2$  происходит с фиолетовой стороны быстрее, чем с красной. Асимметрия  $K_{232}$  и  $H_{232}$  в спектре Солнца — привычное явление, однако в тени оно имеет свои характерные черты. Асимметрия наиболее ярко выражена, когда пятно находится вблизи центра диска и эмиссионные обращения одновершинные. По мере удаления пятна к краю диска появляются две вершины эмиссионного пика, а асимметрия уменьшается; на самом краю ее практически нет. Асимметрия имеет свою "тонкую" структуру: как правило, вершина одиночного эмиссионного пика смещена в фиолетовую сторону, но пологие крылья пика имеют сдвиг в красную сторону, причем этот последний четче проявляется у линии K, чем у линии H. У двухвершинных пиков соотношение между фиолетовыми и красными  $K_2$ -компонентами также различно для линий K и H: интенсивность  $K_{2V}$  всегда больше интенсивного  $K_{2R}$ , чего нельзя сказать о  $H_{2V}$  и  $H_{2R}$ . Одно из возможных объяснений этих свойств — наличие над пятном некоего облака поглощающей и излучающей материи, постоянно оседающей вниз в тень со скоростью порядка 4 км/с (Теплицкая и Фирстова, 1976).

3. Одно из самых интересных свойств линий H и K в тени состоит в очень большом значении центральной остаточной интенсивности. С учетом рассеянного света истинные центральные остаточные интенсивности  $r_{K_3}^*$  линии K в центре тени в ряде случаев достигают величины 2 и выше. Иногда в центре тени эмиссия как бы исчезает, только после исправления за рассеянный свет становится ясно, что и в таких случаях она довольно значительна,  $\sim 0,5 - 0,6$ . Как правило, максимальное значение  $r_{K_3}^*$  ( $r_{H_3}^*$ ) достигается около центра тени, причем увеличение  $r_{K_3}^*$  происходит весьма круто.

4. Для характеристики физических условий в тени пятна очень важно отношение интенсивностей линий K и H. В большинстве современных работ это отношение очень слабо отклоняется от единицы ( $1,0 \div 1,3$ , при-

чем чаще встречаются значения  $1,02 \div 1,2$ ). Юн и Биб (1982) показали, что это отношение составляет 1,13; 1,19 и 1,25 для окрестностей пятна, полутени и тени соответственно. Шайн и Линский (1972) получили значение 1,7, однако впоследствии этот результат не был никем подтвержден. Таким образом, очевидно, что линии Н и К образуются в условиях оптически толстой атмосферы.

5. В абсолютных единицах интенсивность эмиссионных пиков в  $K_2$  и  $H_2$  сравнима с интенсивностью эмиссионных пиков в невозмущенных соседних областях. Однако разброс значений довольно велик. Это связано, по-видимому, с трудностями калибровки и учета рассеянного света. Так, Лайтс и Скуманич (1981) и Кнеер и др. (1981) по данным измерений на OSO-8 в одном и том же пятне приводят значения, отличающиеся друг от друга на 20–30%. Еще более различаются данные для разных пятен. Наличие тонкой структуры в пятнах (мосты, яркие точки, фотосферные и хромосферные динамические явления) приводит к усилению интенсивностей линий  $\text{CaII}$ ,  $\text{MgII}$ ,  $\text{Ly}_\alpha$  и к увеличению отношения  $I_{K_2}/I_{H_2}$ .

В качестве опорных можно указать следующие значения интенсивностей:  $I_{H_2} \approx 1,1 \div 1,7 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1}$ ,  $I_{K_2} \approx 1,3 \div 2,1 \times 10^{-6} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1}$  (Лайтс и Скуманич, 1981). Индивидуальные оценки могут отклоняться от этих значений в 1,5–2 раза.

Маттиг и Кнеер (1978) дали сводку многочисленных оценок высоты образования линий  $H_\alpha$ , Н и К  $\text{CaII}$  в пятне. Разные методы приводят к примерно тем же значениям, что и в невозмущенной хромосфере, с точностью до ошибок наблюдения. Для  $H_\alpha$  высота составляет  $\sim 2200 \pm 200$  км, для  $H_2$  и  $K_2 \sim 1850 \pm 450$  км. Оценки на основании более поздних моделей дают для различных спектральных участков в линии К значения высоты от 1200 до 1700 км над уровнем  $\tau \sim 1$  в пятне (т.е. без учета эффекта Вильсона).

В линиях инфракрасного триплета  $\text{CaII}$  эмиссия отсутствует, наблюдаются чисто абсорбционные линии с остаточной интенсивностью  $\sim 0,25$ .

Современные внеатмосферные наблюдения позволили уточнить также характеристики линий  $h$  и  $k$   $\text{MgII}$  и  $\text{Ly}_\alpha$ ,  $\text{Ly}_\beta$  над пятном.

Линии  $h_2$  и  $k_2$   $\text{MgII}$  во всех своих морфологических характеристиках подобны линиям  $H_2$  и  $K_2$   $\text{CaII}$ . Они также интенсивны в тени пятна, в них нет или почти нет самообращения, асимметрия этих линий имеет тот же знак, что и в Н и К. Обнаружена высокая линейная корреляция между интенсивностями линий  $H_2$  и  $K_2$  в различных элементах солнечной активности, это же наблюдается и в линиях  $h_2$  и  $k_2$   $\text{MgII}$ . В то же время корреляция между линиями  $\text{CaII}$  и  $\text{MgII}$  отклоняется от линейности, хотя и остается высокой (Кнеер и др., 1981). Абсолютная интенсивность линий  $h_2$  и  $k_2$  над пятном примерно вдвое меньше интенсивности этих линий в невозмущенной хромосфере и составляет  $I_{h_2} \approx 0,6 \div 0,9 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1}$ ,  $I_{k_2} \approx 0,7 \div 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1}$  (Лайтс и Скуманич, 1981). Кнеер и др. (1981) утверждают, что интенсивность этих линий над пятном примерно равна их интенсивности в невозмущенной хромосфере.

Эти расхождения, возможно, связаны с индивидуальными особенностями различных пятен или с их вариациями со временем [колебательные процессы (см. гл. 8), изменение характеристик тонкой структуры]. Так, Гурман (1984) по измерениям на ультрафиолетовом спектрографе и поля-



риметре (UVSP) спутника СММ показал, что разброс значений центральной интенсивности линии  $h_2$  значительно больше, чем у Лайтса и Скуманича. По его измерениям  $I_{h_2} = 0,42 \div 1,37 \cdot 10^{-6}$  эрг  $\cdot$  см $^{-2}$   $\cdot$  с $^{-1}$   $\cdot$  стер $^{-1}$   $\cdot$  Гц $^{-1}$ . Более того, в одном и том же пятне  $I_{h_2}$  менялась ото дня ко дню более чем в 2 раза.

Линия  $Lu_{\alpha}$  имеет довольно заметное самообращение. Ее интенсивность  $\approx 0,06 \div 0,12 \cdot 10^{-6}$  эрг  $\cdot$  см $^{-2}$   $\cdot$  с $^{-1}$   $\cdot$  стер $^{-1}$   $\cdot$  Гц $^{-1}$ ; она в среднем несколько слабее, чем в невозмущенной хромосфере (Лайтс и Скуманич, 1981). Кнеер и др. (1981) приводят более высокое значение,  $\sim 0,15 \cdot 10^{-6}$ , и указывают, что она в 3 раза интенсивнее, чем в невозмущенной хромосфере. По-видимому, это расхождение связано с недостатками учета рассеянного света. Интересно, что интенсивность  $Lu_{\alpha}$  почти не коррелирует с интенсивностью линий Н и К.

### 7.3. Наблюдения линий переходной зоны и короны

Линии переходной зоны расположены в ультрафиолетовой области спектра  $\lambda\lambda$  300 – 1700 Å. Наблюдения этих линий над тенью пятна с достаточно высоким разрешением стали возможны с помощью спутников "Скайлэб", OSO-8, SMM и высотных ракет. На телескопе HRTS было достигнуто высокое пространственное ( $\sim 1''$ ) и спектральное ( $\sim 0,06$  Å) разрешение. Исследовались линии излучения следующих ионов (в скобках указан логарифм ионизационной температуры): SiII (4,4), SiI (4,4), SiIII (4,6), SiII (4,8), OIII (4,9), CIV (5,0), OIV (5,2), NV (5,3), OV (5,4), FeXII (6,2), FeXVI (6,4), SiI (4,3), OVI (5,5), NeVII (5,8), MgIX (6,0), MgX (6,2). Поскольку линии каждого иона светятся в узком диапазоне температур, соответствующем ионизационной температуре, использование широкого набора линий эквивалентно некоторому температурному или высотному дискриминатору. В связи с этим часто зависимость от температуры и высоты подменяют зависимостью от должным образом подобранных ионов.

Наблюдения ИСЗ "Скайлэб" в ультрафиолетовой области спектра с разрешением  $5''$  (Фоукал, 1975, 1976, 1978; Фоукал и др., 1974; Ченг и Мое, 1977) отмечают наличие высокотемпературных областей ( $T \sim (3-8) 10^5$  К) в тенях пятен. Непосредственно над тенью пятна наблюдается источник значительно меньших размеров, чем тень, при температуре  $(3-7) \cdot 10^4$  К. С возрастанием температуры размеры источника также растут. При температуре  $\sim 10^6$  К яркость источника почти на порядок превышает яркость окрестных флоккулов, а поперечник увеличивается в 2,5–3 раза.

По данным HRTS (Николас и др., 1981), контраст растет почти линейно с  $\lg T_i$ , достигает 20 : 1 в OV и затем падает до 5 : 1 в Fe XII. С переходом в пятно линии становятся тоньше и теряют самообращение. При  $\lg T \leq 5,2$  линии слабее, чем в факеле, но сильнее, чем в спокойной области ( $I_p/I_{\text{ф}} \sim 1$ ,  $I_p/I_{\odot} \sim 5$ ). При более высоких температурах линии становятся более интенсивными, чем в факеле. Наконец, в Fe XII линия в пять раз сильнее, чем в невозмущенной области, но в 10 раз слабее, чем в факеле. При  $T = 1,6 \cdot 10^6$  К выделенность источника практически исчезает, и он уже не превышает по яркости окружающий пятно активный район. Эмиссия ионов

OIV, OVI, HeVII сильно изменяется со временем. Иногда пятно является наиболее яркой деталью в активной области, а иногда оно вообще не видно в свете линий этих ионов. Нередки случаи, когда структура петель сохраняет свои основные свойства в течение многих часов (см. также Кингстон и др., 1982).

По представлениям, развиваемым Фоукалом (1976, 1981), дефицит температуры свойствен всей силовой трубке пятна вплоть до вершины ее петли в корональном пространстве. При этом ширина области с  $T \lesssim 2 \cdot 10^5$  K составляет  $\sim (1-2) \cdot 10^4$  км. Однако в ряде других работ этот вывод оспаривается. Брюкнер и др. (1977) получили спектрограммы тени пятна с уникальным разрешением  $\lesssim 1''$ . Они пришли к выводу, что излучение с  $T \lesssim 2 \cdot 10^5$  K сконцентрировано в очень малых элементах, меньше предела разрешения. К такому же выводу о малой ширине трубок при  $T \lesssim 2 \cdot 10^5$  K пришли Левин и Висбро (1977). Электронная плотность в этой области довольно велика:  $n_e \gtrsim 2 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>.

В ряде работ, выполненных с более высоким разрешением, чем достигнутое на ИСЗ "Скайлэб", показано, что горячие корональные петли, наблюдающиеся в FeXV, не совпадают пространственно с более холодными образованиями, видными в NeVII (Ченг, 1980; Ченг и др., 1980; Шили, 1980; Дерс, 1982; Дерс и др., 1982; Николас и др., 1982). По-видимому, холодные петли не являются ядрами горячих петель, а существуют независимо, образуя сложную неоднородную атмосферу, их ширина не превышает  $1''$ .

Брюкнер и др. (1977), Николас и др. (1981, 1982) получили также прямое подтверждение существования значительных нисходящих потоков плазмы. Линии CII, SiIII, CIV, NV и OV ( $T_e \lesssim 3 \cdot 10^5$  K) на спектрограммах всегда имеют красный спутник, соответствующий скорости  $\sim 100$  км/с. В хромосферных и высокотемпературных линиях такие спутники отсутствуют.

Линии хромосферы и переходной зоны обнаруживают два типа нисходящих потоков. Дозвуковой нисходящий поток наблюдается во всех линиях. Скорости этого потока очень малы в линиях нейтральных атомов и однократно ионизованных элементов ( $\sim 3-4$  км/с). С повышением температуры скорость дозвукового потока растет, удовлетворяя уравнению непрерывности и достигая  $\sim 40$  км/с в OV. Затем поток резко падает, и в FeXII средняя скорость близка к нулю при очень больших флуктуациях. Наблюдались иногда и случаи восходящих течений в CIV со скоростями  $15-20$  км/с (Лайтс, 1980; Мейн и др., 1983)\*). Сверхзвуковой поток со скоростями  $\gtrsim 90$  км/с наблюдается только в линиях SiIV, CIV, OIV, и в этом диапазоне его скорость почти не зависит от температуры.

Интересно, что во всем, что не касается ширины линий, спектр пятна подобен спектру от границ хромосферной сетки. Интенсивности линий намного больше, чем во внутренних частях ячеек, свидетельствуя о сильном прогреве этих слоев пятен (Ченг и др., 1976; Николас и др., 1970; Басри и др., 1979).

\*) Заметим для определенности терминологии, что явление дозвукового стекания вещества в пятна, наблюдаемое в хромосферных линиях, ранее называлось корональным дождем.

Рентгеновские наблюдения с разрешением  $\sim 2''$  показали, что вся корональная конденсация состоит из отдельных петель. Наиболее горячие петли локализованы в центральной части конденсации над или между пятнами. Однако область, где достигаются температуры  $T \geq 2 \cdot 10^6$  К, по результатам наблюдений рентгеновского излучения располагается значительно выше, чем по радиоданным. В большинстве работ упоминаются высоты больше  $(1,5-2,5) \cdot 10^4$  км. Правда, оценка высоты рентгеновского источника опирается на наблюдения с низким пространственным разрешением.

Поляризованное излучение локальных источников настолько тесно связано с конфигурацией групп пятен, что нет сомнений в его происхождении. Значительная доля излучения источника образуется в высокотемпературных слоях над тенью пятен. Основные параметры ядер локальных источников удается объяснить в рамках относительно простых моделей с потенциальной структурой поля, низко начинающейся областью температур  $T \geq 10^5$  К без учета неоднородностей атмосферы или магнитного поля (Гельфрейх и Лубышев, 1979; Ахмедов и др., 1982а, б). Пока еще неясно, как объяснить отдельные случаи наблюдения высоких температур над пятнами ( $T \geq 2 \cdot 10^6$  К), поскольку при этом должно было бы наблюдаться сильное рентгеновское излучение.

Вторая сложность связана с величиной магнитного поля. Магнитотормозное излучение тесно связано с величиной магнитного поля на уровне образования соответствующих гармоник. Г.Б. Гельфрейх (1982) дал простую формулу, связывающую длину волны  $\lambda'$ , на которой резко усиливается поляризованное излучение, с величиной напряженности магнитного поля  $B = 3570/\lambda'$ , где  $B$  в Э,  $\lambda'$  в см (см. также Ахмедов и др., 1982а). При выводе этой формулы предполагалось, что третья гармоника необыкновенной волны находится в высокотемпературной области, а вторая гармоника обыкновенной волны находится в низкотемпературных слоях, что и обеспечивает высокую поляризацию излучения. Поскольку  $\lambda' \lesssim 2$  см, мы получаем из этой формулы значения  $B \approx 2000$  Э. Именно такого порядка значение и было получено для пятна 23 октября 1980 г., и это значение поля было приписано высоте  $\sim 2000$  км (Абрамов-Максимов и Гельфрейх, 1983). Однако для того же пятна первые прямые измерения на спутнике SMM по линии CIV дали  $B_{\parallel} \approx 1100$  Э, и это значение тоже было приписано той же высоте  $\sim 2000$  км (Тандберг-Ханссен и др., 1981; Хэгъярд и др., 1981; 1983; Хенце и др., 1982). Правда, оценки, исходя из потенциального приближения и величины поля в фотосфере ( $\sim 2000$  Э), показывают, что перепад высот  $\Delta h \approx 2000$  км слишком мал, чтобы объяснить почти двукратное падение напряженности поля.

Это противоречие представляется неустранимым в рамках однородных моделей, и мы вернемся к этому вопросу позднее.

#### 7.4. Физические условия в атмосфере над пятном

После работы Лившица и др. (1966) в течение длительного времени вопрос о строении хромосферы и переходной области пятна не обсуждался. Это было связано как с недостатком надежных данных о линиях хромосферы и переходной зоны, так и с недостаточно развитой методикой построения моделей. Во второй половине 70-х годов положение резко изменилось.

Мы уже упоминали выше целый ряд работ, посвященных анализу линий в пятне. С другой стороны, были развиты эффективные методы построения моделей (Теплицкая и Барановский, 1981). По существу, как и при построении фотосферных моделей, все методы можно свести к двум: метод прямой инверсии профилей и метод подбора моделей. В первом методе, который использовался Теплицкой и Эфендиевой (1974, 1975), Эфендиевой и Туровой (1975), Теплицкой и др. (1978), Григорьевой и Теплицкой (1981, 1982), осуществляется прямая инверсия профилей, в результате которой предварительно находится зависимость функции источника и средней интенсивности излучения от оптической глубины в центре линии. а затем осуществляется переход к геометрической шкале путем измерения сдвигов тени пятна в линии относительно ее положения в невозмущенной хромосфере. Этот метод содержит минимальное количество предположений; в частности, здесь совершенно не используется предположение о выполнении гидростатического равновесия. С другой стороны, этот метод затруднительно применять в центре диска, приходится сводить воедино данные нескольких наблюдений. Для корректного решения уравнений стационарности для многоуровневого атома необходима информация (или предположение) о параметрах поля излучения в широком диапазоне высот. Расчеты Теплицкой и др. (1978) сделаны в предположении полного перераспределения энергии по частотам внутри линии. Интересно, что модель не зависит от размеров пятен.

Второй метод — метод подбора моделей — начинается с одной или нескольких гипотез относительно хода  $T(h)$  и  $n_c(h)$ . Затем с помощью современной теории образования линий, обычно с допущением отклонения от ЛТР и частичного перераспределения энергии в линиях, строятся синтезированные профили линий, сравниваются с наблюдениями и после этого сравнения отбирается наиболее вероятная модель. На первый взгляд этот метод страдает большей неопределенностью, однако он становится вполне достоверным, когда используются линии, возникающие в широком диапазоне физических условий. Достоинство этого метода именно в том и состоит, что можно попытаться в рамках одной модели объяснить линии фотосферы, хромосферы, переходной области и короны.

Подбор моделей облегчается, когда в качестве исходной зависимости берется не  $T(h)$ , а  $T(m - m_c)$ , где  $m$  — массовая шкала,

$$dm = -\rho dh, \quad (7.1)$$

а  $m_c$  — масса короны над переходным слоем. В качестве начального приближения можно взять  $T(m)$  из модели невозмущенной хромосферы, поскольку можно ожидать, что в условиях гидростатического равновесия эта зависимость должна мало меняться в различных объектах на Солнце. Все расчеты выполняются в системе массовых шкал, затем проводится сравнение с наблюдениями и уже на последней стадии для наиболее достоверной модели осуществляется переход к геометрической шкале и вводится поправка за эффект Вильсона ( $\Delta h \approx 500$  км).

Переход к геометрической шкале осуществляется обычно с предположением о гидростатическом равновесии

$$p_{\text{tot}} = p_g + p_{\text{turb}} = gm, \quad (7.2)$$

где  $p_g$  — газовое давление,  $p_{\text{turb}} = \frac{1}{2} \rho v^2$ ,  $g$  — ускорение силы тяжести, а  $v$  — турбулентная скорость. Очевидно, что при этом необходимо и какое-то предположение относительно  $v$  ( $m$ ), но оно все равно нужно для расчетов синтезированных профилей. Турбулентным давлением в уравнении (7.2) часто пренебрегают. Действительно, если  $v_{\text{turb}} \leq 3$  км/с, турбулентное давление на всех высотах на порядок меньше газового давления, однако, как мы увидим ниже, есть основания полагать, что в переходной зоне турбулентная скорость растет до 10–20 км/с, и тогда эти два члена могут оказаться близкими по величине.

Методом подбора моделей выполнено большинство современных работ по изучению физических условий над пятном, в которых получены как градиентные (Барановский, 1974а,б; Маттиг и Кнеер, 1978; Кнеер и Маттиг, 1978; Биб и др., 1982), так и платообразные модели (Лайтс и Скуманич, 1981, 1982; Авретт, 1981). Последние представляются физически более оправданными.

В таблице 18 дана модель Авретта (1981), в которой температурный ход  $T(h)$  вплоть до  $h = 1996$  км совпадает с  $T(h)$  в модели Лайтса и Скуманича (1981). Для больших высот использовались данные из работ Николаса и др. (1981).

Сопоставление различных моделей с наблюдениями и между собой приводит к следующим выводам:

1. Во всех моделях высокотемпературный рост над пятном начинается на значительно меньшей высоте, чем в невозмущенной области.

2. Вплоть до  $T_e \approx 10^4$  модели опираются на интенсивности линий H и K CaII и h и k MgII. Градиентные модели дают слишком большие значения интенсивностей этих линий. Впрочем, платообразные модели также дают несколько завышенные значения интенсивностей и несколько заниженные значения отношения интенсивностей линий CaII к интенсивностям линий MgII. Тем не менее отбор наиболее достоверной модели осуществляется именно по сравнению интенсивностей этих линий. Модель дает  $I_{H_2} = 2 \cdot 10^{-6}$ ,  $I_{K_2} = 2,3 \cdot 10^{-6}$ ,  $I_{h_2} = 1,3 \cdot 10^{-6}$ ,  $I_{k_2} = 1,5 \cdot 10^{-6}$ , все значения в единицах эрг  $\cdot$  см $^{-2}$   $\cdot$  с $^{-1}$   $\cdot$  ср $^{-1}$   $\cdot$  Гц $^{-1}$  (ср. данные наблюдений в разделе 7.2). Для отношения интенсивностей линий модель дает следующие величины (в скобках указаны средние значения из наблюдений):  $I_{K_2}/I_{H_2} = 1,14$  (1,15),  $I_{k_2}/I_{h_2} = 1,17$  (1,25),  $I_{K_2}/I_{k_2} = 1,51$  (1,7).

3. Во всех моделях линии CaII и MgII образуются в оптически толстой среде. Поэтому все расчетные профили обнаруживают очень сильное самообращение и этим резко отличаются от наблюдаемых профилей. Никакие вариации характеристик модели (изменение турбулентной скорости, полное или частичное перераспределение по частотам, магнитное уширение) не могут снять самообращение. Поэтому Кнеер и Маттиг (1978) предположили, что имеет место макротурбулентность (т.е., по существу, неоднородность атмосферы над пятном). При свертке теоретических профилей с турбулентным профилем, соответствующим скорости  $v_{\text{макро}} \approx 5$  км/с, самообращение размывается и в одних случаях полностью исчезает (Кнеер и Маттиг, 1978б), в других все-таки малое самообращение остается (Лайтс и Скуманич, 1981). Самообращение в теоретических профилях обнаружи-

| Высота, км   | Масса столба газа, г/см <sup>2</sup> | Электронная температура, К | Скорость, км/с | Число электронов в см <sup>3</sup> | Полное давление, дин/см <sup>2</sup> | Плотность газа, г/см <sup>3</sup> |
|--------------|--------------------------------------|----------------------------|----------------|------------------------------------|--------------------------------------|-----------------------------------|
| -4,276E + 03 | 3,370E - 06                          | 1,995E + 05                | 2,310E + 01    | 1,593E + 09                        | 9,233E - 02                          | 3,101E - 15                       |
| -3,808E + 03 | 3,810E - 06                          | 1,585E + 05                | 2,170E + 01    | 2,245E + 09                        | 1,044E - 01                          | 4,371E - 15                       |
| -2,489E + 03 | 4,146E - 06                          | 1,000E + 05                | 1,890E + 01    | 3,796E + 09                        | 1,136E - 01                          | 7,390E - 15                       |
| -2,308E + 03 | 4,316E - 06                          | 6,310E + 04                | 1,610E + 01    | 6,155E + 09                        | 1,182E - 01                          | 1,198E - 14                       |
| -2,181E + 03 | 4,513E - 06                          | 3,981E + 04                | 1,330E + 01    | 1,009E + 10                        | 1,236E - 01                          | 1,965E - 14                       |
| -1,996E + 03 | 5,003E - 06                          | 2,512E + 04                | 1,050E + 01    | 1,757E + 10                        | 1,371E - 01                          | 3,489E - 14                       |
| -1,985E + 03 | 5,042E - 06                          | 2,450E + 04                | 1,040E + 01    | 1,803E + 10                        | 1,381E - 01                          | 3,619E - 14                       |
| -1,951E + 03 | 5,168E - 06                          | 2,420E + 04                | 1,030E + 01    | 1,866E + 10                        | 1,416E - 01                          | 3,771E - 14                       |
| -1,911E + 03 | 5,322E - 06                          | 2,400E + 04                | 1,030E + 01    | 1,929E + 10                        | 1,458E - 01                          | 3,921E - 14                       |
| -1,857E + 03 | 5,541E - 06                          | 2,350E + 04                | 1,010E + 01    | 2,038E + 10                        | 1,518E - 01                          | 4,209E - 14                       |
| -1,816E + 03 | 5,719E - 06                          | 2,300E + 04                | 1,000E + 01    | 2,129E + 10                        | 1,567E - 01                          | 4,469E - 14                       |
| -1,798E + 03 | 5,805E - 06                          | 2,100E + 04                | 9,500E + 00    | 2,316E + 10                        | 1,590E - 01                          | 5,064E - 14                       |
| -1,790E + 03 | 5,861E - 06                          | 1,230E + 04                | 6,200E + 00    | 3,723E + 10                        | 1,606E - 01                          | 9,826E - 14                       |
| -1,788E + 03 | 5,883E - 06                          | 1,070E + 04                | 5,400E + 00    | 4,051E + 10                        | 1,612E - 01                          | 1,205E - 13                       |
| -1,784E + 03 | 5,934E - 06                          | 1,020E + 04                | 5,100E + 00    | 4,133E + 10                        | 1,626E - 01                          | 1,317E - 13                       |
| -1,767E + 03 | 6,172E - 06                          | 9,800E + 03                | 4,800E + 00    | 4,247E + 10                        | 1,691E - 01                          | 1,485E - 13                       |
| -1,755E + 03 | 6,358E - 06                          | 9,500E + 03                | 4,700E + 00    | 4,338E + 10                        | 1,742E - 01                          | 1,613E - 13                       |
| -1,743E + 03 | 6,563E - 06                          | 9,100E + 03                | 4,400E + 00    | 4,506E + 10                        | 1,798E - 01                          | 1,791E - 13                       |
| -1,720E + 03 | 7,009E - 06                          | 8,700E + 03                | 4,100E + 00    | 4,737E + 10                        | 1,920E - 01                          | 2,082E - 13                       |
| -1,682E + 03 | 7,894E - 06                          | 8,300E + 03                | 3,800E + 00    | 5,056E + 10                        | 2,163E - 01                          | 2,591E - 13                       |
| -1,654E + 03 | 8,707E - 06                          | 7,700E + 03                | 3,400E + 00    | 5,445E + 10                        | 2,386E - 01                          | 3,239E - 13                       |
| -1,590E + 03 | 1,121E - 05                          | 7,400E + 03                | 3,100E + 00    | 5,989E + 10                        | 3,070E - 01                          | 4,651E - 13                       |

|      |              |             |             |             |             |             |             |
|------|--------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| 1688 | -1,475E + 03 | 1,899E - 05 | 6,820E + 03 | 2,700E + 00 | 7,437E + 10 | 5,203E - 01 | 9,393E - 13 |
| 1371 | -1,340E + 03 | 3,800E - 05 | 6,700E + 03 | 2,600E + 00 | 1,018E + 11 | 1,041E + 00 | 2,019E - 12 |
| 1028 | -1,267E + 03 | 5,659E - 05 | 6,630E + 03 | 2,600E + 00 | 9,149E + 10 | 1,551E + 00 | 3,159E - 12 |
| 502  | -1,153E + 03 | 1,083E - 04 | 6,530E + 03 | 2,600E + 00 | 1,103E + 11 | 2,968E + 00 | 6,266E - 12 |
| 2502 | -9,690E + 02 | 3,216E - 04 | 6,400E + 03 | 2,600E + 00 | 1,203E + 11 | 8,812E + 00 | 1,937E - 11 |
| 3170 | -8,670E + 02 | 6,091E - 04 | 5,950E + 03 | 2,500E + 00 | 9,861E + 10 | 1,669E + 01 | 3,977E - 11 |
| 4522 | -7,910E + 02 | 1,066E - 03 | 4,700E + 03 | 2,300E + 00 | 5,319E + 10 | 2,921E + 01 | 8,797E - 11 |
| 2621 | -7,280E + 02 | 1,886E - 03 | 4,000E + 03 | 2,100E + 00 | 2,373E + 10 | 5,167E + 01 | 1,833E - 10 |
| 1709 | -6,590E + 02 | 3,792E - 03 | 3,750E + 03 | 1,900E + 00 | 2,237E + 10 | 1,039E + 02 | 3,971E - 10 |
| 7524 | -5,660E + 02 | 1,051E - 02 | 3,525E + 03 | 1,600E + 00 | 3,098E + 10 | 2,879E + 02 | 1,191E - 09 |
| 552  | -4,500E + 02 | 4,026E - 02 | 3,500E + 03 | 1,100E + 00 | 6,511E + 10 | 1,103E + 03 | 4,727E - 09 |
| 3200 | -3,200E + 02 | 1,883E - 01 | 3,510E + 03 | 6,000E - 01 | 1,649E + 11 | 5,160E + 03 | 2,246E - 08 |
| 1079 | -1,450E + 02 | 1,535E + 00 | 3,525E + 03 | 1,000E - 01 | 7,483E + 11 | 4,207E + 04 | 1,837E - 07 |
| 3807 | -9,200E + 01 | 2,886E + 00 | 3,580E + 03 | 0,000E + 00 | 1,299E + 12 | 7,907E + 04 | 3,401E - 07 |
| 2502 | -7,400E + 01 | 3,565E + 00 | 3,630E + 03 | 0,000E + 00 | 1,636E + 12 | 9,766E + 04 | 4,143E - 07 |
| 4000 | -5,500E + 01 | 4,439E + 00 | 3,690E + 03 | 0,000E + 00 | 2,115E + 12 | 1,216E + 05 | 5,076E - 07 |
| 5022 | -3,700E + 01 | 5,441E + 00 | 3,790E + 03 | 0,000E + 00 | 2,869E + 12 | 1,491E + 05 | 6,057E - 07 |
| 3150 | -1,800E + 01 | 6,710E + 00 | 3,875E + 03 | 0,000E + 00 | 3,878E + 12 | 1,838E + 05 | 7,306E - 07 |
|      | 0,000E + 00  | 8,142E + 00 | 4,000E + 03 | 0,000E + 00 | 5,556E + 12 | 2,231E + 05 | 8,588E - 07 |
| 2502 | 1,800E + 01  | 9,805E + 00 | 4,205E + 03 | 0,000E + 00 | 9,072E + 12 | 2,686E + 05 | 9,838E - 07 |
| 3000 | 3,400E + 01  | 1,145E + 01 | 4,525E + 03 | 0,000E + 00 | 1,683E + 13 | 3,138E + 05 | 1,068E - 06 |
| 3020 | 5,100E + 01  | 1,334E + 01 | 4,910E + 03 | 0,000E + 00 | 3,083E + 13 | 3,656E + 05 | 1,146E - 06 |
| 2502 | 6,800E + 01  | 1,535E + 01 | 5,380E + 03 | 0,000E + 00 | 5,143E + 13 | 4,204E + 05 | 1,203E - 06 |
| 2502 | 8,500E + 01  | 1,744E + 01 | 5,850E + 03 | 0,000E + 00 | 7,869E + 13 | 4,779E + 05 | 1,258E - 06 |
| 2502 | 1,050E + 02  | 2,003E + 01 | 6,400E + 03 | 0,000E + 00 | 1,599E + 14 | 5,487E + 05 | 1,320E - 06 |
| 3020 | 1,200E + 02  | 2,204E + 01 | 6,820E + 03 | 0,000E + 00 | 3,089E + 14 | 6,039E + 05 | 1,363E - 06 |

вается и в линиях инфракрасного триплета CaII, исчезая только после свертки.

4. Ход микротурбулентности по разным моделям различен. На уровне нижней хромосферы  $v_{\text{турб}} \approx 2 \div 4$  км/с. Выше скорость, по-видимому, несколько падает, достигая на высотах  $h \approx 1,8 \cdot 10^3$  км\*) ( $5 \cdot 10^{10} \leq N \leq 3 \cdot 10^{12}$ ) значения  $\sim 1,4$  км/с. Это обеспечивает несколько более узкий профиль линий MgII по сравнению с линиями CaII. Еще выше скорость снова начинает расти, в одних моделях незначительно, до 2–4 км/с, в других более резко, достигая значений 10–20 км/с. Николас и др. (1981) установили линейную связь между микротурбулентной скоростью и  $T_e$ , что и было включено в модель Авретта (1981) в следующем виде:

$$v_{\text{турб}} = 13,92(\lg T_e - 4,827) + 16,477. \quad (7.3)$$

5. В невозмущенной хромосфере электронная плотность монотонно падает с высотой. В модели Вернацца и др. (1981) на высоте  $\sim 900$  км наблюдается слабое повышение  $n_e$ , не более чем на 20%. Толщина слоя с повышенным  $n_e$  не превышает 100 км. Ход  $n_e$  в пятне резко отличается от хода в невозмущенной хромосфере. После первоначального падения на высоте  $\sim 800$  км  $n_e$  резко повышается почти на порядок и далее почти не падает вплоть до высот  $\sim 2000$  км. Эта специфическая особенность атмосферы над пятном, связанная с перемещением высокотемпературной области в более низкие слои, может иметь очень большое значение для излучения низкотемпературных линий, радиоизлучения на  $\lambda \leq 2$  см и распространения магнитогидродинамических волн.

6. Линия  $\text{Ly}_\alpha$  светится из области второго плато при  $T \approx 2000 - 25000$  К. Вообще говоря, линию  $\text{Ly}_\alpha$  можно объяснить и в градиентной модели. В платообразных моделях  $\text{Ly}_\alpha$  светится в оптически более тонком слое, чем в градиентных моделях; в линиях MgII и CaII положение обратное, платообразные модели являются оптически более толстыми, чем градиентные модели. С учетом диффузии квантов хромосфера над пятном является эффективно оптически толстой для K CaII, умеренно тонкой для k Mg и тонкой для  $\text{Ly}_\alpha$ .

7. Асимметрия линий объясняется направленным вниз потоком, скорость которого составляет  $\sim 40$  км/с на уровне с  $T_e \approx 10^5$  и постепенно падает до  $\sim 2-3$  км/с на уровне MgII, CaII. Однако есть случаи наблюдения потока вверх по линиям CIV. Не исключено, что асимметрию можно объяснить и потоком вверх в оптически тонких структурных элементах.

Интересно, что скорости направленного вниз дозвукового потока хорошо коррелируют с нетепловыми скоростями расширения линий  $v_{\text{турб}}$  и близки к ним по величине. Они удовлетворяют уравнению непрерывности при постоянном давлении. Энергия этого дозвукового потока достаточна, чтобы компенсировать потери на излучение в диапазоне  $2 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5$  К (Николас и др., 1981).

8. Градиент температуры на уровнях с  $T_e \approx 10^5$  по крайней мере на порядок ниже, чем в невозмущенной хромосфере, и составляет  $\sim (1 \div 2) \cdot 10^{-3}$  К/см. Называются и еще меньшие значения, вплоть до

\*) В пределах этого раздела, кроме специально оговоренных случаев, высота указывается без учета эффекта Вильсона.



$10^{-4}$  К/см (Фоукал, 1981). При столь низком значении градиента ( $\sim 10^{-4}$  К/см) корона представляется почти изотермическим низкотемпературным протяженным образованием над  $T_e \geq 10^5$ . Однако этот вопрос тесно связан с массой столба короны над пятном  $m_c$ . В моделях Лайтса и Скуманича (1981) и Авретта (1981) эта величина составляет  $3,5 \cdot 10^{-6}$  г  $\cdot$  см $^{-2}$  и  $5 \cdot 10^{-6}$  г  $\cdot$  см $^{-2}$  соответственно, что близко к значению в невозмущенной хромосфере ( $5,4 \cdot 10^{-6}$  г  $\cdot$  см $^{-2}$ ). Еще меньше принятое Кнеером и Маттигом (1978) значение  $m_c \sim 10^{-6}$  г  $\cdot$  см $^{-2}$ . В то же время в других случаях назывались значительно большие величины:  $4,5 \cdot 10^{-5}$  г  $\cdot$  см $^{-2}$  (Николас и др., 1982),  $5 \cdot 10^{-5}$  г  $\cdot$  см $^{-2}$  (Биб и др., 1982). Шайн и Линский (1972) обнаружили, что в факелах переходный слой опускается, а давление в нем растет по сравнению с невозмущенной хромосферой. Если атмосферу факела рассматривать как промежуточную между атмосферами пятна и невозмущенной области, следует ожидать, что давление в переходном слое над пятном должно быть больше, чем в невозмущенной хромосфере. С другой стороны, критерием может служить интенсивность линии  $Lu_\alpha$ , которая растет с ростом давления в переходной области. Лайтс и Скуманич (1981) получили  $Lu_\alpha$  более слабую, чем в невозмущенной хромосфере, в измерениях Николаса и др. (1982) линии CIV и  $Lu_\alpha$  были в 3 раза интенсивнее, чем у Лайтса и Скуманича, что, вероятно, связано со значительной активностью пятна. Полученные Николасом и др. (1982) значения  $m_c$  несоместимы с расчетами отношений  $I_{K_2}/I_{H_2}$ , и поэтому встает вопрос о правомерности объединения в единой модели всех этих результатов. Вероятно, мы снова сталкиваемся с индивидуальностью пятен на хромосферном уровне, выражающейся в различных характеристиках тонкой структуры.

9. В рамках единой модели все-таки не удастся полностью согласовать интенсивности всех наблюдаемых линий переходной зоны. Николас и др. (1981) построили стандартный ход дифференциальной меры эмиссии  $n_e^2/dT/dz$  от  $T_e$ . Затем по элементам, излучающим при одной и той же температуре, находились значения  $n_e$  и затем снова вычислялись значения меры эмиссии. Тем не менее линии CIV, OIII, CIII, OIV оказываются в 2–8 раз слабее, а линии SiIV в 2–4 раза сильнее расчетных.

### 7.5. Сводка противоречий в однородных моделях атмосферы над пятном

В этом разделе дается краткая сводка основных трудностей и противоречий в однородных моделях атмосферы над пятном.

1. Однородные модели не могут объяснить одновременно интенсивность и контур спектральных линий. Привлечение макротурбулентности есть, по существу, признание наличия тонкой структуры и существования набора трубок с различающимися физическими свойствами.

2. Радиоизлучение дает высокие значения температуры ( $\geq 2 \cdot 10^6$  К) на тех же уровнях, где по линиям переходной зоны фиксируется  $T \leq 3 \cdot 10^5$  К.

3. Излучение в рентгеновском диапазоне слабо, тогда как, исходя из данных о радиоизлучении, мы могли бы ожидать существования над пятном мощного рентгеновского источника.

4. Магнитное поле в радиоисточнике на высотах  $\sim 2000$  км не совпадает с магнитным полем, измеренным по линиям переходной зоны. Сопоставле-

ние с магнитным полем на фотосферном уровне приводит иногда даже к немонокотонному падению магнитного поля с высотой. Для того чтобы избежать подобной немонотонности, необходимо допустить наличие высокотемпературных вкраплений с сильным магнитным полем (Богод и др., 1982).

5. Интенсивности линий в различных пятнах сильно меняются, причем наличие элементов тонкой структуры на фотосферном уровне приводит к усилению линий в атмосфере над пятном. Прямые наблюдения указывают на наличие тонкоструктурных ( $\leq 2''$ ) петель и трубок над пятном. Складывается впечатление, что фотосферная тонкая структура имеет свое продолжение в верхних слоях пятна.

6. В рамках единой модели не удается объяснить интенсивности многих линий хромосферы и переходной области.

### 7.6. Неоднородная модель атмосферы над пятном

Уточнение однородной модели корональной конденсации естественно искать на пути построения неоднородной модели. Особым стимулом к этому является сама видимая структура магнитных петель и арок, замыкающихся на магнитные поля в фотосфере. Наблюдения последних лет показали, что и магнитное поле в фотосфере в активной области чрезвычайно неоднородно. Часть магнитного потока пятна замыкается на компактные элементы с сильным полем  $\sim (1 \div 2) \cdot 10^3$  Э (поры, узлы, движущиеся магнитные образования). Другая часть поля пятна, по-видимому, замыкается на крупномасштабные и фоновые поля, поле окружающего флоккула, либо на поля других активных областей.

Естественно допустить, что это разделение отражается и в структуре атмосферы над пятнами. Корональная конденсация над пятном состоит из двойной системы петель. Петли, замыкающиеся в непосредственных окрестностях пятна на локальные компактные образования, простираются невысоко в корону (до  $h \sim (1 \div 4) \cdot 10^4$  км). Они более плотные, чем окружающее их горячее вещество ( $n_e \sim (1 \div 3) \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>), и имеют температуру до  $7 \cdot 10^5$  К. Плотность в этих петлях не подчиняется гидростатическому закону и мало меняется с высотой, что связано с сильными потоками плазмы вдоль поля. Распределение температуры определяется нагревом в вершине петли с учетом тепловой неустойчивости. Поперечные размеры петли невелики и сравнимы с размерами тех компактных магнитных образований, на которые она замыкается ( $\leq 1'' - 2''$ ). На границах петля, вероятно, становится горячее, но в дальнейшем для упрощения рассуждений мы этого не будем учитывать. Силовые линии, замыкающиеся на крупномасштабные поля и поля других активных областей, образуют вторую систему петель. Они могут простираться значительно выше в корону и имеют температуру  $T \geq 2 \cdot 10^6$  К. Плотность в этих петлях ниже, чем в холодных, но также мало меняется с высотой, поскольку при  $T \sim 2 \cdot 10^6$  К высота однородной атмосферы сравнима с высотой петли. Таким образом, в отличие от холодных трубок, горячие петли находятся в гидростатическом равновесии.

Такая модель была предложена Обридко (1979в). Однако сопоставление с более поздними рентгеновскими и радионаблюдениями потребовало

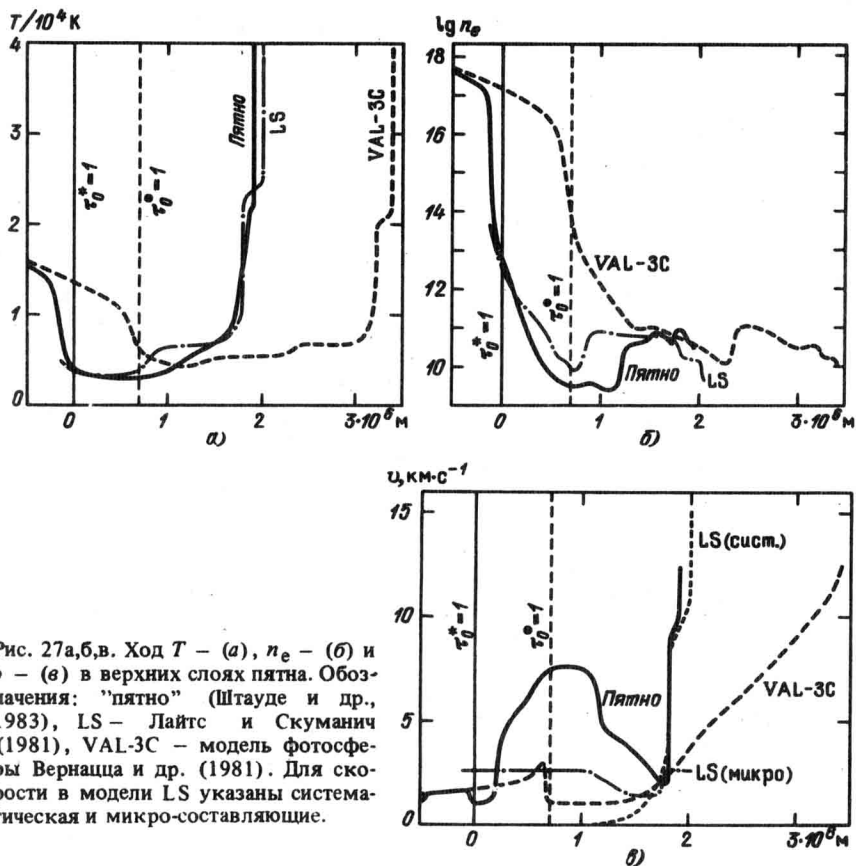


Рис. 27а,б,в. Ход  $T$  — (а),  $n_e$  — (б) и  $v$  — (в) в верхних слоях пятна. Обозначения: "пятно" (Штауде и др., 1983), LS — Лайтс и Скуманич (1981), VAL-3C — модель фотосферы Вернацца и др. (1981). Для скорости в модели LS указаны систематическая и микро-составляющие.

уточнения в этой модели как характеристик горячей и холодной компонент, так и, что особенно важно, относительной доли горячих и холодных трубок.

Обсуждение физических условий в атмосфере над пятном проводилось на рабочем совещании, которое происходило в Астрономическом институте Вроцлавского университета в Польше (28 ноября — 6 декабря 1979 г.). Ниже излагаются основные характеристики выработанной на этом совещании "Вроцлавской" модели (Бромбош и др., 1981а, б; 1982; Штауде и др., 1983, 1984). Ход температуры, плотности и турбулентной скорости в этой модели указан на рис. 27а, б, в. Для сравнения на том же рисунке приведены данные для средней невозмущенной хромосферы и фотосферы и для модели атмосферы над пятном Лайтса и Скуманича (LS).

**7.6.1. Нижняя хромосфера.** Нижняя хромосфера тени лучше всего описывается при температурном распределении, предложенном Теплицкой и др. (1978). Эта модель распространена на более высокие уровни с учетом наблюдений EUV-лучей с высоким пространственным разрешением (Барто и др., 1978, 1979; Джордан и др., 1978, 1979; Николас и др., 1979; Басри и др., 1979; Кнеер и др., 1981). При этом температура  $T \approx 40000$  К и электронная концентрация  $n_e \approx 4 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup> достигаются на высоте  $h \approx$

$\approx 2000$  км над фотосферой тени. Такая модель нижних слоев несильно отличается от моделей Лайтса и Скуманича (1981) и Авретта (1981). В других недавних моделях нижней хромосферы тени пятна (Юн и др., 1981; Биб и др., 1982) протяженность хромосферы гораздо меньше, а  $T$  и  $n_e$  больше. В модели Николаса и др. (1982)  $p_e$  в 2–3 раза больше, чем в нашей модели, и в 10 раз больше, чем в модели LS. Кингстон и др. (1982) получили значение  $\lg(n_e T)$   $\text{К см}^{-3} \approx 15,0\text{--}15,3$  в переходной области и нижней короне, совпадающее с принятым в нашей модели.

На рис. 27в указан ход скорости  $v(z)$ . В модели LS для расчета  $p_{\text{tot}}$  учитывалась только часть скорости, обозначенная "микро". Другая часть скорости, которую Лайтс и Скуманич считали систематической ("сист"), близка к принятому в нашей модели ходу  $v(z)$ .

На уровнях до  $T \approx 4000$  К нет оснований предполагать значительную неоднородность, однако она, по-видимому, все-таки необходима, чтобы объяснить профили хромосферных линий. Эта неоднородность может проявляться в виде макротурбулентности. С другой стороны, наличие петель с большой температурой и, следовательно, с очень высоким температурным градиентом уже на высотах меньше 2000 км может облегчить объяснение профилей и отношения интенсивностей линий К и H CaII и h и k MgII и без привлечения макротурбулентности. Эти линии в слоях с высоким температурным градиентом образуются, как в оптически тонкой среде. Сложение профилей линий, возникающих в оптически плотной модели типа (Лайтс и Скуманич, 1981) и в среде с высоким температурным градиентом, при соответствующем подборе скважности дает возможность получить естественным образом одновершинный профиль этих линий. Более того, расчетные интенсивности и отношения интенсивностей линий после добавления оптически тонких высокотемпературных вкраплений должны лучше соответствовать наблюдениям.

В настоящее время неясно, как связана неоднородность на фотосферном уровне тени (см. гл. 5) с неоднородностью на уровне переходного слоя и короны (см. ниже). Следует, однако, обратить внимание на то, что увеличение числа ярких точек в тени, появление световых мостов и т.п. приводит к усилению хромосферных и EUV-линий. Складывается впечатление, что в тени пятна существует своеобразная инверсия: горячая компонента тени переходит в холодную компоненту в переходном слое. Эту обобщенную компоненту можно назвать "активной", поскольку с ней связаны проявления активности и динамика в пятне. Примечательно приблизительное совпадение относительной площади, занятой этой компонентой на всех высотных уровнях. В "активной" компоненте средние значения  $dT/dz$  должны быть ниже, чем в остальной среде.

**7.6.2. Модель переходного слоя и короны.** На более высоких уровнях следует предположить существование, по крайней мере двух компонент. Горячая компонента, на долю которой приходится  $\alpha \approx 0,8\text{--}0,9$  общего объема, имеется узкий переходный слой и корональные значения  $T \approx \approx 1,8 \cdot 10^6$  К и  $n_e \approx 5 \cdot 10$  уже на высоте  $z \approx 3000$  км. Эти значения согласуются как с отсутствием потока рентгеновского излучения над большими пятнами, так и с высокой яркостной температурой  $T_b \approx 1,8 \cdot 10^6$  К, излучаемой в сантиметровом диапазоне из той же области. Это горячее корональное вещество окружает основания холодных петель, которые выходят

из тени в виде пучка и излучают наблюдаемые линии в крайней ультрафиолетовой области при  $10^4 \leq T \leq 10^6$  К. В короне зависимость всех физических величин, включая  $\alpha$ , от  $z$  можно считать слабой на расстоянии нескольких тысяч километров. Вдоль оси петли  $T$  медленно возрастает, петли становятся более горизонтальными и на удалении в несколько десятков тысяч километров от пятна выглядят как горячие рентгеновские петли.

Палавичини и др. (1979) сравнили рентгеновские снимки с высоким разрешением, полученные на ИСЗ "Скайлэб" (пространственное разрешение  $2''$ , спектральный диапазон  $2-60 \text{ \AA}$ ), с данными радионаблюдений, полученными на Стенфордском интерферометре (пространственное разрешение  $16''$  в одном направлении) на длине волны  $2,8$  см. Как и следовало ожидать, над факельными полями с яркостными температурами  $T_b \approx \approx 2 \cdot 10^5$  К наблюдалось повышенное микроволновое излучение; на диске эти области совпадают с областями повышенного рентгеновского излучения.

Более сложна картина излучения над или вблизи центральных областей больших солнечных пятен: здесь максимумы потока радиоизлучения с  $T_b \approx 1,8 \cdot 10^6$  К совпадают с минимумами в рентгеновском излучении, в отличие от того, что мы видим над флоккулом. Расчеты рентгеновского излучения в рассматриваемом спектральном диапазоне дают верхний предел  $T \leq 2 \cdot 10^6$  К над солнечными пятнами, иначе рентгеновское излучение должно было бы наблюдаться. Модельные расчеты Гельфрейха и Лубышева (1979), Крюгера и др. (1982) показали, что рассчитанные в рамках такой модели спектры и пространственное распределение большей частью сравнимы с существующими наблюдательными данными. В нескольких случаях отмечались значения  $T_b$  значительно выше среднего значения  $T_b = 1,8 \cdot 10^6$  К, причем отдельные значения колебались от  $4 \cdot 10^5$  К до  $4,7 \cdot 10^6$  К (Гельфрейх и Коржавин, 1976; Палавичини и др., 1979). Эти более высокие значения, разумеется, не могут согласовываться с моделью, объясняющей также и отсутствие рентгеновского излучения, и подлежат дальнейшему изучению.

Модель, предназначенная для объяснения как рентгеновского, так и микроволнового излучения, усложняется далее EUV-наблюдениями с высоким разрешением, которые описаны в предыдущих разделах этой главы и обнаруживают резкое усиление эмиссионных линий непосредственно над тенью при температурах около  $10^4 \leq T \leq 10^6$  К. Это означает, что холодная плазма в петлях при температурах переходного слоя сосуществует с горячей короной над тенью и занимает  $10-20\%$  объема, что позволяет объяснить наблюдаемую меру EUV-излучения в пределах наблюдательных ошибок и рассматривать влияние величины  $\alpha$  на результирующий поток радиоизлучения в первом приближении как фактор дилуции. Как уже говорилось, зависимостью всех физических величин, включая  $\alpha$ , от высоты в короне можно в первом приближении пренебречь. В то же время в горизонтальном направлении сильные градиенты  $T$  и  $n_e$  действительно могут существовать, так как перпендикулярно к силовым линиям магнитного поля все механизмы переноса в короне сильно ослабляются. Вдоль направления петель  $T$  медленно возрастает. Более протяженные трубки являются и более горячими и проявляются в виде горячих петель на расстояниях и высотах в несколько десятков тысяч километров над факельной областью.

Таблица 19

Горячая компонента атмосферы пятна,  $\alpha = 0,9, F_c = 10^7$  эрг/см<sup>2</sup>·с

| $z$ , км | $T$ , К  | $n_e$ , см <sup>-3</sup> | $z$ , км | $T$ , К  | $n_e$ , см <sup>-3</sup> |
|----------|----------|--------------------------|----------|----------|--------------------------|
| 1903,00  | 5,000E+4 | 3,170E+10                | 1950     | 5,811E+5 | 2,721E+9                 |
| 1903,05  | 8,607    | 1,841                    | 1970     | 6,430    | 2,457                    |
| 1903,10  | 1,026E+5 | 1,544                    | 2000     | 7,147    | 2,209                    |
| 1903,25  | 1,314    | 1,206                    | 2100     | 8,751    | 1,800                    |
| 1903,50  | 1,594    | 9,939E+9                 | 2200     | 9,840    | 1,597                    |
| 1903,75  | 1,787E+5 | 8,866E+9                 | 2300     | 1,069E+6 | 1,467E+9                 |
| 1904,0   | 1,939    | 8,173                    | 2500     | 1,201    | 1,301                    |
| 1904,5   | 2,175    | 7,285                    | 2750     | 1,327    | 1,173                    |
| 1905,0   | 2,361    | 6,712                    | 3000     | 1,429    | 1,085                    |
| 1906,0   | 2,649    | 5,980                    | 3250     | 1,516    | 1,020                    |
| 1908     | 3,065E+5 | 5,169E+9                 | 3500     | 1,591E+6 | 9,628E+8                 |
| 1910     | 3,374    | 4,695                    | 3750     | 1,659    | 9,259                    |
| 1915     | 3,935    | 4,025                    | 4000     | 1,720    | 8,902                    |
| 1920     | 4,346    | 3,643                    | 4362     | 1,800    | 8,471                    |
| 1930     | 4,960    | 3,190                    | 4500     | 1,828    | 8,327                    |

Палавичини (1980), Палавичини и др. (1981) оценили нижний предел величины  $\alpha \sim 0,7$ . Николас и др. (1981) показали, что измерения линий переходной зоны хорошо описываются при факторе заполнения  $\beta = 1 - \alpha \approx 0,1$ .

В таблицах 19 и 20 приведены рабочие расчеты атмосферы пятна (Штауде и др., 1983) при априорном предположении, что начальная температура  $5 \cdot 10^4$  К достигается на одной и той же высоте 1903 км (см. ниже с.185) и выполнимости условия гидростатического равно-

Таблица 20

Холодная компонента атмосферы над пятном,

 $\beta = 0,1, F_c = 10^4$  эрг/см<sup>2</sup>·с

| $z$ , км | $T$ , К  | $n_e$ , см <sup>-3</sup> | $z$ , км | $T$ , К  | $n_e$ , см <sup>-3</sup> |
|----------|----------|--------------------------|----------|----------|--------------------------|
| 1903     | 5,000E+4 | 3,170E+10                | 3000     | 1,990    | 6,837                    |
| 1910     | 5,911    | 2,674                    | 3500     | 2,214    | 5,858                    |
| 1920     | 6,801    | 2,317                    | 4000     | 2,393E+5 | 5,188E+9                 |
| 1930     | 7,469    | 2,104                    | 5000     | 2,674    | 4,287                    |
| 1950     | 8,479    | 1,844                    | 7000     | 3,082    | 3,233                    |
| 1970     | 9,255E+4 | 1,682E+10                | 1,0E+4   | 3,517    | 2,358                    |
| 2000     | 1,018E+5 | 1,519                    | 1,5E+4   | 4,034    | 1,574                    |
| 2050     | 1,137    | 1,348                    | 2,0E+4   | 4,424E+5 | 1,130E+9                 |
| 2100     | 1,231    | 1,234                    | 3,0      | 5,017    | 6,497E+8                 |
| 2200     | 1,379    | 1,085                    | 5,0      | 5,849    | 2,652                    |
| 2300     | 1,495E+5 | 9,868E+9                 | 7,0      | 6,460    | 1,246                    |
| 2500     | 1,676    | 8,579                    | 1,0E+5   | 7,170    | 4,612E+7                 |
| 2750     | 1,850    | 7,553                    |          |          |                          |

веса и постоянства потока тепла в переходной области  $F_c = \text{const}$ . Величины  $p_e$  и  $dT/dz$  для различных значений  $T$  были определены Николасом и др. (1982), которые принимали  $\beta = 1 - \alpha = 1,0$  для EUV-излучения. Если принять  $\beta = 0,1$ , то  $p_e$  изменится мало (оно находится из отношений интенсивности линий, образующихся при примерно равных значениях  $T$ ), а  $dT/dz$  и, следовательно,  $F_c$  уменьшается на порядок в холодных элементах. Именно из этих элементов в основном исходит излучение в EUV-линиях. По-видимому, холодные элементы представляют собой "щечочки" или низкотемпературные основания невысоких петель над тенью пятна.

### 7.7. Физические механизмы нагрева и структура атмосферы пятна

Проблема нагрева хромосферы и короны Солнца и других звезд является одной из "горячих" задач астрофизики. Объем непрерывно поступающей новой информации об атмосферах как Солнца, так и других звезд огромен. Эти данные уже привели к падению концепции акустического нагрева. Нет смысла давать здесь подробный обзор всех этих работ. Мы попытаемся только обрисовать в самых общих чертах состояние проблемы, в остальном же отсылаем читателей к обзорам Лейбахера и Стейна (1980, 1981), Крэйга (1980), монографии Приста (1982), сборникам "Солнце как звезда" под редакцией Джордана (1981) и "Солнечные активные области" под редакцией Оррала (1981).

Естественные требования к любому механизму нагрева хромосферы и короны состоят в следующем: поток тепла должен превышать известные из наблюдений потери на излучение, обеспечить наблюдаемый ход температуры с высотой, правильно объяснять вариацию потерь вдоль диаграммы Герцшпрунга-Рессела и не противоречить экспериментальным данным о неоднородной структуре хромосферы и короны. В настоящее время нет сомнения, что концепция акустического нагрева обнаружила свою несостоятельность. Звуковой шум, генерируемый конвективной зоной, не может обеспечить петельную структуру хромосферы и короны. Многочисленные прямые оценки амплитуды колебаний в хромосфере приводят к слишком малому тепловому потоку в короне. Теоретические оценки показывают, что акустический поток определяется только двумя параметрами: ускорением силы тяжести  $g$  и эффективной температурой звезды  $T_{ef}$  ( $F_{ac} \sim g^{-1} T_{ef}^{10-15}$ ). Оказалось, однако, что этих двух фундаментальных параметров явно не хватает: звезды с одинаковыми  $g$  и  $T_{ef}$  могут иметь совершенно различные хромосферы и короны. Кроме того, наблюдаемая зависимость потока от  $g$  и  $T_{ef}$  гораздо более слабая.

Таким образом, в физике звезд появляется третий фундаментальный параметр. Скорее всего, это скорость вращения звезды или ее возраст, однако в задаче о структуре и нагреве короны этот третий фундаментальный параметр проявляется, несомненно, в виде магнитного поля.

Магнитный нагрев внешней атмосферы Солнца может быть реализован как с помощью различного типа магнитно-акустико-гравитационных волн, так и с помощью диссипации токов в непотенциальных структурах. Строго говоря, различие здесь определяется характерным временем взаимодей-

вия. В первом случае характерное время нарастания возмущений поля в фотосфере и конвективной зоне меньше альвеновского времени распространения, во втором — больше. Существенное значение имеют вращение силовых трубок, их скручивание, сдвиги, случайные стохастические блуждания (Голуб и др., 1980; Сакураи и Левин, 1981; Старрок и Ушида, 1981; Галеев и др., 1981; Паркер, 1981а,б). Таким образом, в корону передается дополнительная энергия, которая запасается в виде токов, а в магнитном смысле — в виде отклонений от потенциальной структуры. Последующий переход к потенциальной структуре и "сброс" дополнительной энергии в виде тепла обеспечивают требуемый нагрев короны.

Заметим, что в этом механизме энергия возмущений из подфотосферных слоев переходит сначала в энергию надпотенциальной части магнитного поля, а затем в тепло. При этом само магнитное поле играет пассивную роль передатчика энергии и в среднем мало отклоняется от потенциального. В то же время, когда создаются условия для быстрого выделения энергии, тот же механизм может привести к возникновению солнечной вспышки. Механизм эффективной диссипации поля в условиях короны в настоящее время неясен. Это может быть аномальная диффузия, трансформация мод, нелинейная кинетическая неустойчивость, диссипация в ударных волнах и т. п.

Структурность хромосферы и короны тесно связана с магнитным характером механизмов нагрева. Атмосфера над пятном состоит из петель двух типов. Горячие петли простираются на очень большие расстояния. Максимум температуры  $\geq 2 \cdot 10^6$  К достигается в вершине петли. Непосредственно над пятном температура несколько снижается (Штауде и др., 1983, 1984). Давление вдоль горячей петли почти не меняется. В высокотемпературных линиях направленные скорости малы. Холодные петли видны в линиях хромосферы и переходной зоны, они более низкие и простираются на меньшие расстояния. В них наблюдаются как дозвуковые, так и сверхзвуковые потоки.

Горячие петли возникают как следствие нагрева в вершине петли (Пай и др., 1978). Поскольку перенос тепла и вещества поперек силовых линий в короне неэффективен, теплопроводность прогревает петлю вниз вплоть до переходной зоны, а затем вещество, испаряясь, заполняет петлю.

Для горячих статических изобарических петель выведена простая связь между температурой в максимуме петли  $T_m$ , общей длиной петли  $L$  и давлением в основании петли  $p$  (Рознер и др., 1978; Крэйг и др., 1978):

$$T_m = c_\alpha (L_p)^{1/3}, \quad (7.4)$$

$$\lg c_\alpha = 3,136 + 0,022 \alpha. \quad (7.5)$$

Эти выражения вытекают из самых простых рассуждений, связывающих поток тепла и функцию потерь для петли, находящейся в гидростатическом равновесии. При этом величина  $\alpha$ , представляющая собой показатель степенной зависимости нагрева от температуры  $E_n \sim T^\alpha$ , для разных механизмов нагрева меняется от  $-1$  до  $2$ . Несмотря на значительные упрощения при выводе (7.4), это выражение на практике выполняется очень хорошо. Несколько в другой форме масштабные законы даны Робертсом и Франкенталем (1980) и Голубом и др. (1982).



В статических моделях распределение температуры нечувствительно к механизму нагрева (звуковые волны, диссипирующие при вязком и ударном затухании, альвеновские волны, диссипирующие при аномальной проводимости или трансформации мод, диссипация электрических токов при аномальной проводимости). Более эффективная диагностика, вероятно, возможна с помощью анализа меры эмиссии ультрафиолетовых линий (Торричелли-Чампони и др., 1982).

Потоки вещества в холодных петлях связаны с сифонным механизмом (Мейер и Шмидт, 1968; Пикельнер, 1971; Мальтби, 1975; Каргилл и Прист, 1980; Прист, 1982; Борис и Мариска, 1982). Основное уравнение сифонного механизма

$$\left(v - \frac{c_s^2}{v}\right) \frac{dv}{ds} = -g \cos \frac{\pi s}{2L} + \frac{c_s^2}{A} \frac{dA}{ds} \quad (7.6)$$

следует из уравнения непрерывности для круговой трубки длиной  $2L$ . Здесь  $v$  — скорость,  $c_s$  — скорость звука,  $A$  — площадь поперечного сечения трубки,  $s$  — координата вдоль петли. Поскольку давление и нагрев неодинаковы на обоих концах петли, то возникает перетекание газа внутрь пятна. Уравнение имеет критическую точку при  $v = c_s$ . Если  $A = \text{const}$ , то при некоторой (довольно малой) начальной скорости ( $\sim 0,3 - 0,4$  км/с) поток в вершине петли достигает скорости звука и далее на нисходящей ветви превращается в ударную волну. За пределами фронта, расположенного на нисходящей ветви, поток снова становится дозвуковым. Отношение давлений, равное 0,75, достигается при начальной скорости 0,34 км/с,  $c_s \approx 1,1 \cdot 10^2$  км/с,  $L \approx 5 \cdot 10^4$  км.

Если  $A \neq \text{const}$  или используется уравнение политропы, то возможны сифонные течения и без сверхзвуковых скоростей или характерные точки перехода через  $c_s$  располагаются не в вершине петли.

Заметим, что природа структурности короны отличается от природы структурности фотосферы. В фотосферных слоях тонкоструктурность вещества является следствием тонкоструктурности магнитного поля, в короне петли возникают, как следствие, анизотропии механизмов переноса тепла и вещества при наличии магнитного поля, которое само по себе может быть и однородным. Поэтому в пределах этого раздела мы старались употреблять термин "петля", а не распространенный термин "трубка". При этом высокотемпературная петля просто очерчивает силовую линию, на которой по тем или иным причинам произошло выделение энергии. Правда, после выделения энергии и образования петли слабая неоднородность поля может возникнуть как вторичный эффект.

Одной из важных задач является разработка двухкомпонентной модели. Характеристики модели примерно следующие. Основная компонента: в фотосферных слоях  $T_{ef} \approx 3700$  К, относительно тонкая хромосфера (высоты над невозмущенной фотосферой 200–800 км), затем резкий рост температуры до корональных значений, скважность около 0,9. Вторичная или "активная" компонента:  $T_{ef} \approx 5400$  К, более протяженная хромосфера (200–2000 км), быстрый рост до  $T \sim 10^5 - 3 \cdot 10^5$  К с последующей протяженной почти изотермической областью. Такая модель, по-видимому, сможет объяснить все перечисленные данные в этой главе.

## КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ПЯТНАХ

## 8.1. Введение

Колебания (а точнее, квазипериодические процессы) являются частью более общей проблемы динамических явлений в пятнах. Однако некоторые из непериодических динамических явлений (фотосферный и хромосферный эффекты Эвершеда, элементы тонкой структуры тени и полутени) рассмотрены в предыдущих главах; процессы, сопровождающие возникновение, развитие и распад пятна, будут рассмотрены в главе 10. Есть еще класс непериодических явлений в пятне — вспышки в тени (*umbral flares*), которые изредка наблюдаются в пятнах и по всем своим характеристикам подобны обычным вспышкам \*). Эти явления чрезвычайно интересны с точки зрения теории вспышек, поскольку они иногда происходят в участках тени без видимых аномалий магнитного поля. Однако сейчас нет доказательств того, что они представляют явление, специфически связанное с пятнами, и мы не будем обсуждать их свойства в дальнейшем. Обзор случаев наблюдения вспышек в тени и их классификация даны Максимовым (1983).

8.2. Сводка экспериментальных данных  
о квазипериодических процессах

Изучение квазипериодических процессов в солнечных пятнах началось 15–20 лет назад и стимулировалось как надеждами на то, что поток волн будет существенным в энергетическом балансе пятна, так и общим развитием гелиосейсмологии, объединяющей методы изучения Солнца с помощью анализа характеристик волновых процессов. За это время выполнено уже довольно много работ, которые прояснили основные стороны волновых процессов в пятнах, хотя неопределенность в экспериментальных сведениях все еще весьма велика. Это связано как с особыми трудностями получения достаточно длинных временных реализаций, так и с общей нестационарностью процессов.

За последние годы опубликовано несколько весьма обширных обзоров, полностью или частично посвященных проблеме колебаний в солнечных пятнах (Обридко и Теплицкая, 1978; Мур, 1981в). Мы не будем здесь дублировать эти обзоры, а дадим сжатую сводку основных типов и свойств квазипериодических явлений в пятнах.

На уровне фотосферы колебания скорости имеют амплитуду 50–70 м/с и периоды от 60 до 300 с. Наиболее часто встречаются периоды ~ 180 с, однако они выделены не так резко, как в хромосфере. Пятиминутные колебания в пятне ослаблены. Колебания яркости не обнаружены. Колебания магнитного поля на уровне фотосферы зафиксированы Могилевским

\*) Их не следует отождествлять со специфическим квазипериодическим процессом в пятнах — теневыми вспышками (*umbral flashes*), о которых будет идти речь ниже.

и др. (1972, 1973) и подтверждены Миловановым (1980) и Гурманом и Хаусом (1981). Период колебаний составляет  $\sim 180$  с, с большим разбросом, амплитуда  $\sim 100\text{--}200$  Э. Колебания наблюдаются как по продольной, так и по поперечной компонентам и существуют в виде цугов длиной не более  $\sim 10$  периодов. Спектр колебаний нестационарный, резко меняется от точки к точке и от пятна к пятну, в некоторых пятнах колебания вообще отсутствуют, и, вероятно, этим объясняется то, что Шульц и Уайт (1974) колебаний магнитного поля не обнаружили.

Колебательные процессы в хромосфере и переходной зоне значительно более многообразны. К ним относятся теньевые вспышки, наблюдаемые в линии К Ca II, другие колебательные процессы в хромосфере тени, бегущие волны в полутени и "клубы дыма".

Теньевые вспышки были впервые обнаружены Беккерсом и Таллантом (1969) в линии К Ca II. Для них характерна повышенная яркость в максимуме, по крайней мере в два раза превосходящая яркость невозмущенной тени. Они повторяются в среднем через  $150\text{--}180$  с и существуют  $10\text{--}20$  циклов. При коррелопериодограммном анализе период  $150\text{--}180$  с выделен очень резко (Турова и др., 1983). Синие смещения вершин центральных эмиссионных пиков соответствуют скоростям до  $6$  км/с. Наблюдаются перемещения вспышек в тени со скоростью  $\approx 40$  км/с. Есть указания на то, что вспышки — не строго вертикальные колебания.

Бегущие волны полутени выглядят на  $H_{\alpha}$ -фильтрограммах как серии концентрических ярких и темных полос, распространяющихся от границы тени наружу через полутень со скоростью  $10\text{--}20$  км/с и периодом  $\sim 250$  с. При наблюдениях в линиях фотосферы колебания в полутени представляют собой стоячие волны. "Клубы дыма" имеют те же периоды и скорости, что и бегущие волны полутени.

Несколько подробнее следует рассмотреть данные о других типах колебаний в тени. В настоящее время, несмотря на частое употребление одинаковой терминологии, нет полной уверенности в том, что "вспышки в тени" в том виде, как они были определены выше, и флуктуации яркости и скорости, наблюдаемые в разных хромосферных линиях, представляют собой одно и то же явление. По существу, сходны у этих явлений только периоды, тогда как локальные увеличения яркости, характерные для наблюдений в линии К и отразившиеся в самом названии явления "вспышки в тени", нетипичны при наблюдениях волновых процессов в других линиях. Более того, колебания яркости не всегда сопровождают волновые процессы и в линиях H и К Ca II. Так, Теплицкая и др. (1979, 1980) обнаружили колебания скорости в этих линиях с периодом  $\sim 160$  с, которые имеют характер, резко отличный от "вспышек в тени": отсутствие локальных уярчений, большая пространственная протяженность процесса, наличие особенно сильных флуктуаций скорости там, где яркость эмиссии минимальна. Общим со "вспышками в тени" является преобладание синих смещений эмиссионных пиков.

Амплитуда колебаний скорости составляет  $1,5\text{--}2$  км/с. Как амплитуда, так и период обычно сильно меняются в пределах тени, хотя наблюдались и случаи близости периодов и амплитуд во всех точках тени.

Колебания яркости в линиях H и K не всегда коррелированы с колебаниями скорости. Есть случаи совпадения периодов колебаний и скорости

( $\sim 160$  с), в этом случае колебания яркости опережают колебания скорости на  $80^\circ$  (примерно на четверть периода). Амплитуда колебаний яркости составляет  $\sim 0,10$  в единицах яркости соседнего непрерывного спектра. Однако зафиксированы случаи наличия колебаний скорости с периодом 160 с при полном отсутствии флуктуаций яркости. Наконец, есть случаи, когда в скорости зафиксированы колебания с периодом 160 с, а в яркости периоды совсем другие — 100 с и 300 с, и случаи, когда колебания скорости опережают колебания яркости.

По фильтрограммам, полученным в линии К CaII, Жугжда и Макаров (1982) обнаружили, что период колебаний яркости постепенно уменьшается от 198 с до 150 с за период времени порядка 150 минут с одновременным уменьшением мощности и достоверности колебаний. Затем скачком восстанавливается период 186 с, который снова с течением времени уменьшается. Такое же явление наблюдалось и в  $H_\alpha$ .

Аналогичные периоды были обнаружены Дживанелли и др. (1978). Из анализа поля скоростей по линиям  $\lambda \lambda$  5166 Å, 5233 Å,  $b_1$  Mg I,  $H_\gamma$ ,  $H_\alpha$  средний период составляет 160 с, но разброс очень велик (78 с — 274 с). Амплитуда колебаний растет вверх от 0,1 км/с для  $\lambda$  5166 Å до 0,65 км/с в  $H_\alpha$ . Периоды с повышением уровня уменьшаются. Общий поток волновой энергии на уровне  $H_\alpha$  очень мал ( $< 3 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>2</sup>·с). Колебания на нижних уровнях несколько опережают колебания в  $H_\alpha$ . К такому же выводу пришли Теплицкая и др. (1979) по наблюдениям эмиссионных пиков в линии К на разных уровнях интенсивности и ранее Могилевский и др. (1972, 1973) из сопоставления наблюдений на фотосферном и хромосферном уровнях.

Кнеер и др. (1981б), Уекскуль и др. (1983) исследовали колебания в линиях H, K, CaII 8498 Å, 8542 Å,  $D_1$  NaI,  $D_2$  NaI, NiI 5893 Å,  $H_\alpha$ . Оказалось, что колебания в H и K хорошо коррелированы и отношение максимальных интенсивностей составляет  $\sim 1,2$ . Корреляция колебаний интенсивности K и 8542 Å,  $D_2$  и  $H_\alpha$  плохая. Колебания на фотосферном уровне по линии Ni I никак не связаны с колебаниями в хромосфере. Лайтс и др. (1982) вообще не обнаружили колебаний скорости в фотосфере.

Наконец, в последнее время появились измерения колебаний скорости и в линиях переходного слоя CIV, OIV, Si IV (Тандберг-Ханссен и др., 1981; Гурман и др., 1982). Эти линии соответствуют слоям с температурой  $(0,7-1,3) \cdot 10^5$  К. Период колебаний по скорости составляет 129—173 с. Колебания выражены довольно четко, в спектре мощности присутствуют 1—2 резких максимума. Колебания с периодом 300 с полностью отсутствуют. В четырех из двенадцати случаев колебания скорости сопровождались колебаниями яркости с тем же периодом, причем максимум яркости соответствует смещению линии в синюю сторону. Амплитуда колебаний скорости — 1—3 км/с. Не установлены какие-либо статистически достоверные связи с характеристиками площади пятна или напряженности магнитного поля.

Поток волн в хромосфере составляет  $\sim 5 \cdot 10^4$  эрг·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>, т.е. значительно меньше, чем радиационные потери хромосферы, составляющие  $(1 \div 2) \cdot 10^6$  эрг·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> (Кнеер и др., 1981б).

### 8.3. Природа колебаний в пятне

Этому вопросу в настоящее время посвящено довольно много работ. В качестве обзора можно рекомендовать статью Спруита (1981). Тесно связанные с рассматриваемой проблемой вопросы возникновения и распространения колебаний без магнитного поля подробно рассмотрены в обзорах Лейбахера и Стейна (1981б), Стейна и Лейбахера (1981).

Для того чтобы ситуация в пятнах была яснее, мы рассмотрим сначала возникновение колебаний и волн в отсутствие магнитного поля в приближении геометрической оптики.

Как известно, для возникновения волны необходимо существование силы, которая возвращает элемент газа после возмущения в исходное состояние. В отсутствие магнитного поля такими возвращающими силами для сжимаемой среды могут быть градиент давления ( $p$ -моды, акустические или звуковые волны) и сила тяжести ( $g$ -моды, гравитационные волны).

Акустические волны возникают из-за того, что элемент газа, сместившийся вверх, попадает в среду с другим давлением и возникает сила, возвращающая его в исходное положение. Они имеют определенную скорость распространения — скорость звука, которая связана с параметрами среды следующим образом:

$$v_s^2 = \frac{\gamma k T}{m} = \gamma p / \rho = \gamma g H. \quad (8.1)$$

Здесь  $p$  — давление,  $\rho$  — плотность,  $\gamma$  — отношение теплоемкостей,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $k$  — постоянная Больцмана,  $m$  — эффективный молекулярный вес,  $H$  — высота однородной атмосферы. Иногда используется так называемая изотермическая скорость звука  $c^2 = v_s^2 / \gamma$ .

Две другие характерные величины связаны с ограничениями спектра акустических волн по частотам. Акустические волны могут распространяться только, если их частота выше акустической частоты обрезания:

$$N_{ac} = \frac{v_s}{2H} = \frac{\gamma g}{2v_s}. \quad (8.2)$$

Второе ограничение определяется соотношением между горизонтальным волновым вектором и скоростью звука. Если волна распространяется в среду с растущей скоростью звука, то все волны с  $\omega = \omega_L = v_s k_x$  испытывают полное внутреннее отражение (собственно, так же, как и световые волны). Частота  $\omega_L$  называется частотой Лэмба.

Физика внутренних гравитационных волн, или  $g$ -мод, тесно связана с понятием конвекции. По существу, это два крайних проявления одного и того же процесса. Как известно, конвекция возникает тогда, когда разность между градиентом температуры в среде и внутренним градиентом такова, что при перемещении элемента газа вверх возникает сила плавучести, ускоряющая элемент при его движении вверх. Если, наоборот, градиенты таковы, что сила тяжести возвращает элемент назад, возникают внутренние гравитационные волны.

Специфической скорости распространения  $g$ -моды не имеют, но для них тоже есть две характерные величины, ограничивающие их частотный диапа-

зон. Одна из них — частота плавучести или частота Брента—Вьясяля:

$$N_{BV}^2 = \frac{g}{T} \left( \left. \frac{dT}{dz} \right|_{\text{атм}} - \left. \frac{dT}{dz} \right|_{\text{ад}} \right). \quad (8.3)$$

В изотермической среде

$$N_{BV}^2 = \frac{(\gamma - 1)g}{v_s}. \quad (8.4)$$

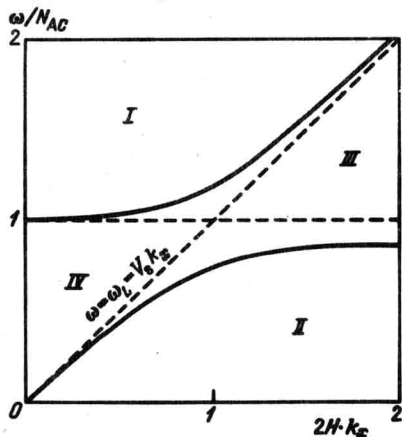
Другая характерная величина:

$$\omega = \left( \frac{N_{BV}}{N_{AC}} \right) v_s k_x. \quad (8.5)$$

При  $\gamma = 5/3$   $N_{BV}/N_{AC} = 0,98$  и, таким образом, эта частота практически совпадает с частотой Лэмба.

На рис. 28 изображена диагностическая диаграмма  $(\omega, k_x)$ , рассчитанная для изотермической атмосферы. Акустические волны могут распространяться, если их частота больше, чем  $\omega_L$  и  $N_{AC}$ , т.е. в области I на диаграмме. Внутренние гравитационные волны распространяются, если их частоты ниже, чем  $N_{BV}$  и  $\omega = (N_{AC}/N_{BV}) v_s k_x$ , т.е. в области II. Вне этих областей волны распространяться вверх не могут. Это значит, что волновой вектор  $k_z$  экспоненциально падает с высотой. Такие волны называются нераспространяющимися (evanescent waves), а в русской литературе, иногда, поверхностными. Однако не следует полагать, что нераспространяющиеся волны не могут передавать энергию вверх. Энергия может просачиваться за счет туннельного эффекта.

Вообще говоря, для возникновения устойчивых колебаний в атмосфере необходимо наличие резонансной полости, т.е. слоя, внутри которого волны могут распространяться, а за его пределами — нет. В этом случае те волны, которые укладываются целое число раз на толщине полости, отражаясь от верхней и нижней границ, образуют стоячие волны. В этих волнах колебания скорости и давления находятся в противофазе, и поэтому полный поток энергии равен нулю. Ситуация полностью аналогична колебаниям струны, закрепленной с обоих концов. Отражение может происходить и



от свободной границы (аналог стержня, закрепленного с одной стороны). В этом случае соотношение между толщиной полости и характерными частотами иное.

Резонансная полость может служить как генератором волн в атмосфере, так и (более естественно) резонансным фильтром. Стоячие волны возникают при стопроцентной добротности эквивалентного

Рис. 28. Диагностическая диаграмма для солнечной атмосферы.

колебательного контура. На практике добротность может быть высокой, но никогда не бывает идеальной. Поэтому поток волн, поступающий снизу к полости пропускается через эту полость как через резонансный фильтр. При этом, если добротность высокая, поток волн на данной частоте почти не уменьшается. Правда, при стационарных процессах и изменениях потока контур с высокой добротностью требует гораздо больше времени для возбуждения в нем колебаний.

До сих пор в наших рассуждениях не принималось во внимание магнитное поле. Учет магнитного поля резко меняет ситуацию. Характерной величиной здесь является альвеновская скорость

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}. \quad (8.6)$$

Когда  $v_A \gg v_s$ , мы говорим о случае сильного поля; когда  $v_A \ll v_s$ , имеем случай слабого поля. В области  $v_A \sim v_s$  не работает приближение геометрической оптики, и нельзя говорить о модах. Здесь существует сложный ансамбль волн, взаимно переходящих друг в друга. В целом при  $v_A \sim v_s$  следует говорить о магнитно-акустико-гравитационных волнах.

Если магнитное поле сильное, то волны распадаются на альвеновские, ускоренные и замедленные. Для альвеновских волн скорость распространения равна  $v_A$ , для ускоренных —  $\max(v_A, v_s)$ , для замедленных —  $\min(v_A, v_s)$ .

В сильном магнитном поле при распространении вдоль вертикального поля выше  $N_{AC}$  распространяющейся является замедленная волна. Она может распространяться не только в области II, как это было в случае ее немагнитного аналога — звуковой волны, но и в области III. Ниже  $N_{AC}$  она является нераспространяющейся. Ускоренная мода при этом всегда является нераспространяющейся.

В слабом магнитном поле мы всегда имеем суперпозицию замедленной волны с обычными атмосферными волнами.

Перейдем теперь непосредственно к солнечному пятну. Альвеновская скорость  $v_A$  растет с переходом в верхние слои пятна, звуковая скорость постепенно уменьшается с уменьшением температуры, а затем резко растет в переходном слое между хромосферой и короной. На уровне, близком к  $\tau \sim 1$ , эти кривые пересекаются. Это означает, что для ускоренной волны имеет место резонансная полость в окрестностях точки  $v_A \sim v_s$ , по обе стороны от которой скорость ускоренной волны, равная  $\max(v_A, v_s)$ , растет. Для замедленной волны также существует резонансная полость, заключенная между уровнями, где  $v_s$  растет вниз ( $\tau \leq 1$ ) и вверх (переходный слой). В резонансной полости для замедленной области существует еще дополнительная фильтрация из-за влияния акустической частоты обрезания  $N_{AC}$ . По существу, здесь имеют место два фильтра — фотосферный и хромосферный, — связанные туннельным эффектом.

Обе эти полости — фотосферная полость для ускоренных волн и фотосферно-хромосферная полость для замедленных волн — используются для объяснения колебаний в тени пятна. Первой из работ, в которых было дано объяснение колебаний в тени пятна, была работа Ушида и Сакураи (1975).

Схематическая модель колебательного режима тени такова. В подфотосферном слое, где имеется сверхadiaбатический градиент температуры и вместе с тем достаточная гибкость силовых линий, возникает состояние сверхустойчивости (overstability) или колебательной неустойчивости, генерирующей в вышележащем слое альвеновские волны с широким спектром частот. Верхняя граница, которой в этой задаче является переходный слой в короне, отражает большую часть волн, и те колебания, которые находятся в неблагоприятном фазовом соотношении с отраженными, будут затухать, а те, которые усиливают друг друга, остаются "звенеть" в полости резонанса. Условия резонанса определяются альвеновской скоростью в основании колеблющегося слоя, т.е. в зоне сверхустойчивости. Чтобы сверхустойчивость имела место, необходима вполне определенная жесткость силовых линий, препятствующая конвекции, но допускающая движения, типичные для колебательной конвекции. Поэтому каждое магнитное поле "находит" свой уровень сверхустойчивости на разной глубине: более сильное — в более глубоких слоях. Таким образом, альвеновская скорость в основании колеблющегося слоя поддерживается примерно при одном и том же значении 4 км/с, и пятна с разной напряженностью поля обладают одним и тем же периодом колебаний. С другой стороны, благоприятная жесткость силовых линий должна попадать в слой, где имеется сверхadiaбатический градиент. Если это условие при слишком сильном или слишком слабом поле не выполняется, то колебания в пятне не возникнут. Как упоминалось выше, пятна, не обнаруживающие колебаний или с беспорядочными флуктуациями скорости, наблюдаются достаточно часто. Следует, однако, отметить, что Ушида и Сакураи рассматривали резонанс для альвеновских волн. Как легко видеть, для альвеновских волн, распространяющихся с альвеновской скоростью, нет нижней отражающей границы. Концепция фотосферной резонансной полости гораздо точнее соответствует распространению ускоренных волн (Антиа и Читре, 1979; Шейер и Томас, 1981; Хольверг и Робертс, 1981; Томас и Шейер, 1982). Полученные частоты вполне соответствуют наблюдаемым в фотосфере периодам колебаний.

Резонанс в хромосферной полости рассмотрен Жугждой и Лоансом (1981), Жугждой и др. (1983). Отличительной особенностью работ этой группы является использование реальных моделей атмосфер пятна. В целом можно считать, что проблема природы колебаний в тени пятна как в фотосфере, так и в хромосфере в настоящее время близка к решению. Следует, однако, отметить, что сама по себе постановка задачи, при которой заранее задается некоторая резонансная полость и рассматривается ее отклик на возбуждающий спектр колебаний, страдает от некоторой переопределенности. Более перспективной (хотя и, несомненно, более трудоемкой) является методика, в которой рассчитывается распространение волн через атмосферу солнечного пятна с учетом трансформации волн, отражения и поглощения на каждом уровне.

Трансформация волн в области  $v_A \sim v_s$  была рассмотрена впервые Пикельнером и Лившицем (1964). В дальнейшем был выполнен целый ряд работ по трансформации волн. Однако в наиболее полной форме теория трансформации волн в атмосфере с магнитным полем создана в работах Жугжды и Джалилова (1981, 1982). Эти работы открывают возможность подробного расчета прохождения волн в атмосфере пятна. Как уже отмеча-



лось выше, до сих пор нет расчета фазовых соотношений и амплитуды колебаний по скорости, интенсивности, магнитному полю на разных уровнях в атмосфере пятна.

Следует заметить, что все отмеченные выше результаты получены для вертикального однородного поля пятна. В расширяющемся вверх поле частоты и общий поток магнито-акустико-гравитационных волн меняются мало, тогда как поток альвеновских волн может вырасти на два порядка (Калли, 1983).

Гораздо меньше разработана теория бегущих волн в полутени. Ушида и Сакураи (1975) кратко остановились и на происхождении волн полутени. По их мнению, волны возбуждаются энергией колебаний, излучаемой через стенки тени. Более подробно вопрос изучен Муром (1973), Мулланом и Юном (1973). Исходя из феноменологического описания "вспышек над тенью" и бегущих волн полутени, предполагается, что оба процесса зарождаются в тени как следствие колебательной конвекции. Ее условием является соблюдение неравенства  $\tau_D \geq \tau_e$ , где  $\tau_D$  — время магнитной диффузии, а  $\tau_e$  — время нарастания возмущения. Вычислив  $\tau_D$ ,  $\tau_e$  и периоды колебаний, Мур нашел, что неравенство выполняется и параметры колебаний близки к наблюдаемым, если они возникают непосредственно над фотосферой. Глубина слоя генерации составляет 300 — 400 км, причем этот уровень одинаково ответствен за возникновение и "вспышек над тенью", и бегущих волн полутени (Муллан и Юн, 1973).

Более общий подход к решению задачи содержится в работах Мусмана и др. (1976), Ная и Томаса (1974, 1976), Антия и др. (1978). Рассмотрено распространение волн в сжимаемой стратифицированной электрически проводящей атмосфере, пронизанной магнитным полем. Волны, возникающие в такой среде под действием магнитных сил, упругости и плавучести, называются магнитоатмосферными (в предельных случаях такие волны вырождаются в акустические и гравитационные или в ускоренные и замедленные магнитоакустические). Применительно к полутени модель атмосферы задана двумя слоями, в каждом из которых решается задача о распространении магнитоатмосферных волн. Нижний адиабатический слой стратифицирован и свободен от поля. Верхний слой соответствует фотосфере и хромосфере полутени, он пронизан однородным горизонтальным полем и предполагается изотермическим. Дисперсионные соотношения, которые получаются после шивания решений волнового уравнения в каждом слое, дают некоторый дискретный набор мод. Наблюдаемые периоды и длины волн в полутени совпадают с первой положительной модой магнитоатмосферных волн. При анализе решений особенно важно, что максимальная амплитуда скорости находится слегка над границей между слоями, т.е. на наблюдаемых уровнях полутени, тогда как кинетическая энергия почти полностью захвачена в нижнем слое (конвективная зона), там, где ожидается источник возбуждения — колебательная конвекция тени. В соответствии с этой моделью новые расчеты выполнили недавно Калли и Адам (1983). Частоты и значения вертикальной скорости согласуются с наблюдениями, однако значения горизонтальной скорости на уровне фотосферы слишком велики. Максимум кинетической энергии вертикальных движений достигается на глубине 130 км под поверхностью фотосферы.

Продолжая работы по трансформации магнитно-акустико-гравитационных волн в атмосфере Солнца, Жугжда и Джалилов решили задачу о трансформации в наклонном поле (1984а, б) и построили модель бегущих волн (1984в) как результат трансформации звуковых пятиминутных колебаний, захваченных в фотосферном волноводе, в бегущие замедленные и стоячие поверхностные ускоренные волны. При этом дискретность периодов является следствием тонкой структуры спектра приходящих снизу волн и особенностей условий трансформации.

## ГЛАВА 9

### ТЕМПЕРАТУРНЫЙ РЕЖИМ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ И ВЫХОДЯЩЕЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

#### 9.1. Введение

В этой главе мы рассмотрим профиль интенсивности различных неоднородностей (в том числе и солнечных пятен) в фотосфере Солнца с учетом горизонтального переноса энергии излучением. Поток энергии, поступающий к рассматриваемой области снизу, должен быть при таком подходе задан в качестве граничного условия. При этом для теплового режима рассматриваемой области несущественно, каков механизм подачи тепла снизу — лучистый, конвективный или волновой. Что касается магнитного поля, то его структура определяет самый факт существования упомянутых неоднородностей, воздействуя на распределение плотности вещества и на поток энергии снизу. Однако на лучистый механизм переноса магнитное поле влияет лишь через коэффициент поглощения света веществом.

Из математических соображений мы вынуждены считать зависимость коэффициента поглощения от геометрической глубины экспоненциальной, что согласуется с экспериментальными данными.

Очевидно, что решение этой задачи должно зависеть от целого ряда параметров. Заранее ясно, что для задачи существенны величина потока энергии, поступающего снизу в рассматриваемую область, величины коэффициентов поглощения внутри и снаружи неоднородностей, а также характерные размеры неоднородностей. При решении этой задачи мы стремились на всех этапах получить аналитическое решение.

#### 9.2. Постановка задачи

В стационарном состоянии при отсутствии источников тепла вектор потока излучения является соленоидальным:

$$\operatorname{div} \mathbf{S} = 0; \quad (9.1)$$

под  $\mathbf{S}$  мы понимаем поток, проинтегрированный по всем частотам. В диффузионном приближении

$$\mathbf{S} = -\frac{1}{3} \frac{c}{\kappa} \nabla B, \quad (9.2)$$

где  $\kappa$  — объемный коэффициент поглощения, усредненный по частотам,

$$B = \frac{1}{c} \int I d\Omega - \text{плотность излучения.}$$

Из (9.1) и (9.2) следует

$$\nabla \left( \frac{\nabla B}{\kappa} \right) = 0. \quad (9.3)$$

Нам предстоит решить для (9.3) краевую задачу в цилиндре радиуса  $R$ . Запишем (9.3) в цилиндрических координатах  $r, z$ :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial B}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 B}{\partial z^2} - \frac{\partial B}{\partial r} \frac{\partial \ln \kappa}{\partial r} - \frac{\partial B}{\partial z} \frac{\partial \ln \kappa}{\partial z} = 0. \quad (9.4)$$

В безразмерных переменных

$$\tau = \int_0^z \kappa(z', 0) dz',$$

$$\rho = \frac{r}{R}$$

(9.4) принимает вид

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 B}{\partial \rho^2} - \frac{\partial \ln \kappa}{\partial \rho} \frac{\partial B}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial B}{\partial \rho} + R^2 [\kappa(\tau, 0)]^2 \times \\ & \times \left\{ \frac{\partial^2 B}{\partial \tau^2} - \left[ \frac{\partial \ln \kappa(\tau, 0)}{\partial \tau} - \frac{\partial \ln \kappa}{\partial \tau} \right] \frac{\partial B}{\partial \tau} \right\} = 0. \end{aligned} \quad (9.5)$$

Применение метода Эддингтона приводит к тому же уравнению (9.5), что, в сущности, соответствует диффузионному приближению.

Переменные в уравнении (9.5) разделяются, если принять, что  $\kappa$  может быть представлено в виде

$$\kappa(\tau, \rho) = \kappa(\tau)\beta(\rho). \quad (9.6)$$

Тогда подстановкой  $B(\tau, \rho) = T(\tau)Y(\rho)$  уравнение (9.5) сводится к

$$R^2 \kappa^2 \frac{d^2 T}{d\tau^2} + \lambda^2 T = 0, \quad (9.7)$$

$$\frac{d^2 Y}{d\rho^2} + \left( \frac{1}{\rho} - \frac{d \ln \beta}{d\rho} \right) \frac{dY}{d\rho} - \lambda^2 Y = 0. \quad (9.8)$$

Чтобы проинтегрировать уравнения (9.7), (9.8) в квадратурах, мы должны еще принять достаточно простые предположения о виде  $\kappa(\tau)$  и  $\beta(\rho)$ . Полагаем в дальнейшем

$$\beta = \text{const}, \quad (9.9a)$$

$$\kappa = a(\tau + \tau^*). \quad (9.9b)$$

Линейная зависимость (9.9b) приближенно соответствует состоянию гидро-

статического равновесия

$$\tau = \frac{t}{3} (e^{az} - 1), \quad (9.10a)$$

$$\kappa = \frac{at}{3} e^{az}, \quad (9.10b)$$

где введено обозначение  $t = 3\tau^*$ . Величина  $1/a$  близка к высоте однородной атмосферы. Мы предполагаем здесь и ниже, что  $a \neq 0$ .

На верхнем и нижнем основаниях цилиндра задаем обычные для диффузионного приближения граничные условия

$$\left( B - \frac{2}{3} \frac{\kappa(\tau, 0)}{\kappa(\tau, \rho)} \frac{\partial B}{\partial \tau} \right)_{\tau=0} = 0, \quad (9.11)$$

$$\left( B + \frac{2}{3} \frac{\kappa(\tau, 0)}{\kappa(\tau, \rho)} \frac{\partial B}{\partial \tau} \right)_{\tau=\tau_0} = \eta, \quad (9.12)$$

соответствующие отсутствию излучения, падающего на цилиндр сверху, и некоторому заданному интегральному потоку  $\Phi = \eta\Phi_0$ , падающему на цилиндр снизу,  $\Phi_0$  — средний невозмущенный тепловой поток на глубине  $\tau_0$ ,  $\tau_0$  — оптическая глубина цилиндра на его оси, соответствующая геометрической глубине  $z_0$ .

На оси цилиндра и на бесконечности полагаем

$$\frac{\partial B}{\partial \rho} \Big|_{\rho=0} = 0, \quad (9.13)$$

$$\lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{\partial B}{\partial \rho} = 0. \quad (9.14)$$

Поскольку (9.9a), (9.11) и (9.12) не позволяют в общем случае решать задачу во всей области  $0 \leq z \leq z_0$ ,  $0 \leq \rho < \infty$ , мы вынуждены решать ее отдельно внутри и вне цилиндра. Поэтому вводятся дополнительные условия, позволяющие сшивать решения внутренней и внешней задач:

$$\lim_{\rho \rightarrow 1-0} B(z, \rho) = \lim_{\rho \rightarrow 1+0} B(z, \rho), \quad (9.15)$$

$$\lim_{\rho \rightarrow 1-0} \frac{1}{\kappa} \frac{\partial B}{\partial \rho} = \lim_{\rho \rightarrow 1+0} \frac{1}{\kappa} \frac{\partial B}{\partial \rho}, \quad (9.16)$$

состоящие в требовании непрерывности плотности излучения и перпендикулярной к границе компоненты потока. Тангенциальная компонента потока при этом оказывается разрывной.

### 9.3. Метод решения, сводка полученных решений

Для полностью одномерной среды  $\kappa = \kappa(z)$  и не зависит от  $\rho$ ,  $\eta = \text{const}$ , и мы получаем известное линейное решение

$$B = B_l = \frac{2}{5} \eta \left( 1 + \frac{3}{2} \tau \right), \quad (9.17)$$

которое при  $\eta = 1$  совпадает с невозмущенным решением и дает выходящее излучение, равное 1.

В двумерной задаче возможны следующие случаи:

1. Кусочно-одномерное решение:  $\kappa = \kappa_i(z)$ ,  $\eta = \eta_i$ , где  $i = 1$  внутри цилиндра,  $i = 2$  вне цилиндра. При этом не учитываются условия сшивания (9.15) и (9.16). Внутри и вне цилиндра мы получаем решения типа (9.17) с различными  $\eta$  и несовпадающим ходом  $B(z)$ . Такое решение часто используется при качественных оценках.

2. Однородная среда с неоднородным подводом тепла:  $\kappa_1(z) = \kappa_2(z)$ ,  $\eta_1 \neq \eta_2$ . Мы имеем отдельные краевые задачи для функций  $T$  и  $Y$  (связанные лишь общим значением константы разделения  $\lambda$ ). Далее двигаться двумя путями: 1) Вычтя из искомого решения линейное частное решение типа (9.17), удовлетворяющее граничным условиям, превращаем краевую задачу для  $B_\lambda$  в однородную и таким образом приходим к задаче на собственные значения, причем решение ищем в отдельности для областей  $\rho < 1$  и  $\rho > 1$ . Затем решения сшиваются при  $\rho = 1$ . Достоинство этого метода состоит в том, что он естественно обобщается на случай различающихся коэффициентов поглощения внутри и вне цилиндра; кроме того, довольно трудоемким способом можно получить решение и для произвольной зависимости  $\eta(\rho)$ . 2) Можно начать с краевой задачи для  $Y$ , которая сразу является однородной в полубесконечном интервале по  $\rho$ . В этом случае спектр собственных значений является непрерывным, и решение  $B(\tau, \rho)$  представляется в виде интеграла по  $\lambda$ . Этот метод не удается обобщить на случай различающихся сред, но зато он непосредственно применим и при непрерывной зависимости  $\eta(\rho)$ .

3. Неоднородная среда с неоднородным подводом тепла:  $\kappa_1(z) \neq \kappa_2(z)$ ,  $\eta_1 \neq \eta_2$ . Как уже говорилось, решение получается методом сшивания.

4. Лучистое равновесие при контакте двух однородных сред:  $\kappa_1 = \text{const}$ ,  $\kappa_2 = \text{const}$ ,  $\kappa_1 \neq \kappa_2$ ,  $\eta_1 \neq \eta_2$ .

5. Случай внешней среды ограниченного радиуса. В этом случае вместо условия (9.14) используется задание функции  $B$  на некотором внешнем цилиндре:  $B = B_2(z)$  при  $r = R_2$ .

6. Цилиндр с заданной температурой на границе. В этом случае условия (9.14) и (9.16) снимаются, а на границе цилиндра задается известная функция  $B_1$ .

Эти решения получены в работах Дашевского и Обридко (1972), Обридко и др. (1976), Обридко и др. (1979), где исследована сходимость решений и их зависимость от параметров. Мы здесь дадим без вывода решения для двух наиболее важных случаев.

#### 9.4. Самосогласованная задача в слоисто-однородной среде с неоднородным подводом тепла

Полное решение имеет вид

$$B(\tau, \rho) = \begin{cases} B_l^{(1)}(\tau) - \sum_{n=0}^{\infty} C_n^{(1)} T_n(\tau) I_0(\lambda_n \rho), & \rho \leq 1, \\ B_l^{(2)}(\tau) + \sum_{n=0}^{\infty} C_n^{(2)} T_n(\tau) K_0(\lambda_n \rho), & \rho \geq 1, \end{cases} \quad (9.18)$$

где  $B_l^{(i)}(\tau)$  – линейная функция, являющаяся решением одномерной задачи с данным  $\eta_i$  (9.17),

$$T_n(\tau) = c_n \sqrt{\frac{3\tau}{t} + 1} \sin \left[ \frac{1}{2} \mu_n \ln \left( 1 + \frac{3\tau}{t} \right) - \varphi_n \right] \quad (9.19)$$

– ортонормированная система собственных функций  $\int_0^{\tau_0} T_k T_n d\tau = \delta_k^n$ ,

$$c_n = \sqrt{a} \left[ \frac{az_0}{2} + \frac{b+1}{(b+1)^2 + \mu_n^2} - \frac{1-t}{(1-t)^2 + \mu_n^2} \right]^{-1/2}, \quad (9.20)$$

где  $b = te^{az_0}$  [из (9.10а) видно, что  $b \approx 3\tau_0$ ],  $\mu_n$  являются решениями уравнения

$$\frac{az_0 \mu_n}{2} = \varphi_n - \psi_n + n\pi, \quad (9.21)$$

$$\varphi_n = \operatorname{arctg} \frac{\mu_n}{1-t}, \quad (9.22)$$

$$\psi_n = \operatorname{arctg} \frac{\mu_n}{b+1}. \quad (9.23)$$

Уравнение (9.21) имеет бесконечную систему вещественных корней и один чисто мнимый корень  $\mu_0$ .

Собственные числа

$$\lambda_n = \frac{Ra}{2} \sqrt{1 + \mu_n^2}, \quad (9.24)$$

$I_0, K_0$  – функции Бесселя мнимого аргумента.

Заметим, что для  $\mu_n \ll b$  или  $\mu_n \gg b$  собственные числа  $\mu_n$  и собственные функции  $T_n(\tau)$  имеют универсальный характер – определяются только параметром  $az_0$  и не зависят от величины  $\tau^*$ . Собственные числа  $\lambda_n$  в случае

$\mu_n \gg b$  стремятся к  $n\pi \frac{R}{z_0}$ , т.е. определяются соотношением горизонтального и вертикального размеров цилиндра:

$$C_n^{(1)} = \lambda_n K_1(\lambda_n) b_n, \quad C_n^{(2)} = \lambda_n I_1(\lambda_n) b_n, \quad (9.25)$$

где  $b_n$  есть коэффициенты разложения:

$$B_l^{(1)} - B_l^{(2)} = \sum_{n=0}^{\infty} b_n T_n(\tau), \quad (9.26)$$

$$b_n = \frac{2}{5} (\eta_1 - \eta_2) \frac{(-1)^{n+1} c_n \mu_n}{a(1 + \mu_n^2)} \cdot \frac{t \exp\left(\frac{az_0}{2}\right) (b+4-t)}{\sqrt{(b+1)^2 + \mu_n^2}}. \quad (9.27)$$

Формулы (9.17 – 9.27) полностью определяют решение задачи во всей рассматриваемой области. Ряды (9.18) сходятся довольно быстро при всех

значениях  $\rho$  (и не слишком больших  $z$ ), за исключением пограничной области  $\rho \approx 1$ . Оценка сходимости рядов (9.18) показала, что при  $\rho \approx 0$ , а также  $\rho \gtrsim 3$  и любых  $\tau$  для достижения точности 1% достаточно всего двух членов ряда.

Вблизи  $\rho = 1$  пользоваться рядами (9.18) неудобно ввиду их медленной сходимости. Решение можно, однако, представить в виде

$$B(\tau, \rho) = \begin{cases} \frac{B_l^{(1)} + B_l^{(2)}}{2} + \sum b_n \left[ \frac{1}{2} - \lambda_n K_1(\lambda_n) I_0(\lambda_n \rho) \right] T_n(\tau), & \rho \leq 1, \\ \frac{B_l^{(1)} + B_l^{(2)}}{2} - \sum b_n \left[ \frac{1}{2} - \lambda_n I_1(\lambda_n) K_0(\lambda_n \rho) \right] T_n(\tau), & \rho \geq 1. \end{cases} \quad (9.28)$$

Ряды (9.28) сходятся наиболее быстро при  $\rho = 1$ , где для достижения погрешности  $\sim 1\%$  достаточно  $2 \div 3$  первых членов ряда.

### 9.5. Самосогласованная задача в неоднородной среде с неоднородным подводом тепла

Решения внутренней и внешней задач в точности совпадают с приведенными в 9.4, но при этом нужно иметь в виду, что величины  $a$ ,  $\tau^*$  (или  $t$ ),  $\kappa(z)$ ,  $b$ ,  $\mu_n$ ,  $\varphi$ ,  $\lambda_n$ ,  $\tau(z)$ ,  $T_n(z)$ ,  $c_n$  различны для внутренней и внешней областей и поэтому должны быть снабжены индексом  $i = 1, 2$ , как и величины потока  $\eta_i$ .

Кроме того, ради компактности записи системы (9.29) мы здесь обозначили коэффициенты через  $A_n^{(1)}/I_0(\lambda_n^{(1)})$  и  $A_n^{(2)}/K_0(\lambda_n^{(2)})$  соответственно, вместо  $C_n^{(1)}$  и  $C_n^{(2)}$ , принятых в (9.18).

Как и раньше коэффициенты  $A_n^{(i)}$  определяются из условий сшивки решений на границе  $\rho = 1$ . Как и в случае слоистой среды, коэффициенты  $A_n^{(1)}$  и  $A_n^{(2)}$  однозначно определяются условиями (9.15) и (9.16). Однако для получения нужной системы уравнений недостаточно подставить (9.18) в (9.15) и (9.16), поскольку решения по разные стороны от границы разложены по разным собственным функциям —  $T_n^{(1)}$  и  $T_n^{(2)}$  соответственно.

Чтобы условия сшивания привели к системе уравнений относительно  $A_n^{(i)}$ , необходимо внутреннее и внешнее решения представить в виде разложения по некоторой — произвольной, но одной и той же — системе функций  $f_m(z)$ . Простота решения получающейся системы уравнений зависит от того, насколько удачно выбрана система функций  $f_m(z)$ .

Выберем в качестве такой системы функций полную ортонормированную систему  $T_m^{(2)}(z)$ . Эти функции ортогональны на отрезке  $[0, z_0]$  с весом  $e^{-a_2 z}$ .

В дальнейшем мы ограничимся случаем  $a_1 = a_2 \equiv a$ . Общие формулы для  $a_1 \neq a_2$  весьма громоздки.

Тогда получим систему

$$\sum_{k=0}^{\infty} C_k^m \left( 1 + \frac{\alpha_k}{\beta_m} \right) A_k^{(1)} = b_m^{(2)}, \quad (9.29)$$

где  $A_k^{(1)}$  — неизвестные, а  $A_m^{(2)}$  определяются выражением  $b_m^{(2)} - \sum C_k^m$

$$\alpha_k = \frac{\lambda_k^{(1)}}{t_1} \frac{I_1(\lambda_k^{(1)})}{I_0(\lambda_k^{(1)})}, \quad (9.30)$$

$$\beta_m = \frac{\lambda_m^{(2)}}{t_2} \frac{K_1(\lambda_m^{(2)})}{K_0(\lambda_m^{(2)})}, \quad (9.31)$$

$$C_k^m = \frac{2c_k^{(1)}c_m^{(2)}\mu_k^{(1)}\mu_m^{(2)}\Delta t}{a[(\mu_k^{(1)})^2 - (\mu_m^{(2)})^2]} \frac{(-1)^{k+m} \cdot e^{az_0}}{\sqrt{(\mu_k^{(1)})^2 + (b_1 + 1)^2} \sqrt{(\mu_m^{(2)})^2 + (b_2 + 1)^2}} + \frac{1}{\sqrt{(\mu_k^{(1)})^2 + (1 - t_1)^2} \sqrt{(\mu_m^{(2)})^2 + (1 - t_2)^2}}, \quad (9.32)$$

$$b_m^{(2)} = \frac{2}{5} \frac{c_m^{(2)}\mu_m^{(2)}}{a[1 + (\mu_m^{(2)})^2]} \left\{ \Delta\eta(-1)^{m+1} \cdot e^{\frac{az_0}{2}} \frac{(b_2 + 4 - t_2)t_2}{\sqrt{(\mu_m^{(2)})^2 + (b_2 + 1)^2}} + \Delta t \eta_1 \left[ e^{\frac{az_0}{2}} \frac{b_2 + 2 - t_2}{\sqrt{(\mu_m^{(2)})^2 + (b_2 + 1)^2}} + \frac{2}{\sqrt{(\mu_m^{(2)})^2 + (1 - t_2)^2}} \right] \right\} \quad (9.33)$$

(здесь  $\Delta\eta = \eta_1 - \eta_2$ ;  $\Delta t = t_1 - t_2$ ;  $b_i = t_i e^{az_0}$ ).

Решение бесконечной системы уравнений (9.29) принципиально опирается на тот факт, что, как видно из (9.32), при  $m \rightarrow \infty$   $C_k^m \rightarrow \delta_k^m$ . Из этого следует, что  $A_m^{(1)} \rightarrow 0$  при  $m \rightarrow \infty$ , поскольку стремятся к нулю  $b_m^{(2)}$ , определяемые (9.33). Мы можем получить решение (9.29) с любой нужной точностью, ограничившись конечной частью системы порядка  $N$ . Чтобы погрешность окончательного решения  $B(z, \rho)$ , вызванная ограничением порядка системы (9.29), не превышала нескольких процентов ни при каких значениях  $z$  и  $\rho$ , приходится брать  $N \sim 10 \div 20$ .

С другой стороны, из того же факта малости недиагональных членов в (9.29) следует, что решение удобно проводить методом итераций. Введем коэффициенты  $b_k^{(1)}$ , определяемые равенством

$$B_l^{(1)} - B_l^{(2)} = \sum b_k^{(1)} T_k^{(1)}. \quad (9.34)$$

Выражение для  $b_m^{(1)}$  имеет вид (9.33), где индекс 1 нужно заменить на 2 и наоборот. Можно показать что  $b_m^{(2)}$  и  $b_k^{(1)}$  связаны простым соотношением

$$b_m^{(2)} = \sum_k C_k^m b_k^{(1)} \quad (9.35)$$

С учетом (9.35) система уравнений (9.29) принимает вид

$$\sum_{k=0}^{\infty} C_k^m \left[ \left( 1 + \frac{\alpha_k}{\beta_m} \right) A_k^{(1)} - b_k^{(1)} \right] = 0. \quad (9.36)$$



Итерационная формула для решения системы (9.36) имеет вид

$$A_k^{(n)(1)} = \frac{1}{1 + \frac{\alpha_k}{\beta_k}} \left\{ b_k^{(1)} + \frac{1}{C_k^k} \sum C_s^k \left[ b_s^{(1)} - \left( 1 + \frac{\alpha_s}{\beta_s} \right)^{(n-1)} A_s^{(1)} \right] \right\}. \quad (9.37)$$

Сходимость этих итераций оказывается настолько быстрой, что для получения результата с точностью не хуже 3% достаточно ограничиться нулевой итерацией:

$$A_k^{(0)(1)} = \frac{b_k^{(1)}}{1 + \frac{\alpha_k}{\beta_k}}. \quad (9.38)$$

Аналогично:

$$A_k^{(0)(2)} = \frac{b_k^{(2)}}{1 + \frac{\alpha_k}{\beta_k}}. \quad (9.39)$$

## 9.6. Характеристики излучения фотосферных неоднородностей

**9.6.1. Введение.** При сопоставлении теории с наблюдениями рассмотрим следующие вопросы: соотношение между размерами и яркостями элементов солнечной активности, вариация центр — край различных элементов, фотометрический профиль интенсивности и изофоты.

Прежде чем перейти непосредственно к обсуждению этих вопросов, остановимся кратко на зависимости результатов теории от параметров. Выходящая интенсивность  $J(\mu, x, y)$ , где  $x$  и  $y$  — декартовы координаты на поверхности Солнца с центром на оси цилиндра,  $\mu = \cos \theta$ , ось  $x$  направлена от центра диска к лимбу, зависит, вообще говоря, от следующих параметров:  $J = J(R, a, z_0, \tau_0^{(1)}, \tau_0^{(2)}, \eta_1, \eta_2)$ . Однако не все эти параметры являются существенными. Можно пренебречь влиянием величины  $z_0$ , определяемой выбором нуля-пункта шкалы оптических глубин. Абсолютные значения оптических глубин  $\tau_0^{(1)}$  и  $\tau_0^{(2)}$  также сказываются на результатах очень слабо — их одновременное изменение в несколько раз меняет  $J$  лишь на  $10 \div 20\%$ . Различие  $\tau_0^{(1)}$  и  $\tau_0^{(2)}$  может оказывать заметное влияние на оптические характеристики неоднородности. Различие  $\tau_0$  характеризует сдвиг нуля-пунктов шкалы оптических глубин:  $\Delta z = \frac{1}{a} \Delta(\ln \tau)$ . В случае, когда  $\Delta \tau_0 \ll \tau$ , средние характеристики мало отличаются от случая равных  $\tau$ , а их различие сказывается лишь в непосредственной близости от границы раздела.

Таким образом, имеется всего три существенных параметра:  $\eta_1, \eta_2, aR$ . В теории эти параметры являются свободными, их значения должны быть определены из наблюдений. В случае большого пятна,  $aR \gg 1$ , мы имеем при  $r \ll R$  асимптотически одномерное значение  $J_0 = \frac{2}{5} \eta_1 \left( 1 + \frac{3}{2} \mu \right)$

Из измеренных значений  $J_0$  мы получаем, что для пятна  $\eta \approx 1/7$  (для невозмущенной фотосферы  $\eta = 1$ ). Сравнение зависимости наших результатов от  $aR$  с наблюдательными данными приводит к выводу, что для пятен и других неоднородностей значение  $a$  близко к фотосферному ( $a \approx 0,02$ ).

После определения значений  $\eta_1, \eta_2, a$  единственным свободным параметром остается размер неоднородности  $R$ , который наблюдается непосредственно, и это допускает прямое сравнение зависимости  $J(R)$  с наблюдениями. Следует, однако, иметь в виду, что интенсивность  $J$  в нашем рассмотрении представляет собой интенсивность излучения, проинтегрированного по всем длинам волн. Поэтому при сопоставлении с реальными наблюдениями, которые выполняются обычно в локальных участках длин волн, мы должны пересчитать эти наблюдаемые локальные интенсивности в интенсивности интегрального излучения.

**9.6.2. Соотношения между размерами и яркостями наблюдаемых неоднородностей солнечной фотосферы при наблюдениях в центре диска.** Яркости светлых элементов в тени пятен и темных узлов в фотосфере. При сопоставлении данных наблюдений с результатами расчетов можно сделать следующие выводы:

1. Шкала высот этих элементов не может существенно отличаться от шкалы высот в невозмущенной фотосфере. Наблюдаемые яркости светлых элементов соответствуют значению  $aR \approx 4$ . При наблюдаемых размерах  $\sim 200$  км это соответствует  $a \approx 0,02$ , что близко к значениям  $a$  в невозмущенной фотосфере. Если допустить  $a$  в 4 — 5 раз меньше, то та же самая яркость достигается только при характерных размерах 1000 км, что противоречит наблюдениям.

2. Исходя из реально достижимой при наблюдениях точности  $\sim 5\%$ , можно рассчитать минимальный размер неоднородности, которая при разрешении  $0,7''$  фотометрически обнаружима. Оказалось, что этот минимальный размер составляет 50 км. Элементы меньшего размера фотометрически необнаружимы, хотя и могут представлять собой значительные неоднородности по магнитному полю, плотности и температуре.

Для темных узлов в фотосфере наши расчеты дают минимальную яркость в центре узла, равную  $\sim 0,7$  и  $\sim 0,5$  для радиусов 100 и 200 км соответственно. При разрешении  $0,7''$  мы получаем среднюю интенсивность таких узлов  $0,8 \div 0,9$ , что согласуется с наблюдениями.

С ростом размеров светлой неоднородности ее яркость растет, и при характерных размерах неоднородности  $\sim 2 \div 3''$  ее интенсивность становится неотличимой от интенсивности невозмущенной фотосферы. Неоднородность столь больших размеров выглядит в пятне как световой мост.

**Зависимость относительной интенсивности пятен от площади.** На протяжении многих лет считалось естественным, что относительная интенсивность пятна падает с увеличением его площади. Это утверждение содержится в большинстве ранних работ. Однако в последнее время большинство исследователей приходит к выводу, что интенсивность пятен не зависит от их площади начиная с радиуса  $\sim 2000$  км. Для меньших пятен наблюдается сильный разброс точек, и, по-видимому, яркость пятен несколько растет с уменьшением размеров пятна (см. гл. 2).

Рис. 29. Зависимость минимальной яркости в центре пятна от радиуса:

1.  $a = 0,02$ ,  $\eta_1 = 1/7$ ,

$\eta_2 = 1$ ,  $\tau_0^{(1)} = \tau_0^{(2)} = 11$ .

2.  $a = 0,02$ ,  $\eta_1 = 1/7$ ,

$\eta_2 = 1$ ,  $\tau_0^{(1)} = 3,7$ ,  $\tau_0^{(2)} = 11$ .

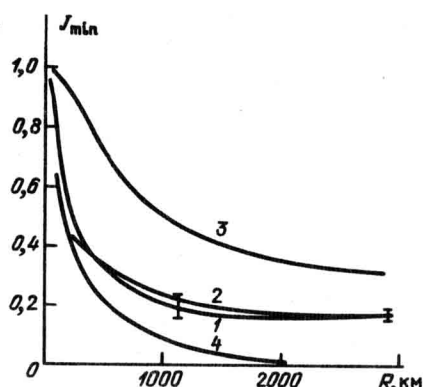
3.  $a = 0,004$ ,  $\eta_1 = 1/7$ ,

$\eta_2 = 1$ ,  $\tau_0^{(1)} = \tau_0^{(2)} = 11$ .

4.  $a = 0,02$ ,  $\eta_1 = 0$ ,

$\eta_2 = 1$ ,  $\tau_0^{(1)} = \tau_0^{(2)} = 11$ .

$I$  — наблюдаемые значения.



Представляет интерес рассчитать зависимость интенсивности в центре пятна от его размеров и сравнить с наблюдениями. На рис. 29 приведена зависимость  $J_{\min}(R)$  для следующих значений параметров:  $\eta_1 = 1/7$ ,  $\eta_2 = 1$ ; кривая 1 —  $a = 0,02$ ,  $\tau_0^{(1)} = \tau_0^{(2)} = 11$ ; кривая 2 —  $a = 0,02$ ,  $\tau_0^{(1)} = 3,7$ ,  $\tau_0^{(2)} = 11$ ; кривая 3 —  $a = 0,004$ ,  $\tau_0^{(1)} = \tau_0^{(2)} = 11$ ; кривая 4 —  $\eta_1 = 0$ ,  $\eta_2 = 1$ ,  $a = 0,02$ ,  $\tau_0^{(1)} = \tau_0^{(2)} = 11$ . На том же рисунке нанесены наблюдательные значения (Россбах и Шрётер, 1970).

На основании сопоставления экспериментальных данных с теоретическими кривыми можно сделать следующие выводы:

1. Как уже отмечалось, относительная интенсивность неоднородности больших размеров зависит только от одного параметра  $\eta_1$ . Поскольку наблюдения показывают, что интенсивности больших пятен мало отличаются друг от друга, это означает, что для всех больших пятен величина потока  $\eta_1$  на нижней границе пятна практически одинакова.

2. Величина  $a$  в пятне составляет  $\sim 0,015 \div 0,02$ , что является доводом в пользу гидростатических моделей. Если бы величина  $a$  была в 3 ÷ 5 раз меньше, как это иногда предполагается в негидростатических моделях, то наблюдения должны были бы давать зависимость минимальной яркости от размеров вплоть до  $R \approx 6000 \div 7000$  км.

3. Сильный разброс яркостей для малых пятен ( $R \sim 500 \div 2000$  км) обычно объясняют трудностями учета паразитного света. Из наших результатов следует, что могут быть и реальные различия яркости в таких пятнах, поскольку уровень  $\tau_0$ , где конвективный перенос сменяется лучистым, может несколько варьироваться от пятна к пятну.

4. Малое различие  $\tau_0$  внутри и снаружи пятна слабо влияет на зависимость  $J(R)$ . Даже различие  $\tau_0$  в несколько раз не меняет результатов качественно, но может вызвать принципиально обнаружимое изменение кривой  $J(R)$ . Так, при уменьшении  $\tau_0^{(1)}$  в три раза по сравнению с  $\tau_0^{(2)}$  независимость яркости от размеров пятна начинается не с  $R \approx 2000$ , а с  $R \approx 3000$  км.

В соответствии с гипотезой Бирмана, пятно является более темным, чем окружающая фотосфера, из-за того, что в глубоких слоях пятна конвек-

ция подавлена сильным магнитным полем. Однако здесь возникает та трудность, что при полном подавлении конвекции вертикальный лучистый перенос привел бы к тому, что относительная интенсивность пятна была бы значительно меньше наблюдаемой. Из сопоставления наблюдаемых относительных интенсивностей с нашими расчетами следует, что величина  $\eta_1$  составляет не 0, а  $1/7$ . Это значит, что в больших пятнах конвективный поток подавлен не полностью либо существует другой, дополнительный механизм, переносящий энергию из глубоких слоев в область лучистого переноса (колебательная конвекция, волны и т.п.). В малых пятнах, характерные размеры которых сравнимы или меньше, чем характерные размеры конвективных ячеек, эффективность переноса энергии как конвекцией, так и дополнительными механизмами резко падает. Эта трудность для пятен небольших размеров и пор ( $\sim 500 \div 700$  км) снимает за счет горизонтального переноса. Кривая 4 на рис. 29 соответствует полностью подавленному конвективному потоку снизу ( $\eta_1 = 0$ ). Из этой зависимости видно, что при  $R \sim 500 \div 700$  км, т.е. для малых пятен и пор,  $J$  составляет  $\sim 0,14$  ( $\Delta\Theta \approx 0,48$ ). Таким образом, нет необходимости прибегать к дополнительным механизмам разогрева пятна.

При отличающихся коэффициентах поглощения возникает новый эффект: сам по себе факт повышенного (или пониженного) потока энергии снизу не гарантирует того, что неоднородность будет наблюдаться как светлое (или темное) образование. Если  $\Delta\Theta$  мало, то для данного  $\Delta\Theta$  существует пороговое значение  $\Delta t$ , при котором происходит смена знака контраста элемента по отношению к окружающей среде. Так, например, если внутри неоднородности с  $R = 200$  км  $\Theta$  на  $7 \div 10\%$  меньше, чем снаружи, то пороговое значение  $\Delta t = t_2 - t_1$  составляет 0,02. При  $\Delta t > 0,02$  неоднородность будет выглядеть светлой, при  $\Delta t < 0,02$  — темной. Этот эффект может служить объяснением того факта, что магнитные узлы и другие мелкие образования с большим магнитным полем, в которых конвективный подвод энергии снизу должен быть ослаблен, бывают как более светлыми, так и более темными, чем окружающая фотосфера. Отметим, что при приведенных значениях  $\Delta t$  и  $\Delta\Theta$  смена знака контраста происходит в центре неоднородности. Однако в целом картина значительно сложнее. Эффекты  $\Delta t \neq 0$  и  $\Delta\Theta \neq 0$  не компенсируют друг друга, и распределение интенсивности внутри неоднородности и вблизи нее оказывается довольно сложным. Горизонтальный прогрев в тонких трубках и возникновение светлых факельных точек рассмотрены Спруитом (1976, 1977а,б).

**9.6.3. Зависимость относительной интенсивности элементов от их положения на диске.** Относительные интенсивности светлых неоднородностей падают с приближением к краю диска. Для светлой неоднородности с  $R \sim 100 \div 300$  км максимальная относительная интенсивность уменьшается к краю ( $\mu = 0,2$ ) примерно в два раза. При наблюдении с конечным разрешением этот эффект значительно ослабляется: для неоднородности с  $R \sim 100$  км при разрешении  $0,7''$  средняя относительная интенсивность на краю (при  $\mu = 0,2$ ) на 0,08 меньше, чем в центре диска. Такое падение яркости обнаружить непосредственно довольно трудно, особенно имея в виду большие вариации интенсивностей отдельных неоднородностей и малое время их жизни.

Наличие светлых неоднородностей в пятне заставляет по-новому взглянуть и на вопрос о вариации центр — край для относительной интенсивности солнечных пятен. При проведении наблюдений обычно выбирается точка минимальной яркости; при современных разрешениях ( $\sim 0,7''$ ) для пятна, расположенного в центре диска, удается так разместить наблюдательное окно, чтобы оно располагалось между светлыми неоднородностями, и, таким образом, зафиксировать яркость, близкую к яркости холодной компоненты пятна. При приближении к краю окно разрешения становится эллипсом, и его площадь растет. При этом относительный вклад светлых неоднородностей в суммарную интенсивность изменяется, вообще говоря, немонотонно. Соответственно этому зависимость  $\bar{J}(\mu)$  будет тоже немонотонной; она может иметь даже несколько максимумов и минимумов. Положение главного максимума относительной интенсивности соответствует тому значению позиционного угла  $\mu_{кр}$ , при котором светлые элементы занимают максимальную долю площади окна. Предполагая, что неоднородности распределены в пятне равномерно и что расстояние между ними много меньше, чем размер тени пятна, мы можем оценить  $\mu_{кр}$  как то значение, при котором внутрь окна разрешения полностью попадают две светлые неоднородности

$$\frac{2R_0}{\mu_{кр}} \approx 2R + d, \quad (9.40)$$

где  $R$  — радиус неоднородности,  $d$  — расстояние между соседними неоднородностями,  $2R_0$  — полуширина функции размывания. Величина  $\frac{d}{R}$  примерно равна  $\frac{\sqrt{\beta}}{\alpha}$ , где  $\alpha$  — относительное содержание светлых элементов по площади,  $\beta \approx 3$  — множитель, зависящий от характера распределения неоднородностей по площади тени. Таким образом,

$$\mu_{кр} \approx \frac{2R_0}{R} \left( \sqrt{\frac{\beta}{\alpha}} + 2 \right)^{-1}. \quad (9.41)$$

Приведенная оценка имеет смысл лишь для того случая, когда окно разрешения не превышает среднего расстояния между неоднородностями:  $2R_0 < d$ . В противном случае колебания относительной интенсивности с изменением  $\mu$  незначительны, так что для большого окна,  $2R_0 > d$ , можно считать, что  $\bar{J} = \text{const}$ .

Результаты более точных расчетов зависимости  $\bar{J}(\mu)$  для различных значений  $R_0$  приведены на рис. 30. Кривая 1 для  $2R_0 = 500$  км хорошо согласуется с данными Витмана и Шрётера (1969), полученными при разрешении  $0,7''$ . Однако спад суммарной относительной интенсивности при малых  $\mu$  до сих пор не наблюдался. Это связано с трудностями наблюдения контраста пятен вблизи лимба. Обнаружение максимума на кривой  $\bar{J}(\mu)$  имело бы большое значение, поскольку дало бы возможность независимо оценить средние значения  $\alpha$  и  $R$ . По измеренному  $\mu_{кр}$  находим величину  $R(\sqrt{\beta/\alpha} + 2)$ . С другой стороны, при  $\mu \rightarrow 0$   $\bar{J}$  стремится к постоянному

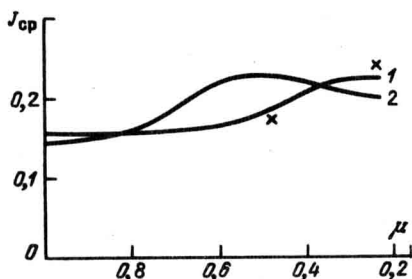


Рис. 30. Вариация центр-край для средней интенсивности тени пятна с учетом вклада светлых элементов при скважности  $\alpha = 0,06$ . Кривая 1 рассчитана для разрешения  $2R_0 = 0,7''$ , кривая 2 — для разрешения  $2R_0 = 1,4''$ . Крестиками нанесены наблюдаемые значения.

значению, равному  $\frac{1 + 6\alpha}{7}$ . Если удастся надежно измерить  $\bar{J}$  вблизи лимба, то эта величина вместе с (9.41) позволит определить как  $\alpha$ , так и характерный размер неоднородности  $R$ .

На основе имеющихся наблюдений можно утверждать, что  $\bar{J}|_{\mu \rightarrow 0} \leq 0,2$ , откуда  $\alpha \leq 0,06$ . При окне разрешения  $2R_0 = 500$  км наблюдается монотонный рост  $\bar{J}$  к краю диска, и максимум при  $\mu \approx 0,3$  еще не достигнут. Отсюда следует, что  $\mu_{кр} \leq 0,3$ , и из (9.41) получаем  $R \geq 200$  км.

**9.6.4. Фотометрический профиль неоднородности и изофоты.** В этом параграфе мы рассмотрим распределение интенсивности в тени солнечных пятен и в светлых и темных неоднородностях. При этом в наших расчетах пятно рассматривалось как неоднородность внутри фотосферы, полутень в пределах этого параграфа отождествляется с невозмущенной фотосферой. На рис. 31 приведен теоретический профиль интенсивности солнечного пятна для  $\mu = 0,5$  и ряда значений  $R$ . Начало координат находится на оси цилиндра, ось  $x$  направлена от центра диска к лимбу. На рисунке показаны фотометрические разрезы вдоль оси  $x$ , все расстояния выражены в едини-

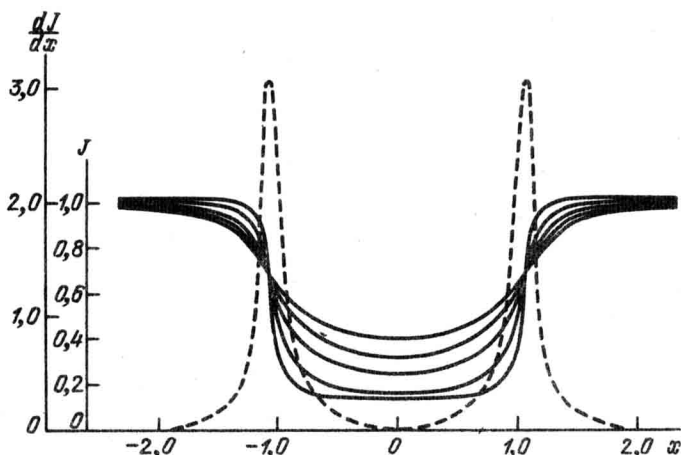


Рис. 31. Профиль интенсивности солнечного пятна при  $\mu = 0,5$  для  $R = 500, 700, 2000, 4000$  км и мера резкости границы пятна  $|\partial J / \partial x|$  для  $R = 2000$  км.

цах радиуса цилиндра. Исходя из наших расчетов, можно оценить резкость границы между тенью и окружающей ее средой. Мерой резкости границы можно считать величину  $|dJ/dx|$ , которая приведена на рис. 31 для  $R = 2000$  км (пунктирная кривая). Расчеты показывают, что практически при всех значениях  $R$  и  $\mu$  характерная ширина переходной области между тенью и фотосферой не превышает  $0,2''$ ; имеет место лишь слабое уширение границы тени с уменьшением  $\mu$ . Таким образом, согласно нашим расчетам, граница во всех случаях остается резкой. Однако реально наблюдаются значительно большие уширения этой границы. Это связано с существованием полутени и эффектом Вильсона (см. гл. 6).

При наблюдениях в центре диска изофоты неоднородностей представляют собой концентрические окружности. С уменьшением  $\mu$  изофоты смещаются от оси неоднородности и деформируются. При значительных размерах неоднородности ( $R \gtrsim 1000$  км) картина изофот деформируется мало и остается почти симметричной для всех значений  $\mu$ .

Для малых неоднородностей ( $R \lesssim 300$  км) деформация изофот носит сложный характер и определяется тем, что с уменьшением  $\mu$  основной вклад в излучение дают более поверхностные слои. Особенно усложняются изофоты при значительно отличающихся коэффициентах поглощения внутри и вне неоднородности. Подчеркнем, что это является чисто оптическим эффектом в выходящем излучении, а распределение  $B(z, \rho)$  (и, следовательно, температуры) остается монотонным и азимутально-симметричным. Возникновение немонотонности выходящего излучения связано с разрывностью коэффициента поглощения на границе. При непрерывной зависимости коэффициента поглощения  $\kappa(\rho)$  аналогичные эффекты в пограничной области могут возникать, когда  $\left| \frac{\partial \ln B}{\partial \rho} \right| < \left| \frac{\partial \ln \kappa}{\partial \rho} \right|$ . Более

того, даже при плавном изменении  $\kappa(\rho)$  при наблюдении под углом картина изофот будет довольно сложной. В случае  $\kappa_1 \neq \kappa_2$  на границах неоднородности появляется резкая немонотонность изменения интенсивности. Вокруг неоднородности возникают узкие кольца — светлое и темное. Ширина этих колец невелика, при  $a = 0,02$  полная ширина области немонотонности меньше 100 км даже при сильно отличающихся коэффициентах поглощения; при  $\kappa_2/\kappa_1 = 3$  суммарная ширина колец составляет  $\sim 60$  км, а при  $\kappa_2/\kappa_1 = 1,2$  она составляет 20 км. Немонотонность в столь малых областях при современных разрешениях обнаружить непосредственно невозможно, а для неоднородностей больших размеров (пятен) они и вообще не влияют на наблюдаемый профиль интенсивности. Однако при лучших стратосферных наблюдениях достигается разрешение  $\sim 0,3''$ . С таким разрешением неоднородности малых размеров могут выглядеть как светлые или темные образования с диффузным фоном, что и было обнаружено в наблюдениях. Если бы светлый элемент в пятне был более разреженным, чем окружающее вещество, то неоднородность должна была бы иметь очень резкие очертания.

Картина изофот еще более усложняется при наблюдении под углом. В этом случае при  $\kappa_1 \neq \kappa_2$  изодиафонические поверхности (поверхности  $\tau = \text{const}$ ) становятся очень сложными. Светлые и темные кольца вокруг

неоднородности разрываются, возникают значительные искривления и искажения изолиний.

При строго одинаковых нормированных потоках тепла, поступающих снизу, определяющим является различие коэффициентов поглощения внутри неоднородности и вне ее. При этом возникает настолько своеобразная картина, что в выходящем излучении трудно определить, что, собственно, является неоднородностью и что — окружающей средой. Перепады яркости достигают очень больших значений (от 1,25 до 0,8), причем темные элементы всегда граничат со светлыми.

## ГЛАВА 10

### КОМПЛЕКСЫ АКТИВНОСТИ

#### 10.1. Введение

До сих пор в этой книге мы обсуждали физические условия в солнечных пятнах, полностью отвлекаясь от того, что пятна обычно встречаются группами. В этой главе мы кратко опишем объединения пятен в более крупные образования — группы пятен, входящие в состав активной области (АО). Несколько активных областей образуют еще более крупный объект — комплекс активности, который тесно связан генетически с глобальной организацией солнечной активности.

Этот последний термин пока еще не очень распространен, его важный смысл состоит в том, что, по существу, все явления активности на Солнце тесно связаны между собой. Процессы, совпадающие или близкие к тем, которые происходят в АО, встречаются и в невозмущенных областях. Все эти явления существуют не раздельно сами по себе, а как часть единого глобального комплекса, и именно этот комплекс, или, во избежание недоразумения, глобальная организация, определяет собой характеристики возникновения и эволюции объектов на Солнце и как единое целое воздействует на межпланетное пространство и геофизические процессы.

В отличие от других глав книги, в эту главу для полноты изложения включены и некоторые классические результаты, особенно по статистике пятнообразовательной деятельности Солнца. Кроме того, некоторые данные о модах возникновения пятен рассматриваются в главе 11.

#### 10.2. Общие закономерности активных областей и глобальной организации

На протяжении многих лет под активной областью понималась совокупность всех видимых явлений, сопровождающих солнечные пятна. Сейчас, когда стала еще более ясной определяющая роль магнитного поля в физике Солнца, более приемлемым является другое определение: активная область — это совокупность всех явлений, связанных с возникновением и развитием солнечной магнитной области. Под солнечной магнитной областью при этом следует понимать часть поверхности Солнца, где усредненные при наблюдениях с умеренным разрешением значения напряженности поля



превышают некоторую стандартную величину, например, 5 Э. На практике обычно границу АО отождествляют с границей флоккула.

Многолетние статистические исследования установили ряд закономерностей появления и поведения АО, которые мы кратко изложим ниже.

1. Расположение АО. Группы пятен и активные области, как правило, появляются в узкой широтной зоне, ограниченной широтами  $\pm 35^\circ$ . Эту зону часто называют зоной пятнообразования или королевской зоной. В непосредственной близости от экватора пятна также избегают появляться.

2. Цикличность. Наиболее четко установленной периодичностью в частоте появления солнечных пятен является одиннадцатилетняя цикличность. Период цикла близок к 11,2 года, но существует большой разброс (8–17 лет). Началом цикла считается период минимума. Всем циклам присвоены номера, причем первым считается цикл, начавшийся в 1755 г.; в 1957, 1968 и 1979 гг. наблюдались максимумы 19-го, 20-го и 21-го циклов соответственно. Существует правило Гневышева – Оля, которое при установленном выше порядке нумерации утверждает, что число пятен в максимуме нечетного цикла обычно выше, чем в максимуме предыдущего четного.

На этот одиннадцатилетний цикл накладывается более длинный вековой цикл с периодом  $\sim 80$  лет. Чрезвычайно важно, что эти два цикла, по-видимому, характеризуют разные стороны механизма солнечной активности: частоту появления пятен и их мощность. Одиннадцатилетний цикл лучше проявляется при анализе частоты появления пятен, вековой – при анализе мощности (например, по суммарным площадям пятен).

3. Правило смещения по широте (закон Шпёрера и диаграммы бабочек). Согласно этому правилу, в начале цикла пятна обычно появляются у высокоширотных границ королевской зоны, а в конце цикла чаще появляются на широтах  $\pm 5-10^\circ$ .

4. Ориентация групп пятен. Обычно группа пятен представляет собой эллипс, слегка наклоненный к экватору. Угол большой оси этого эллипса с экватором составляет  $5-6^\circ$ .

5. Закон полярностей магнитного поля (закон Хэйла). Согласно этому закону, в нечетных циклах магнитное поле ведущих пятен групп северного полушария имеет северную (N), а в хвостовых – южную (S) полярность. Эта картина меняет знак в южной полусфере и при переходе в четный цикл. Таким образом, физическим, по-видимому, является 22-летний цикл, а не 11-летний.

Существует довольно много АО, которые нарушают эти закономерности. Это особенно относится к так называемым эфемерным АО, которые встречаются далеко за пределами пояса пятен и тесно связаны с яркими точками, наблюдающимися в рентгене. Их время жизни составляет  $\sim 1/3$  дня. По оценкам на диске всегда есть 200–500 таких образований. Поток эфемерных АО составляет  $\sim 2 \cdot 10^{19}$  Мкс. Несмотря на малость их потока, эфемерные области в силу их многочисленности и короткого времени жизни могут играть существенную роль в общих глобальных процессах возникновения и эволюции магнитных полей на Солнце. В этой связи очень показательна корреляция между числом рентгеновских ярких точек и яркостью пятен, обнаруженная Мальтби и Альбреттсеном (1979).

К этим пяти закономерностям, характеризующим собственно АО, следует добавить еще характеристики глобальной организации, связывающие АО с общим магнитным полем Солнца.

6. Активные долготы. Существуют диапазоны долгот на Солнце, в которых солнечные пятна появляются чаще. Долгота, а точнее, диапазон долгот проявляет активность хотя и длительное время (несколько циклов), но не постоянно. (Этим активные долготы отличаются от королевской зоны). Так, при анализе суммарных площадей пятен выявились, что в северном полушарии были активными кэррингтоновские долготы  $140^\circ - 180^\circ$  (циклы 15–18, 20, 21),  $10^\circ - 90^\circ$  (циклы 12, 14–21) и  $260^\circ - 300^\circ$  (циклы 14–21). В южном полушарии активные долготы выявляются хуже.

7. Асимметрия активности по полушариям. Последние 7 циклов северного полушария по всем параметрам было более активным: по числу пятен вообще, крупных групп, активных областей и, протонных вспышек и т.д. Природа этого явления совершенно не ясна. Более того, как ни странно, не существует работ, в которых это явление исследовалось бы достаточно подробно в связи с другими проявлениями активности Солнца.

8. Общее (фоновое) поле и его связь с активностью. Предполагается (хотя до сих пор есть сомнения), что Солнце имеет общее поле дипольного типа. Полюса этого диполя расположены вблизи полюсов вращения. Это дипольное поле также имеет 11-летнюю цикличность, оно достигает максимума во время минимума солнечной активности и меняет знак вблизи максимума активности. Смена знака происходит на разных полюсах неодновременно. Так, в южном полушарии смена знака (переполусовка) происходила (Макаров и др., 1983; Макаров и Сивараман, 1983) в циклах 18, 19, 20 и 21 в следующие даты: 1949,0; 1959,5; 1970,6; 1981,8 (соответствующие даты максимумов 1947,2; 1958,8; 1970,1; 1981,0). В северном полушарии окончательная смена знака для этих циклов установилась в эпохи 1950,2; 1959,7; 1971,5; 1981,0 (соответствующие даты максимумов 1946,8; 1959,2; 1969,0; 1979,8). До сих пор окончательно не установлено, имеет ли ту же природу фоновое магнитное поле, расположенное между АО, или это два разных физических явления.

9. Связь глобальной организации Солнца с 11-летней цикличностью. Оль (1971) установил, что величина максимума очень хорошо коррелирует с геомагнитной активностью на фазе спада предыдущего цикла. Поскольку (см. раздел 10.4) геомагнитная активность на фазе спада в основном определяется крупномасштабными структурами общего (фонового) магнитного поля, из этого результата следует, что новый цикл физически начинается за 2–3 года до минимума.

10. Характеристики вращения различных объектов на Солнце. Как известно, Солнце вращается не как твердое тело. Законы дифференциального вращения Солнца впервые были установлены по пятнам, причем считалось, что скорость вращения Солнца одинакова для всех объектов на данной широте. Позднее оказалось, что это не так. Используются в основном два метода: спектроскопический — по доплеровским сдвигам линий и метод трасеров, при котором прослеживается перемещение по видимому диску того или иного объекта. Очень полную сводку определений вращения составил Беккерс (1981). Мы воспроизводим ее ниже в таблице 21 с небольшими изменениями.

Т а б л и ц а 21

Сидерическая скорость вращения различных объектов на Солнце  
(микрорадиан/с)

| Объект  | Широта             |      |      | Источник  |
|---|--------------------|------|------|---|
|   | 0°                 | 30°  | 60°  |   |
|   | Спектральный метод |      |      |   |
| Фотосфера   | 2,78               | 2,66 | 2,77 | Говард и Гарви (1970),<br>Снайдер (1983)                                    |
| Хромосфера  | 3,01               | 2,89 | 2,36 | Ливингстон (1969), Ливинг-<br>стон и Дювалл (1979)                          |
|   | Метод трасеров     |      |      |   |
| Группы пятен  | 2,93               | 2,80 | —    | Уорд (1965)   |
| Рекуррентные пятна  | 2,90               | 2,76 | —    | Ньютон и Нунн (1951),<br>Уорд (1966), Шрётер и<br>Вель (1978), Кирнс (1979) |
| Супергрануляция   | 2,97               | —    | —    | Дювалл (1980)   |
| Факелы  | 2,94               | 2,80 | 2,51 | Ньютон (1924), Шрётер и<br>Вель (1978)                                      |
| CaII-флоккулы   | 2,80               | 2,64 | 2,32 | Шрётер и Вель (1978),<br>Шрётер и др. (1978)                                |
| Волокна   | 2,93               | 2,82 | 2,60 | д'Азамбужа и д'Азамбу-<br>жа (1948)   |
| L $\alpha$ -структура   | 2,73               | 2,69 | 2,62 | Хенце и Дюпре (1973),<br>Ночи (1978)  |
| MgX 625 А-структура   | 2,78               | 2,69 | 2,51 | Хенце и Дюпре (1973),<br>Ночи (1978)  |
| Малые рентгеновские<br>яркие точки с време-<br>нем жизни 1–2 дня      | 2,78               | 2,53 | 2,04 | Голуб и Вайяна (1978)   |
| Большие рентгеновские<br>яркие точки с време-<br>нем жизни 4 – 7 дней | 2,91               | 2,55 | 1,85 | Голуб и Вайяна (1978)   |
| Магнитные структуры<br>с временем жизни<br>меньше 4 оборотов          | 2,90               | 2,84 | —    | Вилкоккс и Говард (1970),<br>Вилкоккс и др. (1970)                          |
| Магнитные структуры<br>с временем жизни<br>больше 6 оборотов          | 2,90               | 2,88 | —    | Вилкоккс и Говард (1970),<br>Вилкоккс и др. (1970)                          |
| Корональные дыры  | 2,89               | 2,87 | 2,85 | Вагнер (1975), Тимоти и<br>др. (1975)                                       |
| Спокойная зеленая<br>корона   | 2,86               | 2,80 | 2,57 | Антонуччи и Свальгард<br>(1974), Антонуччи и<br>Дореро (1979)               |
| p-моды для поверх-<br>ности   | 2,78               | —    | —    | Дойбнер и др. (1978)  |
| p-моды для глуби-<br>ны 15 000 км                                     | 2,91               | —    | —    | Дойбнер и др. (1978)  |

Из таблицы 21 видно, что объекты, связанные с интенсивными магнитными полями, вращаются на экваторе быстрее невозмущенной фотосферы со скоростью  $\sim 2,93 \cdot 10^{-6}$  рад/с, т.е. с сидерическим периодом 24,8 суток. Примечательно, что эта скорость совпадает со скоростью вещества Солнца, определенной по p-модам для глубины 15000 км. Малые рентгеновские

точки вращаются как поверхностные образования, корональные дыры — как глубинные; более того, в них отсутствует дифференциальное вращение. Не совсем ясно в этой картине противоречие между большой скоростью вращения хромосферы и малой скоростью вращения различных хромосферных объектов.

11. Зональные течения в фотосфере. Говард и Лабонт (1980) обнаружили зональные течения в фотосфере. Зоны быстрого и медленного вращения возникают вблизи полюсов и смещаются к экватору за 22 года. Эта картина симметрична относительно экватора; среднее значение скорости составляет 3 м/с. Позднее Степанов и Тягун (1976), Степанов (1983) обнаружили аналогичные зональные течения и в короне. По мнению Лабонта и Говарда (1982), наблюдаемые зональные течения не могут быть объяснены в рамках традиционной модели  $\alpha - \omega$  динамо. Однако есть и противоположная точка зрения, по которой теория динамо является достаточно гибкой, чтобы включить в число своих следствий и зональные течения (Шюслер, 1981, 1983; Иошимура, 1981).

### 10.3. Группы пятен

Группа пятен включает в себя от одного до нескольких десятков пятен. Площадь большой группы составляет 1—2 тысячи м.д.п. Деление на группы в период высокой солнечной активности — не простая задача. При тесном расположении групп может возникнуть неясность, куда отнести то или иное пятно. Для устранения неопределенности могут быть использованы различные характеристики взаимосвязи пятен в группе (магнитное поле, движение, структура полутени и т.д.), но эта информация имеется не всегда.

Группа включает в себя все пятна, поры и микропоры. Мы уже говорили о некоторой неопределенности термина "солнечное пятно". Брей и Лоухед (1964) предложили считать пятном тень, окруженную сформировавшейся полутенью. Это определение является наиболее приемлемым для физических исследований, поскольку только с образованием полутени возникает устойчивое пятно. Этим определением мы и пользовались на протяжении всех предыдущих глав. Однако оно неудобно при проведении морфологических и статистических исследований. Дело в том, что только немногие пятна достигают устойчивой фазы, при которой тень полностью окружена полутенью. Поэтому в практике статистических исследований пятна отождествляются с любыми образованиями, имеющими интенсивность, сравнимую со средней интенсивностью обычных теней. Иногда может наблюдаться несколько теней внутри одной общей полутени или, наоборот, тени очень малых размеров ( $\leq 300$  км), вообще лишенные полутени.

Соответственно этому меняется и определение поры. Брей и Лоухед (1964) предлагали считать порой любое пятно, лишенное полутени. В практике морфологических и статистических исследований удобнее другое определение: порой считается любое потемнение в фотосфере, близкое по интенсивности к интенсивности межгрануляционного пространства, с характерными размерами, не превышающими 2500 км. Напряженность магнитного поля пор, во всяком случае, превышает 1500 Э.

При таком определении термин "пора" включает в себя термины "микропора", "порула" и "узел". Эти три последних термина очень близки меж-

ду собой и различаются, вероятно, только по способу обнаружения. Под "микрпорой" понимают обычно пору очень малых размеров, с диаметрами меньше предела разрешения. Они пока мало изучены, живут 10–20 минут и могут быть и несколько темнее, чем межгрануляционное пространство. Встречаются они в основном внутри активных областей. Термин "порулы" был введен при анализе внеатмосферных снимков фотосферы (Карпинский, 1980). При этом обнаружилось, что даже в невозмущенной области существуют компактные темные образования с характерными размерами, близкими к размерам гранул, и имеющие яркость, близкую к яркости межгрануляционного пространства.

Еще одно образование в атмосфере Солнца – "узлы" – обнаруживается по его магнитным свойствам. Это очень маленькие образования с магнитным полем  $\geq 1500$  Э. Обычно узлы расположены на периферии супергранул и связаны со слабым нисходящим потоком вещества (0,1 – 0,2 км/с).

Удивительное свойство магнитных полей на Солнце концентрироваться в тончайшие жгуты поперечником  $\leq 200$ –300 км с потоком  $\sim 10^{18}$  Мкс было открыто в последние годы и, несомненно, является одним из самых фундаментальных свойств солнечной плазмы. Эти узлы чаще бывают темными, но наблюдаются и аналогичные светлые образования. Есть все основания полагать, что все поле на Солнце сконцентрировано в жгутах. Диффузного поля на Солнце, может быть, и вообще нет или оно очень слабо. Соединение нескольких узлов приводит к возникновению пор и пятен. Сходство этих трех объектов (микрпоры, порулы, узлы) очевидно. Возможно, речь идет об одном и том же явлении. Однако тогда мы приходим к очень важному выводу, что различие между активной и невозмущенной областями состоит просто в количестве магнитных элементов на единицу поверхности.

Степень концентрации в настоящее время оценить трудно, поскольку известны только оценки параметров узлов ( $d \leq 300$  км,  $B_0 \geq 1500$  Э). Исходя из этих характеристик и средних значений поля, можно для ориентировки дать следующие формулы, связывающие средние значения поля  $\bar{B}$  с числом узлов  $n$  и занимаемой ими суммарной площадью  $nS_0$  ( $S_0$  – площадь одного узла):

$$\alpha = nS_0/S \approx \bar{B}/B_0. \quad (10.1)$$

Число узлов на 100 квадратных секунд можно оценить по формуле

$$n \approx 0,4 \bar{B}. \quad (10.2)$$

Это означает, что в невозмущенной области, где  $\bar{B} \sim 1$  Э,  $\alpha \sim 7 \cdot 10^{-3}$ ,  $n \approx 0,4$ . В активной области  $\bar{B} \sim 100$  Э,  $\alpha \sim 0,07$ ,  $n \sim 40$ . Тень пятна, естественно, вся заполнена плотно упакованными узлами, причем, по-видимому, удельная напряженность каждого из них выше, чем для изолированных узлов.

Пока неясно, сохраняется ли такая жгутообразная структура поля и над фотосферой. Джованелли (1980, 1982), Джованелли и Джонс (1982), Джонс и Джованелли (1982) выдвинули концепцию, согласно которой выше 400 км над фотосферой и полутенью поле становится диффузным, а видимые структуры определяются термодинамическими параметрами. Таким образом, вверху поле имеет вид покрывала над областями, где

поля нет. С другой стороны, как в хромосфере, так и в короне наблюдаются многочисленные петельные структуры (см. гл. 7), и их трудно понять без связи с тонкой структурой фотосферы.

В группе пятен обычно выделяют головное пятно (или лидер группы) и хвостовое пятно. Лидер обычно имеет большие размеры и более правильную форму. Он расположен в западной части группы, чем и определяется его название. Более мелкие пятна внутри группы располагаются довольно хаотически, обычно образуя вытянутый вдоль параллели эллипс. Большая ось эллипса наклонена к экватору, так что головная часть группы имеет меньшую широту, чем хвостовая часть. Угол наклона составляет  $5-6^\circ$  и может несколько меняться в зависимости от широты, фазы цикла и эволюционных характеристик группы.

Кроме собственно пятен, пор и микропор внутри группы при наблюдении в белом свете встречаются еще отдельные клочки полутеневого вещества. Кроме того, внутри группы обнаружены изменения и в структуре грануляции; гранулы уменьшаются и как бы выстраиваются вдоль силовых линий магнитного поля.

Группа пятен является частью активной области, она окружена факельным и флоккульным полем. Поток больших АО достигает  $5 \cdot 10^{22}$  Мкс, при этом значительная часть потока исходит из флоккула.

**10.3.1. Классификация групп солнечных пятен.** Широко известны и достаточно подробно описаны в литературе маунтвилсоновская магнитная и эволюционная цюрихская классификации. Первая из них основана на распределении магнитных полярностей пятен в группе. Группа, состоящая в основном из пятен одной полярности, обозначается буквой  $\alpha$ . Если центр тяжести флоккула расположен впереди или позади группы, добавляются буквы  $p$  или  $f$  соответственно. Биполярная группа обозначается буквой  $\beta$ . В случае явного преобладания головного или хвостового пятна также добавляются буквы  $p$  или  $f$  соответственно. Если четко выраженной линии раздела полярностей нет, добавляется буква  $\gamma$  и, наконец, при полностью нерегулярном распределении полярностей группа обозначается буквой  $\gamma$ . В дальнейшем была добавлена еще  $\delta$ -конфигурация для обозначения пятна, внутри которого наблюдаются ядра разной полярности в пределах одной общей полутени.

Частота встречаемости групп классов  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  составляет 46, 53 и 1% соответственно. Однако именно группы класса  $\gamma$  являются наиболее вспышечно-активными, а наличие в группе  $\delta$ -конфигурации оказывается одним из самых надежных предвестников протонной вспышки.

Эволюционная цюрихская классификация состоит из 9 классов:

A — пара или группа пор, без четко выраженной биполярной конфигурации;

B — группа пор с биполярной конфигурацией;

C — биполярная группа, одно пятно которой имеет полутень;

D — биполярная группа, основные пятна которой имеют полутени; по крайней мере у одного пятна наблюдается простая структура; размеры группы по долготе обычно меньше  $10^\circ$ ;

E — большая биполярная группа; оба главных пятна обладают полутенями, и их структура сложна; между главными пятнами имеются многочисленные небольшие пятна; размеры группы по долготе больше  $10^\circ$ ;

F — очень большая биполярная или сложная группа; ее длина по долготе больше  $15^\circ$ ;

G — большая биполярная группа, не содержащая между основными пятнами никаких маленьких пятен; длина группы более  $10^\circ$ ;

H — униполярное пятно с полутенью диаметром больше  $2,5^\circ$ ;

J — униполярное пятно с полутенью диаметром меньше  $2,5^\circ$ .

Эта классификация определена несколько менее четко, чем магнитная. В частности, в некоторых классах может возникнуть противоречие между степенью сложности группы и ее геометрическим размером. В этом случае по духу эволюционной классификации следует отдавать предпочтение характеристикам конфигурации группы.

Менее известна используемая с начала 70-х годов в "Solar-Geophysical Data" трехмерная классификация, введенная Макинтошем (1972).

Эта классификация включает в себя модифицированную цюрихскую классификацию группы, характеристику наибольшего пятна и степень компактности группы. Описание каждой группы состоит из трех параметров.

Первый параметр обозначает модифицированный цюрихский класс A, B, C, D, E, F, H. Определение каждого класса практически совпадает с принятым ранее, и мы не будем его повторять. Отличие состоит только в том, что класс G включен в классы E и F, а класс J в класс H.

Характеристика наибольшего пятна в группе, а точнее, характеристика его полутени обозначается буквами x, r, s, a, h, k, идущими после буквы, обозначающей модифицированный цюрихский класс:

x — полутень отсутствует или не превышает  $3''$  по ширине;

r — полутень слабо выражена ("рудиментарная") и представляет собой переход от обычной грануляционной структуры к стандартной волокнистой полутени; она имеет ширину около  $3''$ , ярче, чем нормальная полутень, и обычно имеет сложные очертания;

s — симметричная почти круговая полутень с хорошо выраженной волокнистой структурой; диаметр пятна не более  $2,5$  гелиографических градусов; тени образуют компактное скопление в центре полутени или эллиптическая полутень расположена симметрично относительно изолированной тени; пятна этого класса меняются довольно медленно;

a — асимметричная полутень со сложными очертаниями и хорошо выраженной волокнистой структурой; протяженность пятна по широте не более  $2,5$  гелиографических градусов; возможно существование нескольких удаленных друг от друга теней внутри общей полутени; такие пятна меняются довольно быстро;

h — то же, что "s", но диаметр больше  $2,5$  гелиографических градусов;

k — то же, что "a", но протяженность по широте больше  $2,5$  гелиографических градусов.

Характеристика распределения (степень компактности) обозначается третьей буквой классификации: x, o, i, c.

x — одиночное пятно;

o — открытая конфигурация; между головным и хвостовым концами группы мало или вообще нет пятен;

i — промежуточная конфигурация; между головным и хвостовым концами группы встречаются только пятна без полутени;

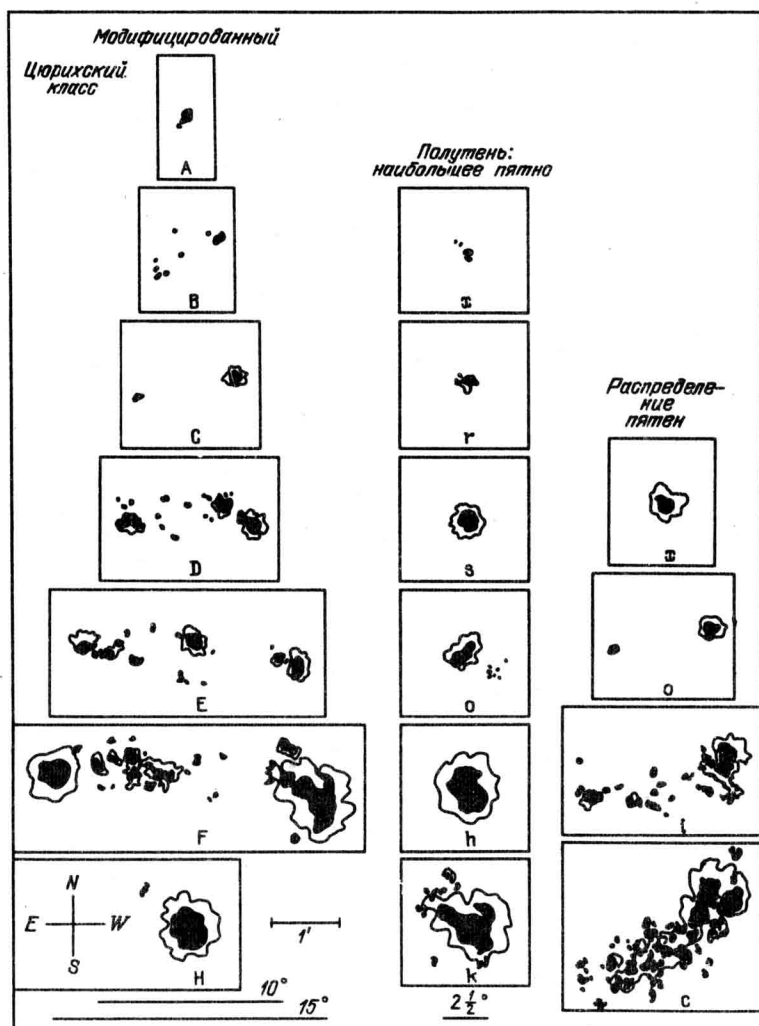


Рис. 32. Схема классификации групп пятен по Макинтошу.

с — сложная конфигурация; между головным и хвостовым концами группы расположено много сильных пятен, причем хотя бы одно из них имеет полутень; крайний случай этого распределения встречается, когда вся группа погружена в одну общую полутень. Так, если протяженность полутени превышает 5 гелиографических градусов, можно быть уверенным, что внутри нее встречаются обе полярности, и ее можно отнести к классу "с".

Очевидно, что классы Ego, Eso, Eao, Eho, Eko, Fro, Fso, Fao, Fho, Fko совпадают с цюрихским классом G, а Hrx, Hsx, Hax совпадают с классом J. Примеры всех этих классов приведены на рис. 32.



Разумеется, не все эти параметры могут сочетаться друг с другом. Многие комбинации параметров невозможны по определению (например, Asc, Fxo и т.п.), другие, теоретически возможные, практически не встречаются (Drc, Erc, Fro, Frc, Fsc, Fac). Реально встречаются "всего лишь" 57 сочетаний. В таблице 22, которая составлена нами на основе данных Килдала (1980), показана частота встречаемости различных комбинаций этой трехмерной классификации на основе 12411 ежедневных определений за 1969–1976 гг. Следует иметь в виду, что в отличие от ряда других статистических работ фиксировался класс группы на каждый день ее существования, а не класс в максимуме развития, что, естественно, повышает относительную долю долгоживущих групп. В таблице в 7 строках и первых 14 столбцах даны абсолютное число случаев наблюдения и относительная доля данной комбинации внутри модифицированного цюрихского класса. В столбцах 15 и 16 даны абсолютное число и относительная доля случаев наблюдения модифицированных цюрихских классов.

Из таблицы видно, что для классов А, В, Н трехмерная классификация, по существу, избыточна. В классе А возможно только одно сочетание Ахх, в классе В подавляющее большинство пятен (85,1%) относятся к сочетанию Вхх. В классе Н существует довольно много комбинаций, однако подавляющее большинство случаев наблюдения (2396 из 2584, т.е. 92,7%) относятся к сочетаниям Нsx, Нax, Нгх, т.е. к обычному цюрихскому классу J. Более того, из этих 2396 случаев 81,9% относятся к сочетанию Нsx. Это значит, что класс Нsx почти полностью совпадает с обычным цюрихским классом J. Остальные 188 случаев, соответствующие обычному цюрихскому классу Н, на 79,8% определяются сочетанием Нhx. Это наводит на мысль, что, может быть, и не следовало объединять классы Н и J, тем более что, как видно из анализа протонных комплексов, эти два класса ведут себя по-разному (Кривский и Обридко, 1969).

По-разному ведут себя классы и в зависимости от фазы цикла. В минимуме резко падает доля развитых групп классов Е и F и среди них увеличивается доля компактных групп с параметрами  $k_i$ ,  $k_c$ ,  $h_i$ ,  $h_c$ . Увеличение относительного числа больших групп в период максимума солнечной активности отмечалось во многих работах (см., например, Танг и др., 1983).

Трехмерная классификация соединяет в себе достоинства эволюционной и магнитной классификаций. Ее недостатком является чрезвычайная громоздкость. Может быть, именно поэтому до сих пор не изучены многие статистические свойства, не выяснен эволюционный путь группы в трехмерном пространстве этих классов.

В течение многих лет идут дискуссии о механизмах, приводящих к усложнению группы пятен в процессе ее эволюции. Наиболее распространенная концепция – всплывание новых петель и трубок магнитного потока. Однако есть и явные аргументы в пользу возникновения сложных групп в результате сдвиговых собственных движений пятен. При этом отдельные пятна ведут себя как изолированные объекты и, перемещаясь, сливаются в конгломераты, не оказывая видимого взаимного влияния (см. также гл. 11). Случаи возникновения сложной группы в результате слияния и взаимопроникновения более простых групп известны давно (см., например, Брей и Лоухед, 1964). Танг (1983) показала, что даже пятна  $\delta$ -конфигурации в пяти случаях из шести возникли как результат слияния головного

Т а б л и ц а 22  
Частота встречаемости различных групп в классификации Макинтоша

| 1   | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|----|----|----|----|----|----|----|
| Axx   |   |   |   |   |   |   |   |   |    |    |    |    |    |    |    |
| 2517  |   |   |   |   |   |   |   |   |    |    |    |    |    |    |    |
| 100   |   |   |   |   |   |   |   |   |    |    |    |    |    |    |    |
| Bxo Bxi                                     |   |   |   |   |   |   |   |   |    |    |    |    |    |    |    |
| 1906 334                                    |   |   |   |   |   |   |   |   |    |    |    |    |    |    |    |
| 85,1 14,9                                   |   |   |   |   |   |   |   |   |    |    |    |    |    |    |    |
| Cso Cro Cao Csi Csi Cai Cri Cho Cko Chi Cki |   |   |   |   |   |   |   |   |    |    |    |    |    |    |    |
| 1020 368 232 211 166 152 112 52 29 28       |   |   |   |   |   |   |   |   |    |    |    |    |    |    |    |
| 43,0 15,5 9,8 8,9 7,0 6,4 4,7 2,2 1,2 1,2   |   |   |   |   |   |   |   |   |    |    |    |    |    |    |    |
| 2240 18,0                                   |   |   |   |   |   |   |   |   |    |    |    |    |    |    |    |
| 2370 19,1                                   |   |   |   |   |   |   |   |   |    |    |    |    |    |    |    |
| 2517 20,3                                   |   |   |   |   |   |   |   |   |    |    |    |    |    |    |    |



пятна одной группы и хвостового пятна другой. Более того, ядра возникшего после слияния пятна связаны магнитными силовыми линиями не друг с другом, а с компонентами групп, к которым они ранее принадлежали. Вновь проявляется удивительное свойство магнитных полей сохранять свою индивидуальность.

Особый класс составляют группы, в которых нарушен закон Хэйла. Группы с обратной полярностью составляют всего 3% от общего числа групп. Их время жизни и широтное распределение те же, что и у обычных групп (Танг, 1982). У них нет аномалий в устойчивости, они не проявляют тенденции возврата к нормальному положению. Однако это, как правило, сложные группы, и поэтому с ними связано значительно большее число вспышек.

**10.3.2. Частота встречаемости различных размеров пятен, групп и активных областей.** Анализ частоты встречаемости различных размеров пятен и групп выявил на первый взгляд неожиданное свойство: распределение пятен и групп не представляет собой монотонно убывающую зависимость. Отдельные размеры явно предпочтительнее.

Самые малые короткоживущие группы обнаруживают максимум распределения в окрестностях площади 7 м.д.п. (диаметр  $\sim 5 \cdot 10^3$  км). Группы меньшего размера редко живут больше одного дня. Этот характерный размер близок к характерному размеру мезогрануляции. Группы примерно такого размера живут дольше, а группы, превышающие этот размер, сливаются друг с другом и образуют более крупные группы.

Бумба (1965) изучил 97 лидеров рекуррентных групп и обнаружил, что они также имеют предпочтительные размеры по площади 190, 310 и 570 м.д.п. Эти размеры соответствуют размерам факельной ячейки и ячеек супергрануляции.

В ряде случаев удавалось непосредственно наблюдать, как малые пятна в группе обрисовывают ячейку супергрануляции.

Тесная связь с крупномасштабной структурой движений выявляется и для образований еще больших размеров. В частности, активные области, вероятно, связаны с гигантскими, а комплексы активности и активные долготы — со сверхгигантскими гранулами.

Зависимость частоты встречаемости активных областей по магнитным картам получена Танг и др. (1983) за период 1967 — 1981 гг. Оказалось, что число активных областей с площадью больше  $A$  экспоненциально падает с увеличением  $A$ :

$$N(A) = N_0 \exp(-A/A_0), \quad (10.1)$$

где  $N_0$  за весь период 1967—1981 гг. составляет 4788,  $A_0 = 175$  квадратных градусов (1 кв. градус = 48,5 м.д.п.). Можно было бы допустить, что эта экспоненциальная зависимость просто представляет собой результат эволюции и расширения АО. Однако после исключения возвращающихся групп (25% общего числа) экспоненциальный характер зависимости сохранился с  $A_0 = 136$ . Таким образом, экспоненциальный характер зависимости  $N(A)$  отражает не столько эволюционные характеристики АО, сколько специфику механизмов генерации и выхода магнитных полей на Солнце.

Интересно, что экспоненциальный характер зависимости  $N(A)$  сохраняется вплоть до самых больших АО с  $A \approx 1350$  кв. градусов. В то же время

для групп пятен аналогичная закономерность не соблюдается;  $\lg N(S)$  зависит от площади группы  $S$  нелинейно, групп с площадью  $\geq S$ , когда  $S$  достаточно велико, значительно больше, чем это следует из простой экстраполяции зависимости, полученной для малых  $S$  (см. Брей и Лоухед, 1964; русский перевод, стр. 302).

Следует заметить, что распределение (10.1), скорее всего, недооценивает число малых АО, однако в любом случае их значительно меньше, чем оцениваемое за это же время число эфемерных АО ( $\sim 3,2 \cdot 10^6$ ). Это значит, что эфемерные АО не представляют собой просто малые АО, а являются самостоятельным физическим объектом. Это, впрочем, следует и из анализа других характеристик эфемерных АО (см. выше, раздел 10.2).

Вообще короткоживущие АО и группы пятен имеют ряд особых свойств. В частности, обнаружилось (Рингнес, 1981), что частота их встречаемости сильно зависит от фазы векового цикла (период 60–80 лет). По результатам Роса (1981) складывается впечатление, что формирование малых групп не прекращается после их выхода на поверхность, тогда как большие группы выходят уже в концентрированном виде. С другой стороны, по результатам того же Роса (1983) малые АО возникают исключительно из остатков больших АО.

**10.3.3. Возникновение и распад пятен.** Возникновение активной области обычно не заметно на фотосферном уровне. При наблюдении в  $H_\alpha$  обнаруживаются темные хромосферные волокна, соединяющие разные полярности на противоположных границах супергранулы (Вирт, 1972). Это свидетельствует о проникновении нового поля из фотосферы в хромосферу. На этой фазе, еще до появления пятна, уже может наблюдаться радиоисточник в сантиметровом диапазоне и повышение рентгеновского излучения. В фотосфере первое время каких-либо значительных изменений нет, хотя спектральные данные могут указывать на возникновение опускания вещества со скоростью  $\sim 1,5$  км/с за несколько часов до появления пятна. Площадь области опускания газа превышает площадь будущего пятна (Кавагучи и Китаи, 1976). Повышается количество темных узлов, факельных ядер. Затем появляются поры, сначала в виде локальных потемнений межгрануляционного пространства на стыках супергранул. Процесс появления пор занимает от нескольких десятков минут до нескольких часов. Затем возникают удлиненные участки потемнения межгрануляционного вещества, происходит слияние пор. Еще через несколько часов один из клочков темного вещества или скопления пор начинает уплотняться и возникает тень пятна с диаметром  $\sim 8'' - 10''$ . Таких теней-зародышей большого пятна может быть несколько. Они объединяются в большое пятно, причем на месте разделявшего их фотосферного вещества некоторое время видны светлые мосты.

В первые дни площади большого пятна растет со скоростью около 70 м.д.п. в сутки (соответствующая скорость роста магнитного потока  $2,5 \cdot 10^{21}$  Мкс в сутки).

В течение нескольких часов вокруг тени возникает полутень, причем цепочки гранул фотосферного вещества трансформируются в светлые волокна полутени. Процесс формирования полутени подробно описан Бумбой и Судой (1984). После этого пятно достигает развитой стадии, рост площади резко замедляется или вообще прекращается. В таком состоянии

пятно может существовать много суток или даже несколько оборотов Солнца.

Средняя скорость распада пятна в этой стадии — 6 м.д.п. в сутки.

Интересно, что у большинства зарождающихся АО вначале быстрее развивается хвостовая часть и только спустя сутки-двое центр тяжести развития области переносится в ее ведущую часть. Головное пятно удаляется от хвостового со скоростью  $\sim 100\text{--}200$  м/с. Дисперсия скоростей для одиночных малых пятен значительно выше, чем для больших, что, вероятно, связано с супегрануляционными движениями (Уайт, 1982). При этом молодые пятна в процессе движения вытягивают за собой силовые линии, перестраивая магнитное поле группы. На стадии распада пятна двигаются по уже существующим силовым линиям (Калман, 1978).

Распад группы также начинается с хвостовой части, так что в конце развития группы остается одно головное пятно.

При возникновении АО часто фиксировалось отсутствие баланса магнитного потока. Это, конечно, результат неточности эксперимента (неодинаковое перспективное сокращение ведущей и хвостовой полярности, различия в калибровках в пятне и вне пятна, неуверенность в учете фоновых полей и тонкоструктурность поля). При учете этих эффектов поток балансируется с точностью до 10–20% (Шили, 1966; Стенфло, 1968).

Как уже говорилось, непосредственные окрестности пятна на фотосферном уровне внешне мало отличаются от близлежащих частей активной области. Однако на магнитограммах и доплерограммах, особенно если они получены с высоким пространственным разрешением, соседство с пятном ощущается достаточно сильно.

Шили (1969) на спектрогелиограммах, снятых в молекулярной линии CN, обнаружил существование ярких зерен, движущихся от внешней границы пятна наружу со скоростью около 1 км/с. Отдаляясь от пятна на расстояние  $\approx 10000$  км, зерна сливаются с фотосферной сеткой.

На зеемановских спектрогелиограммах в линии  $\lambda 6103$  CaI (Врабец, 1974) виден непрерывный радиальный отток от пятна мелкомасштабных магнитных концентраций. Узелки обеих магнитных полярностей мигрируют от главных пятен, пересекая некоторую кольцевую зону вокруг пятна, после чего растворяются в нормальной фотосферной сетке.

Открытие магнитных неоднородностей, растекающихся от пятна, сразу привлекло к себе внимание по нескольким причинам. Во-первых, это наглядное свидетельство выноса магнитного поля пятна в окружающую среду. Во-вторых, обнаружилась тесная связь явления с возрастом пятна: отток магнитных структур наблюдается только у пятен, находящихся в стадии распада. Отсюда возникает предположение, что пятно разрушается за счет потока, уносимого неоднородностями.

Анализ явления, названного движущимися магнитными образованиями (MMF), выполнен Гарви К. и Гарви Дж. (1973) с помощью 40-канального магнитографа Китт-Пик. На магнитограммах вокруг некоторых пятен отчетливо выделяется кольцевая зона, отмеченная уже в более ранних работах, причем магнитограф выявляет основную ее особенность — существенно ослабленное магнитное поле. По предложению Шили эта область была названа рвом ("moat"). Ширина рва — 10000–20000 км, он не обязательно составляет полное кольцо, иногда лишь более или менее протяженную дугу.

Все MMF обязательно существуют только в пределах рва. Ров движется вместе с пятном, сминая расположенное впереди фоновое поле и создавая компактный факел.

Ров и MMF присущи всем пятнам в состоянии распада. Размеры MMF не больше 1500 км, напряженность поля в них — 300 Э. Впрочем, скорее всего, эти цифры — результат недостаточного разрешения. Более реальные цифры, указанные в разделе 10.2.1 для узлов.

Пардон и др. (1979) показали, что ров появляется через 3 дня после того, как пятно становится видимым. Ров возникает очень быстро, за 0,5 дня, и с такой же скоростью распадается. Среднее время жизни устойчивого рва — 6 дней.

Перемещаясь со средней скоростью 1 км/с, большинство MMF за время своей жизни (1–6 часов) успевает пересечь ров и достичь окружающего факельного поля. Некоторые, однако, исчезают в пределах рва. Радиальные траектории MMF устойчивы, половина всех MMF проходит теми же путями, которые до них уже были "выбраны" другими образованиями.

Совместное существование рва и MMF проявляется на доплеровских спектрогелиограммах как поле скорости, простирающееся за границы полутени до расстояния порядка 19000 км.

Наряду с MMF, движущимися от пятна, имеются немногочисленные данные о противоположном явлении. Врабец (1974) описывает неоднородности, движущиеся прямо к тени ближайшего пятна соответствующей полярности. Обязательное условие — пятно должно находиться в стадии роста. Это еще раз подчеркивает важную роль MMF для понимания эволюции пятен.

Чистый поток, переносимый магнитными узелками через ров, т.е. алгебраическая сумма потоков северной и южной полярности, составляет  $\approx 10^{19}$  Мкс/час и по знаку совпадает со знаком самого пятна. С другой стороны, скорость распада пятна 6 м.д.п. в сутки для пятна с  $B \approx 2 \cdot 10^3$  Э соответствует скорости уменьшения потока  $1,5 \cdot 10^{19}$  Мкс/час. Это совпадение как будто бы подтверждает гипотезу о распаде пятен путем отщепления от них отдельных магнитных трубок, наблюдаемых на поверхности как MMF. Однако в действительности положение сложнее. Полный поток, переносимый MMF, т.е. сумма абсолютных величин потоков обеих полярностей, составляет  $3 \cdot 10^{19} - 10^{20}$  Мкс/час, что уже больше скорости распада пятен. Гарви К. и Гарви Дж. (1973) нашли выход из затруднения, предположив, что одну и ту же трубку наблюдают при нескольких пересечениях ею видимой поверхности Солнца. Впрочем, в ряде работ (см., например, Макинтош, 1981) утверждается, что пятно распадается не путем расчленения на отдельные узлы, а просто путем восстановления грануляции.

Иногда в статистических работах используется формула Вальдмайера, связывающая время жизни группы пятен  $T$  в днях с максимальным значением площади группы  $S_{\text{макс}}$  в м.д.п.:

$$T = 0,1 S_{\text{макс}}. \quad (10.2)$$

Следует, однако, иметь в виду, что нарушения этой формулы встречаются, пожалуй, чаще, чем подтверждения.

#### 10.4. Комплексы активности

В этом разделе мы рассмотрим важное понятие комплекса активности. К сожалению, этот термин еще не совсем устоялся и часто этими словами обозначают разные явления на Солнце. Строго говоря, понятие комплекса активности скорее интуитивное, чем строго аксиоматичное. Под комплексом активности следовало бы понимать совокупность достоверно взаимосвязанных явлений солнечной активности на больших (больше радиуса Солнца) расстояниях. То, что такие взаимосвязи существуют, следует из многих работ, например, Дежо и др. (1971), Огирь (1980, 1981, 1982а, б), Кривский и Обридко (1969), Бумба и Обридко (1969), Говард и Швестка (1977). Большой цикл работ по исследованиям комплексов выполнен Бумбой с сотрудниками (Бумба и Говард, 1965; Бумба, 1980, 1982а, б; Бумба и Хейна, 1977, 1980, 1981; Бумба и др., 1977; 1982а, б).

Мы будем понимать под комплексом активности совокупность нескольких активных областей, объединенных общим магнитным полем, существующую на Солнце в течение многих оборотов \*). Определенное таким образом понятие комплекса тесно связано с понятиями активных долгот и секторной структуры межпланетного магнитного поля. Особая важность комплексов активности состоит в том, что они представляют собой основные звенья цепи, связывающей локальные поля с глобальной организацией солнечной активности и общим магнитным полем Солнца.

В основном до настоящего времени изучались протонные комплексы, в которых время от времени происходят протонные вспышки.

Новые активные области возникают внутри структуры старого фонового магнитного поля. Эта внутренняя взаимосвязь старых и новых магнитных полей в солнечной атмосфере, совместно с другими характеристиками солнечного магнитного поля и распределения активности, а также динамика развития новых активных областей приводит к регулярному и устойчивому распределению магнитных полей и образованию так называемых "полос" и потоков солнечного магнитного поля с постоянной "бартельсовской" гелиографической долготой. Это означает, что период вращения основной картины распределения поля составляет 27,0 дней и, следовательно, магнитные "полосы" и "потоки", нанесенные на диаграмму долгота-время в Кэррингтоновской системе, наклонены на  $4-5^\circ$  за оборот (смещаются к западу в каждом последовательном обороте), особенно в экваториальной зоне ( $\pm 20^\circ$ ).

Комплекс активности является весьма динамичным образованием. Возникнув, он расширяется со скоростью  $10-20^\circ$  в день или 120 м/с. На широте  $40^\circ$  скорость расширения падает до 30 м/с. Наличие на Солнце двух комплексов усиливает активность каждого из них, особенно в местах соприкосновения границ.

Большой комплекс существует на Солнце 10-15 оборотов и захватывает как северное, так и южное полушария. После того как в комплексе происходит протонная вспышка, он начинает быстро распадаться и исчезает через 3-4 оборота.

\*) Сходное явление Эйгенсон и др. (1948) называли импульсом солнечной активности.



Швестка (1968) показал, что практически все протонные вспышки сконцентрированы в нескольких "комплексах протонной активности" с довольно устойчивой гелиографической долготой в северном полушарии и в двух "полосах", смещающихся по долготе в южном полушарии. В дальнейшем оказалось (Бумба и Обридко, 1969), что вспышечная активность вообще, а протонная в особенности концентрируются вблизи границ секторной структуры межпланетного магнитного поля, спроектированных на Солнце. Протонные комплексы активности, обнаруженные Швесткой, совпадают с комплексами, образующими активные долготы.

В дальнейшем эффект концентрации протонных групп к секторным границам неоднократно проверялся по более обширному материалу (см. библиографию в работах Левицкого, 1980, и Обридко и Старковой, 1981).

Оказалось, что концентрация имеет место только у секторной границы (-, +). Кривский и Обридко (1969) показали, что структура протонного комплекса как по положению входящих в него групп пятен, так и по их типам резко отличается от случайной.

## ГЛАВА 11

### ТЕОРИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Эта глава посвящена описанию разработок теории солнечных пятен. Вообще говоря, этот вопрос неотделим от общей теории магнитных полей на Солнце. Как уже было видно в предыдущих главах, именно наличие сильного магнитного поля является основным свойством солнечного пятна, а взаимодействие магнитного поля с веществом и механизмами переноса энергии определяет собой возникновение, устойчивость и все эволюционные характеристики солнечного пятна. По существу, следовало бы говорить не о магнитном поле пятна, а о "пятне магнитного поля", и обсудить в этой главе также проблемы магнитного динамо и механизмов формирования магнитных жгутов. Однако, преследуя цели лаконичности изложения и взаимной уравновешенности отдельных частей книги, я ограничусь здесь только ссылкой на несколько монографий, посвященных этому вопросу (Паркер, 1979; Вайнштейн и др., Вайнштейн, 1983). Мы будем считать магнитное поле пятна в основном сформировавшимся еще до всплытия на поверхность или формирующимся непосредственно в процессе возникновения пятна. Я не пытаюсь дать здесь обзор всех теоретических исследований. Многие из них уже упомянуты в других разделах этой книги, посвященных теоретическому осмысливанию отдельных конкретных аспектов солнечного пятна. Обзоры конкретных теоретических моделей даны Обридко и Теплицкой (1978), Спруитом (1981). Мы рассмотрим здесь основные концепции, объясняющие природу пятна как явления.

Одна из главных проблем, возникающих сейчас перед специалистами при попытках объяснить природу солнечного пятна, — это вопрос о том, каким образом формируется магнитное поле пятна. Наиболее известная и устоявшаяся концепция состоит в том, что магнитное поле всплывает

в слой, доступные наблюдениям, в виде уже сформировавшейся силовой трубки. Формирование трубки и концентрация поля происходят на очень больших глубинах, так что при наблюдениях в фотосфере мы не можем обнаружить никаких проявлений этого процесса. Альтернативная концепция состоит в том, что концентрация поля происходит за счет его переноса конвективными движениями и полем скоростей непосредственно вблизи фотосферы или на небольших глубинах, так что мы можем наблюдать этот процесс в виде перемещений отдельных силовых линий и жгутов. В последнем случае поле до усиления может представлять собой диффузное поле малой напряженности или быть уже предварительно сконцентрировано в жгуты или узлы с напряженностью 1000–2000 Э.

Решение этой альтернативы затрудняется тем, что при возникновении пятен мы встречаемся с явлениями, которые говорят в пользу как той, так и другой точки зрения. Обычно в процессе появления пятна моды слияния узлов, во всяком случае, не являются преобладающими. За очень короткий срок возникает целое пятно, причем хвостовое и головное пятно возникают практически одновременно. Процесс возникновения пятна больше похож на процесс роста амебы путем деления, а в целом возникновение биполярной группы вполне описывается как всплывание уже готовой петли со скоростью  $\sim 100$  м/с (см., например, Бахман, 1978; Робинсон и Буас, 1982). Следует еще заметить, что энергия движений в поверхностных слоях ( $\sim 1,6 \cdot 10^3$  эрг/см<sup>3</sup>), недостаточна для концентрации поля в жгуты с напряженностью  $\sim (1,5 \div 2) \cdot 10^3$  Э (соответствующая энергия  $\sim 10^5$  эрг/см<sup>3</sup>).

В процессе распада также нет преобладания мод, указывающих на расщепление пятна на отдельные жгуты. Мы не видим непосредственно, как отходит жгут от тени пятна, тем более неясно, как он проходит область полутени. Однако на этой фазе наблюдаются движущиеся магнитные образования, и, как уже говорилось выше, они могут в принципе объяснить распад пятна. Более того, после возникновения биполярной группы головное и хвостовое пятна развиваются независимо, и часто головное пятно существует много дольше, чем хвостовое. Такую избирательность механизма распада трудно объяснить в рамках концепции о единой силовой трубке.

В ряде случаев наблюдались перемещения жгутов, их слияние и их парадоксальное свойство проходить в процессе перемещения, не распадаясь, через область, занятую другим концентрированным полем (проникновение одного пятна внутрь другого, Макинтош, 1981). Уилсон и Саймон (1983) наблюдали значительные (в 1,5–2 раза) вариации потока одной полярности в активной области за периоды порядка нескольких десятков минут, в то время как поток другой полярности оставался в пределах шумов неизменным. Наблюдались изменения топологии области, занятой одной из полярностей, но не было никаких указаний на проникновение в эту область трубок или петель извне. Вальшин (1981) обнаружил антипараллельные изменения магнитного поля ядер разной полярности внутри одной общей полутени.

Валленхорст и Говард (1982), Валленхорст и Топка (1982) обнаружили, что при исчезновении пятен общий поток группы уменьшается на вели-

чину, значительно большую, чем поток собственно пятен, при этом поток фонового поля почти не меняется. Поток начинает уменьшаться за несколько дней до исчезновения пятен. При исчезновении пятен не наблюдается расплывания тока, изолиния 10 Э не смещается. В то же время наблюдается и отделение узлов, движущихся от пятна через ров.

Наконец, есть целый ряд фактов, указывающих на тесную связь солнечных пятен с конвекцией разных масштабов: это и тенденция солнечных пятен возникать на стыках супергранул, и совпадение характерных размеров устойчивого пятна с размерами супергранул, и близость общего вида и свойств светлых элементов в тени пятна и грануляции.

Эта дилемма отражается в основных современных концепциях о природе солнечного пятна. В цикле работ Пиддингтон (1975а, б, в; 1976а,б,в; 1981) предполагает, что магнитное поле пятна существует под конвективной зоной или в ее пределах в готовом виде как жгут из навитых друг на друга отдельных силовых трубок. Напряженность в них достигает 4000 Э; они непроницаемы для конвективных движений и образуют отдельные изолированные атмосферы. Вопрос о том, как возникают эти трубки, не обсуждается; автор допускает возможность, что они существовали всегда, поэтому этот подход называется концепцией первичного поля. Сильная закрученность этих трубок определяет собой, по мнению Пиддингтона, их равновесие и устойчивость. С течением времени жгут раскручивается, и тогда пятно распадается.

Альтернативой является взаимодействие магнитного поля и супергрануляция сетки. Наиболее полно эта концепция развита в модели Мейера и др. (1974). Ряд деталей этой модели близок к схеме Пономаренко (1970, 1972а, б).

До глубины порядка 10000 км супергранулярные ячейки своими сходящимися потоками концентрируют магнитное поле в силовую трубку развивающегося пятна. Ниже этого уровня силовые линии образуют расходящийся веер. В колонне поля на глубинах 10000–15000 км (далее слой I) конвекция полностью подавлена. Необходимая для этого напряженность — 3500 Э, реальная — вероятно, больше. Сходящиеся потоки формируют на глубине 12000 км своего рода "хомут" ("collar"), предохраняющий поле от разрушения. Единственным источником переноса энергии в слое I могут быть альвеновские волны.

В слое II (3000–10000 км) из-за большой непрозрачности, обусловленной ионизацией плазмы, лучистая теплопроводность настолько мала, что, несмотря на наличие сильного поля, все же происходит конвекция. Ее эффективность существенно понижена по сравнению с нормой (размеры ячеек порядка 2000 км). Кроме того, взаимодействуя с ячейками вне силовой трубки, она является основным механизмом диссипации тепла из района пятна. Она же служит источником турбулентной диффузии, которая постепенно приводит к распаду пятна.

В поверхностном слое III (глубиной ~ 2000 км) конвекция подавлена полностью. Только здесь пятно — действительно холодное образование. Перенос энергии может осуществляться лишь радиацией и колебательной конвекцией. В этом слое расположен второй "хомут", предохраняющий пятно от разрушения; он обусловлен градиентом газового давления.

Температурный режим внутри силовой трубки в развитом пятне приводит к обращению направления потоков газа в окружающих пятно супергранулах. На поверхности начинается отток газа от пятна, в глубоких слоях — втекание. Если пятну удастся пережить эту фазу — не расщепиться на части и не разрушиться, — оно вступает в фазу медленного распада.

Движения, происходящие по обращенной схеме, действуют как снегоочиститель, сметая со своего пути поверхностные поля и флоккулы. Наблюдатель фиксирует это явление как "ров". По-прежнему работают оба хомута, сдерживающие силовую трубку. Медленное разрушение пятна осуществляется отщеплением от основного ствола отдельных нитей. Этот процесс происходит в слое II, а в фотосфере проявляется в форме движущихся магнитных неоднородностей.

Другая концепция, также связывающая природу пятна с концентрацией поля в верхних слоях, принадлежит Паркеру (1979б). По этой концепции солнечное пятно представляет собой динамическое скопление многих отдельных жгутов. Эти жгуты в изолированном состоянии наблюдаются в невозмущенной фотосфере в виде узлов, а объединяясь в единое целое, образуют в доступных наблюдениям слоях квазиоднородное магнитное поле тени пятна. При этом они сохраняют свою индивидуальность и могут перемещаться относительно друг друга. Процесс их слияния воедино, вероятно, связан с супергрануляционным полем скоростей в подфотосферных слоях. Трубки с одинаковым знаком поля сливаются под действием эффекта Бернулли (Парке, 1978, 1979в,г). После слияния они удерживаются в состоянии равновесия под действием разности давлений внутри и вне трубки — следствие эффекта Вильсона. В более глубоких слоях отдельные трубки уже не сливаются друг с другом. Между ними есть невозмущенное пространство, внутрь которого и вниз втекает вещество. Засчет эффекта Бернулли это втекание помогает удерживать в равновесии сложную систему трубок. Такая модель носит название "пятно типа скопления" или "поле типа спагетти".

С точки зрения сопоставления с реальными модами возникновения пятна и его структуры все эти модели несовершенны. Дополнительные трудности встречаются при анализе устойчивости пятна и переноса энергии.

В модели Пиддингтона равновесие пятна обеспечивается сильной закрученностью силовой трубки. Азимутальная составляющая  $V_\varphi$  значительна в каждом из жгутов; кроме того, жгуты еще закручены относительно друг друга, образуя структуру типа толстого каната или троса. Пока  $V_\varphi$  не равно нулю, по мнению Пиддингтона, пятно находится в устойчивости. Когда жгуты раскручиваются, пятно распадается.

Однако наблюдения показывают, что закрученность поля пятна не так уж велика. Во всяком случае, убедительных доказательств связи степени закрученности поля пятна с его эволюцией нет. Более того, нет и резкого различия в спиральности головного и хвостового пятна, тогда как их времена жизни различаются очень сильно.

Вообще говоря, устойчивость закрученного поля преувеличивается. Действительно, для закрученного поля легче обеспечить равновесие. Кроме того, скрученное поле устойчиво по отношению к изгибной неустойчивости (Данжи и Лоухед, 1954). Однако такое поле подвержено желобковой

неустойчивости. Отдельные трубки в жгуте быстро пересоединяются и образуют обычную одиночную трубку (Паркер, 1976а; Уилсон, 1977б).

С другой стороны, концепция диффузного поля приводит к образованию трубки, выгнутой по направлению к оси пятна. Такая структура должна распадаться буквально за несколько часов за счет обменной или перестановочной неустойчивости. Кроме того, должна развиваться и желобковая неустойчивость (Паркер, 1975б), которая приводит к распаду пятна на изолированные трубки меньших размеров. Учет силы тяжести несколько облегчает проблему неустойчивости веерообразного поля (Мейер и др., 1977).

Дополнительные трудности для устойчивости пятна связаны с проблемой переноса энергии в пятне и проблемой его яркости.

В 1941 г. Бирман выдвинул гипотезу, согласно которой магнитное поле подавляет конвекцию в глубоких подфотосферных слоях пятна, чем блокирует поток тепла снизу. Устойчивость однородного вертикального поля к конвекции рассмотрена в ряде работ (см., например, Чандраскар, 1961; Каулинг, 1976). Оценки показывают, что глубина, ниже которой магнитное поле уже не может удержать обычную циркуляционную конвекцию, составляет  $\sim 2000$  км. Выше этого уровня энергия может переноситься только излучением или волнами. Таким образом, степень блокировки поступающего снизу потока энергии и эффективность его переноса вверх должны быть таковы, чтобы обеспечить наблюдаемую яркость пятна. При этом диапазон наблюдаемых значений яркости очень узок. Сформировавшиеся пятна с полутенями имеют универсальную, не зависящую от размеров и других характеристик яркость. Таким образом, балансировка механизмов, обеспечивающих, с одной стороны, пониженную, с другой — ненулевую яркость пятна, должна быть очень строгой. Причина такой точности балансировки пока не ясна с теоретической точки зрения. Все существующие механизмы возникновения магнитного поля пятна (диффузионная модель), его охлаждения и переноса энергии могут балансироваться, вообще говоря, около любого состояния и, таким образом, должны были бы давать целый спектр значений яркости пятна.

Дополнительные трудности возникают в связи с проблемой дальнейшей судьбы того потока энергии, который поступает снизу из глубин конвективной зоны и блокируется на уровне  $z \sim 2000$  км. Этот поток может приводить к сильному разогреву слоев под пятном. Впервые на это обратил внимание Ю.Б. Пономаренко (1972а, б).

Согласно Пономаренко, причиной генерации активных областей являются гигантские гранулы, движения которых возмущают общее тороидальное поле Солнца. При всплывании поля ближе к поверхности включаются движения супергранул, концентрирующие вертикальный поток на стыке нескольких ячеек. В местах своего наибольшего усиления магнитное поле подавляет движения супергранул и гранул, что приводит к сжиманию и охлаждению плазмы в верхних слоях. На поверхности Солнца становится видимым пятно, однако в его глубоких слоях трубка поля расширена и нагрета. В целом перегрев превышает охлаждение, так что пятно — это горячее образование. Дефицит потока тепла не существует, а энергия просто перераспределена вдоль трубки пятна. Режим в такой

силовой трубке качественно обоснован анализом решений полной системы уравнений магнитогидродинамики, где в уравнении сохранения энергии учитываются радиационные и ионизационные потери и конвективный перенос. Распределение температуры вдоль пятна рассматривается по аналогии с таковым в среде с локально уменьшенным коэффициентом теплопроводности. Распад пятна происходит из-за того, что разогрев глубоких слоев создает условия для возобновления ранее подавленного движения супергранул.

К выводу о сильном нагреве нижних слоев пятна пришел и Паркер (1974а, 1976б). По его расчетам нагрев имеет принципиальное значение, поскольку внутреннее давление в трубке становится больше, чем снаружи, и пятно должно очень быстро распадаться. Кроме того, этот нагрев должен приводить к нереальному фотометрическому профилю пятна. Чтобы избежать этих трудностей, Паркер выдвинул две дополнительные гипотезы:

1. Предполагается, что тепловая энергия, переносимая конвекцией, на уровне  $z \approx 2000$  км переходит в механический поток магнитозвуковых волн, которые уносят эту энергию вверх или вниз (1974б, 1975а). Альвеновские волны, родившиеся где-то под пятном, уносят из него столько энергии, что эффективная температура понижается почти на 2000 К. Чтобы такое положение стало возможным, конвективная сверхустойчивость должна работать как тепловая машина с очень высоким коэффициентом полезного действия. Для этого нужно, чтобы конвекция простиралась в слое, превышающем локальную шкалу высот. Подробное рассмотрение движений газа в политропной атмосфере при выполнении ньютоновского закона охлаждения подтверждает этот качественный вывод. Эффективность, приближающаяся к максимально возможной, достигается в случае, когда конвективный слой простирается на несколько шкал высот ( $\approx 500$  км). В этом случае любое вертикальное движение приводит к охлаждению, а избыток энергии, переносимой конвекцией на верхнюю границу слоя, переходит в другие виды движения. В спокойной фотосфере — это турбулентные движения газа. Поскольку они диссипируют тут же, то компенсируют охлаждение. В сильном магнитном поле конвективная энергия трансформируется в альвеновские волны, которые свободно диссипируют далеко от места своего зарождения, что приводит к образованию холодного пятна.

Расчеты Паркера носят оценочный характер, так как уравнение состояния записывается без включения в него магнитного давления и без учета лучистого переноса. Более подробно концепция Паркера разработана Робертсом (1976а,б).

Полученные результаты воспроизводят многие из известных свойств тени пятна (к полутени они неприменимы из-за типично иной конфигурации магнитного поля). Охлаждение колонны, занятой полем, происходит во всех масштабах — от больших пятен до объектов, меньших, чем поры. Внутри крупных пятен есть малые районы с нормальной температурой и яркостью. При радиусе колонны 1000 км и высоте 2000 км их размеры составляют 100–250 км, время нарастания неоднородности  $\sim 370$  с, что близко к характеристикам ярких точек тени. Периоды, связанные с отдельными модами, зависят от величины альвеновской скорости и

размеров колонны. Так, для  $v_A = 20$  км/с и  $h = 2000$  км-периоды изменяются от 200 до 330 с.

Гипотеза Паркера имеет свои привлекательные стороны, в частности, она довольно просто объясняет наблюдаемый профиль интенсивности в пятне и подчеркивает роль волн. Существует, однако, ряд серьезных замечаний, ставящих под сомнение выводы Паркера. Паркер и Робертс опираются на приближения Буссинеску и не учитывают различия между альвеновскими и звуковыми волнами. Однако движения, порождаемые сверхустойчивостью, отличаются от альвеновских и должны диссипировать подобно диссипации обычных звуковых волн в немагнитной области. Паркеру требуется очень эффективный механизм переработки конвективных движений в волны. Максимальная эффективность, определяемая отношением  $(T_1 - T_2)/T_1$ , достигается тогда, когда  $T_1$  и  $T_2$  — начальная и конечная температуры работы тепловой машины в едином цикле, т.е. конвекция на всех высотах должна работать когерентно. Такое предположение кажется чрезвычайно искусственным. Даже если оно выполняется, для этого требуется значительная протяженность конвективного слоя. Поскольку строго показано, что магнитное поле подавляет конвекцию, нужно объяснить, почему этот эффект отсутствует.

Наконец, складывается впечатление, что поток волн, идущий в корону, будет слишком велик. Если в корону пройдет хотя бы один процент полного потока, это приведет к чересчур высокой температуре радиоисточника. Многочисленные измерения, выполненные в последние годы, показали, что поток волн над пятном по крайней мере на 3 порядка меньше, чем дефицит потока в пятне. Следовательно, если пятно действительно является источником альвеновских волн, то подавляющая доля их распространяется вниз и диссипирует где-то вдали от пятна. Но тогда возникает другая трудность — обратный переход энергии волн в тепло в глубоких слоях.

С другой стороны, более подробные расчеты Эшрича и Краузе (1977) и Спруита (1977б) показали, что тепловая энергия, выделяющаяся в основании пятна, может оттекать в окружающие пятно области без создания сколько-нибудь значительного нагрева; при этом фотометрический профиль соответствует наблюдениям.

2. Для обеспечения устойчивости пятна Паркер (1979б) предположил, что поле пятна распадается на отдельные жгуты прямо под наблюдаемыми слоями (модель типа спагетти). Между жгутами поле отсутствует. При этом предполагается, что существует некий поток вещества, направленный внутрь к оси пятна и вниз между жгутами. Этот поток, во-первых, приводит к возникновению силы, удерживающей пучок спагетти от распада, и, во-вторых, устраняет дополнительный нагрев снизу. Заметим, что при этой новой концепции отпадает необходимость в предыдущей гипотезе о выносе тепла волнами. Оценка эффективности этого гипотетического потока вещества сейчас затруднительна. Тем не менее модель типа спагетти кажется привлекательной по ряду других соображений и, прежде всего, для объяснения светлых элементов в тени пятна. По существу, эта гипотеза близка к рассмотренному нами в главе 5 механизму возникновения светлых элементов, связанному с неустойчивостью в глубоких подфотосферных слоях пятна (Обридко, 1974). В этих слоях температура выше, чем в ок-

ружающей среде, и может возникнуть конвективная ячейка. Энергия поперечных движений в ячейке больше энергии магнитного поля. Силовые линии раздвигаются, возникает разрежение, в образующуюся полость со слабым полем поднимается вещество снизу. В полости устанавливается перенос при помощи конвекции. Конвективный перенос поддерживает яркость элемента близкой к яркости невозмущенной конвекции.

Аналогичное рассмотрение содержится в работе Уилсона (1975). На больших глубинах в слое I (см. модель Мейера и др., 1974) магнитное поле находится в состоянии сверхустойчивости, и, кроме того, действие соседних с; перггранул аналогично "дерганию эластичного шнура" возбуждает колебания периодом  $\approx 5 \cdot 10^3$  с. Взаимосвязь двух колебательных режимов приводит к усиленной генерации магнитогидродинамических волн. Однако полностью выйти на поверхность они не могут. Этому препятствуют вихри малой шкалы в лежащем выше слое II. Сложный характер движений здесь способствует пересоединению силовых линий. Кроме того, соседние с пятном вихри способны скручивать силовую трубку. Такие эффекты препятствуют переносу альвеновских волн. Большая их часть не проходит через поверхность, а отражается обратно и перераспределяется затем в окрестности пятна. Такая модель устраняет трудности чисто паркеровской модели, в которой непонятно, где реализуется поток альвеновских волн. Нелинейный численный анализ проблемы устойчивости выполнен также в работах Пековера и Вайса (1978), Галлоуэя и др. (1977), Вайса (1981а, б). Эти расчеты показали, что циркуляционная конвекция должна приводить к возникновению изолированных жгутов, разделенных областями слабого поля. Поток вещества внутри жгутов очень мал, а между жгутами конвекция может существовать, как если бы поле вообще отсутствовало.

Заметим, однако, что участки между жгутами вряд ли могут быть протяженными. Скорее всего, их поперечные размеры сравнимы с характерными размерами конвективных ячеек. В таких узких трубках циркуляционная конвекция должна быть малоэффективной. Более перспективной кажется картина, описанная нами в главе 5, когда циркуляционная конвекция в глубоких слоях вынуждает колебательную конвекцию в подфотосферных слоях  $0 \leq z \leq 2000$  км, которая и является механизмом как переноса энергии, так и создания ярких элементов в тени.

Многочисленные трудности и нерешенные вопросы в теории пятен скрываются на современном состоянии проблемы дефицита потока в пятне. Проблема ставится так: в невозмущенной области поток из фотосферы составляет  $6,35 \cdot 10^{10}$  эрг/см<sup>2</sup> · с, из тени пятна выходит 15–20% от этой величины. На что расходуется остальная часть потока: переходит ли она в какие-либо другие формы энергии или перераспределяется равномерно по поверхности Солнца? Впервые гипотезу о том, что лучистая энергия в пятне переходит в энергию магнитного поля, выдвинули Л.Э. Гуревич и А.И. Лебединский (1945), однако они не предложили никакого конкретного механизма. В дальнейшем попытки приписать дефицит переходу энергии в какие-то другие нерадиационные формы — магнитное поле, эффект Эвершеда, движения магнитных узелков, разные типы волн — делались многими (см., например, Уилсон, 1968а, 1971, 1972а, б, в; 1974; Джованелли, 1972; Беккерс, 1976).



В большинстве случаев эти предложения не идут дальше показа принципиальной возможности таких механизмов и оценок по порядку величины. Кроме того, всегда остается та же проблема эффективного преобразования тепловой энергии в упорядоченную механическую. Тем не менее этот путь нельзя отбрасывать, поскольку второе решение вопроса — перераспределение тепловой энергии — также встречается с трудностями.

Поиск этого второго решения тесно связан с проблемой постоянства солнечной "постоянной", т.е. полного потока излучения от всего Солнца. Если тепловая энергия нигде не переходит в другие виды, а внутренние источники не меняются, следует ожидать, что полный поток излучения Солнца будет постоянным и не будет зависеть от числа солнечных пятен. Такие эксперименты делались уже давно, однако только сейчас удалось добиться требуемой точности. Дело в том, что суммарная площадь пятен на диске редко достигает величин, превышающих 1000 м.д.п., чаще она значительно ниже этой величины. Это означает, что даже абсолютно черные пятна с суммарной площадью 1000 м.д.п. уменьшают полный поток только на 0,1%. С учетом того, что тень пятна имеет конечную яркость, значительную часть площади пятна занимает полутень, и того, что более половины дефицита балансируется уже близлежащими частями факела (Миллер, 1974), эта величина понижается еще по крайней мере в 3 раза. Последние наиболее точные данные, полученные на спутниках SMM и "Нимбус-7", изложены в работах Фоукала (1981б), Хадсона и Уилсона (1981), Уилсона и Хадсона (1981), Уилсона и др. (1981), Фоукала и др. (1983). Кратко основные выводы можно сформулировать следующим образом:

1. Существуют флуктуации полного потока Солнца продолжительностью 5–30 дней. Максимальные флуктуации достигают 0,4%, но они встречаются довольно редко. Средняя квадратичная амплитуда флуктуаций — 0,05%.

2. Время и продолжительность больших флуктуаций удовлетворительно совпадают с периодами большой запятненности Солнца.

3. Природа флуктуаций может быть объяснена в предположении, что поток, блокированный под пятном, находит себе выход на поверхность не сразу, а путем постепенной диффузии. Численное решение диффузионного уравнения показывает, что времена задержки могут быть достаточными, чтобы объяснить длительность наблюдаемых флуктуаций. Тепло за  $10^4$  с переходит вбок и затем выходит на поверхность за  $10^2$ – $10^3$  лет. Таким образом, наблюдаемая светимость усреднена по многим циклам, а флуктуации в течении цикла не могут превышать 0,1%. Яркое кольцо вокруг пятна должно иметь контраст  $\leq 0,3\%$ . Однако количественные значения флуктуаций несколько больше, чем расчетные. Более того, иногда повышенной запятненности соответствует повышенный интегральный поток. Кроме того, первые, пока еще довольно неуверенные измерения слабого светлого кольца вокруг пятна (Харояма и Окамото, 1981; Фаулер и др., 1983), существование которого представляется теорией, дают значения интенсивности, плохо согласующиеся с расчетными. Таким образом, хотя блокировка потока солнечными пятнами определенно является основным механизмом возникновения флуктуаций полного потока излучений от Солнца, существуют и какие-то другие причины этих флуктуаций.

4. Есть указание, хотя довольно неуверенное, что понижение интегрального потока опережает появление видимых пятен на 1,2 дня.

Совокупность сведений, изложенных в настоящей главе, приводит к следующей картине, которая, на наш взгляд, является наиболее вероятной. Солнечное пятно представляет собой совокупность жгутов, объединенных в единую трубку и всплывающих как единое целое. Таким образом, мода всплывания является преобладающей на стадии возникновения пятна. Однако эта единая трубка не изолирована от конвекции. Внутри нее, в нижних частях, конвекция существует. При этом нижние концы жгутов уходят друг от друга, создавая поле типа спагетти. Природа отдельных жгутов неясна, как, по существу, неясна природа всех элементов тонкой структуры на Солнце. Возможно, мы здесь встречаемся с некоторым общим синергетическим процессом.

Не вполне ясна роль конвекции для существования единой системы трубок. Мелкомасштабные элементы конвекции должны раздвигать трубки, создавая нижнюю бахрому системы, крупномасштабная конвекция типа супергрануляции приводит к сжатию и взаимному притяжению, как в моделях Паркера и Мейера и др.

## П Р И Л О Ж Е Н И Е

### СВОДКА КОЛИЧЕСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Большинство упомянутых здесь данных обсуждается в основном тексте книги. Мы приводим здесь наиболее достоверные значения. Читателю, желающему уточнить информацию или выяснить источник данных, следует обратиться к соответствующим разделам книги.

Характерные размеры  $2'' - 60''$ .

Средний диаметр устойчивого пятна 22000—29000 км.

Площадь тени 0,17—0,25 площади пятна.

Модельный параметр  $\Delta\Theta$  для тени 0,48—0,51. Яркость тени в долях соответствующей яркости фотосферы в  $\lambda 5000 \text{ \AA}$  составляет 0,06 и практически не зависит от площади пятна. Проинтегрированный по всем длинам волн поток составляет 15—17% от фотосферного значения. Эффективная температура тени  $3700 \text{ K} \pm 20 \text{ K}$ ; на уровне  $\tau_{0,5} = 1$ ,  $T \approx 3970 - 4060 \text{ K}$ ,  $p_g \approx 3 \cdot 10^5 \text{ дин/см}^2$ ,  $p_e \approx 3 \text{ дин/см}^2$ . Эквивалентная высота изотермической атмосферы 96 км, шкала высот 84 км. Вильсоновская депрессия  $600 \pm 200 \text{ км}$ .

Спектральный класс тени: по непрерывному спектру M0V—M2V, по слабым линиям K5, по сильным фраунгоферовым линиям G8—K0.

Тонкая структура тени состоит из ярких точек. Диаметр ярких точек 100—200 км, яркость близка к яркости фотосферы (0,6—1,1), поток достигает 25% интегрального потока тени и около 50% в области  $\lambda 5000 \text{ \AA}$ . Время жизни  $\sim 30$  мин. В среднем пятне  $\approx 40$  ярких точек, относительная доля занимаемой ими площади  $\alpha \approx 5\%$ . Эффективная температура  $\sim 5360 \text{ K}$  ( $\Theta_{ef} \approx 0,94$ ). На уровне  $\tau_{0,5} = 1$   $T \approx 5860 \text{ K}$ ,  $p_g \approx 2 \cdot 10^5 \text{ дин/см}^2$ ,  $p_e \approx 7,9 \text{ дин/см}^2$ .

Тонкая структура полутени состоит из светлых волокон, которые в свою очередь распадаются на зерна. Ширина волокон составляет 175—240 км, длина —  $2'' - 10''$ . Зерна движутся внутрь пятна со скоростью до 0,5 км/с. Время жизни зерен — 0,5—3 часа. Яркость светлых волокон составляет 0,90—0,95; темного вещества — 0,52—0,60 в единицах яркости невозмущенной фотосферы. Средний модельный параметр полутени  $\Delta\Theta = 0,055 \pm \pm 0,0055$ , яркость на длине волны 0,579 мкм составляет 0,77. В однородной модели на уровне  $\tau_{0,5} = 1$   $T \approx 5930$ ,  $p_g \approx 1,6 \cdot 10^5 \text{ дин/см}^2$ ,  $p_e \approx \approx 30 \text{ дин/см}^2$ .

В неоднородной модели полутени модельные параметры  $\Delta\Theta_d = 0,093$ ;  $\Delta\Theta_b = 0,01$ ;  $\alpha = 0,57$ .

Внешнее светлое кольцо имеет радиус 1,32—1,39 радиуса пятна, яркость на 3% превышает яркость невозмущенной фотосферы.

Суперполутень состоит из хромосферных волокон и ее площадь в 4 раза больше площади фотосферного пятна.

Магнитное поле в центре тени  $B_0 \approx 2900 \pm 400$  Э. Глубина залегания эффективного диполя 15000–17000 км. Магнитный поток пятна  $\Phi \approx k B_0 S \approx 7 \cdot 10^{21}$  Мкс, где  $k \approx 0,32$ ,  $S$ —площадь пятна. Плотность вертикальных токов на фотосферном уровне в среднем  $10^2$  СГС ( $3 \cdot 10^{-8}$  А), максимальные значения  $10^3$ – $10^4$  СГС ( $3 \cdot 10^{-7}$ – $3 \cdot 10^{-6}$  А). Вертикальный градиент в центре тени 0,4 Э/км ( $z = 0$ ), 0,2–0,3 Гс/км ( $z = 2000$  км). На высоте 2000 км напряженность поля падает, уменьшаясь на 20%.

Магнитное поле в ярких точках слабее, чем в тени. Разные наблюдения дают значения 1500–2000 Э и 300 Э. Напряженность поля в светлых волокнах полутени на 200–400 Э ниже, чем в темных.

Нетепловые скорости в тени на фотосферном уровне  $\sim 1,5 - 2$  км/с, 10–13 км/с на уровнях  $2 \cdot 10^4 \leq T \leq 10^5$ , 20–25 км/с на уровне  $T \approx 2 \cdot 10^5$  (обзор наблюдений, см. Обриджо и Теплицкая, 1978).

Эффект Эвершеда на фотосферном уровне представляет собой радиальное истечение вещества со скоростями до 6 км/с, угол скорости с поверхностью  $4^\circ$ . Тангенциальная составляющая 0,1–0,3 км/с, вертикальная составляющая до 0,6 км/с вниз в центре тени. В ярких точках тени обнаружена направленная вверх скорость 0–3 км/с.

На уровне температурного минимума скорости эффекта Эвершеда обращаются в нуль, а начиная с уровня образования линии  $b_1$  MgI, меняют знак (хромосферный эффект Эвершеда). Величина радиальной скорости  $\sim 7$  км/с с очень большим разбросом ( $-30 \div 50$  км/с).

Переходный слой между хромосферой и короной в пятне располагается на высотах  $\leq 2000$  км.

В хромосфере и короне наблюдаются нисходящие скорости двух типов: дозвуковые (3–4 км/с в CaII,  $\sim 40$  км/с в OV,  $\sim 0$  в FeXII) и сверхзвуковые  $\geq 90$  км/с в SiIV, CIV, OIV. На высоте 2000 км  $p_g \approx 1,4 \cdot 10^{-1}$  дин/см<sup>2</sup>,  $n_e = 1,8 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e \sim 2,5 \cdot 10^4$  К, на высоте 4300 км  $p_g \approx 9,2 \cdot 10^{-2}$  дин/см<sup>2</sup>,  $n_e \approx 1,6 \cdot 10^9$ ,  $T_e \approx 2 \cdot 10^5$  К.

Периоды разнообразных квазипериодических процессов в тени пятна  $\sim 180$  с, в полутени 200–250 с.

В фотосферных слоях пятна проводимость  $\sigma \approx 1$  См  $\cdot$  м<sup>-1</sup> ( $9 \cdot 10^9$  СГС), теплопроводность  $\sim 10$  Вт  $\cdot$  м<sup>-1</sup>  $\cdot$  К<sup>-1</sup> ( $10^6$  эрг  $\cdot$  см<sup>-1</sup>  $\cdot$  К<sup>-1</sup>), вязкость  $6 \cdot 10^{-4}$  пуаз (Ковитя и Крам, 1983).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абдусаматов Х.И.*, 1970. — Астрон. ж., т. 47, с. 82.  
*Абдусаматов Х.И.*, 1971. — Solar Phys., v. 16, p. 384.  
*Абдусаматов Х.И.*, 1973. — Bull. Astron. Inst. Czech. v. 24, p. 118.  
*Абдусаматов Х.И.*, 1976. — Solar Phys., v. 48, p. 117.  
*Абдусаматов Х.И.*, 1978. — Солнеч. данные, № 3, с. 95.  
*Абдусаматов Х.И.*, 1979а. — Солнеч. данные, № 4, с. 101.  
*Абдусаматов Х.И.*, 1979б. — Solar Phys., v. 65, p. 197.  
*Абдусаматов Х.И.*, 1979в. — Солнеч. данные, № 11, с. 93.  
*Абдусаматов Х.И.*, и *Крат В.А.*, 1970. — Solar Phys., v. 14, p. 132.  
*Абрамов-Максимов В.Е.* и *Гельфрейх Г.Б.*, 1983. — Письма в астрон. ж., т. 9, с. 244.  
*Абхьянкер и Раманатан*, 1955. — Abhyankar K.D., Ramanathan A.S., — Astrophys. J., v. 121, p. 739.  
*Авретт*, 1981. — Avrett E.H. — In: The Physics of Sunspots/Ed. by L.E.Cram and J.H. Thomas. Sacramento Peak Obs., p. 235.  
*Адам*, 1969. — Adam M.G. — Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., v. 145, p. 1.  
*Аджабширзаде*, 1980. — Adjabshirzadeh A. — C.r. Acad. Sci., AB 290, No. 24, p. 541.  
*Аджабширзаде и Кучми*, 1978. — Adjabshirzadeh A., Koutchmy S. — C.r. Acad. Sci., AB 286, No. 23, p. 335.  
*Аджабширзаде и Кучми*, 1980. — Adjabshirzadeh A., Koutchmy S. — Astron. and Astrophys., v. 89, p. 88.  
*Аджабширзаде и Кучми*, 1983. — Adjabshirzadeh A., Koutchmy S. — Astron. and Astrophys., v. 122, p. 1.  
*Александр*, 1975. — Alexander D.A. — Astrophys. J. Suppl. Ser., v. 29, p. 363.  
*Аллен*, 1973. — Allen C.W. Astrophysical quantities — Univers. of London (русский перевод: Астрофизические величины, М.: Мир, 1977).  
*Альбрегтсен и Мальтби*, 1978. — Albrechtsen F., Maltby P. — Nature, v. 274, No. 5666, p. 41.  
*Альбрегтсен и Мальтби*, 1981а. — Albrechtsen F., Maltby P. — Solar Phys., v. 71, p. 269.  
*Альбрегтсен и Мальтби*, 1981б. — Albrechtsen F., Maltby P. — In: The Physics of Sunspots/Ed. by L.E. Cram and J.H. Thomas. — Sacramento Peak Obs., p. 127.  
*Альбрегтсен и др.*, 1984. — Albrechtsen F., Joras P.B., Maltby P. — Solar Phys., v. 90, p. 17.  
*Анталова*, 1971. — Antalova A. — Bull. Astron. Inst. Czech., v. 22, p. 352.  
*Антиа и Читре*, 1979. — Antia H.M., Chitre S.M. — Solar Phys., v. 63, p. 67.  
*Антиа и др.*, 1978. — Antia H.M., Chitre S.M., Gokhale M.H. — Solar Phys., v. 60, p. 31.  
*Антонуччи и Дореро*, 1979. — Antonucci E., Dorero M.A. — Solar Phys., v. 62, p. 107.  
*Антонуччи и Свальгард*, 1974. — Antonucci E., Svalgaard L. — Solar Phys., v. 34, p. 3.  
*Ауэр и Хесли*, 1978. — Auer L.H., Heasley J.N. — Astron. and Astrophys., v. 64, p. 67.  
*Ауэр и др.*, 1977. — Auer L.H., Heasley J.N., Hause L.L. — Solar Phys., v. 55, p. 47.  
*Ахмедов и др.*, 1982а. — Ахмедов Ш.Б., Гельфрейх Г.Б., Богод В.М., Коржавин А.Н. — Solar Phys., v. 79, p. 41.  
*Ахмедов и др.*, 1982б. — Ахмедов Ш.Б., Гельфрейх Г.Б., Крюгер А., Фюрстенберг Ф., Хильдебрандт И. — Солнеч. данные, № 10, с. 72.  
*Бабин и др.*, 1974. — Бабин А.Н., Каргашова Л.Г., Коваль А.Н., Огирь М.Б., Степанян Н.Н. — Изв. Крым. астрофиз. obs., т. 52, с. 92.  
*Бадалян С.Г.*, *Обридко В.Н.*, 1975. — Астрон. ж., т. 52, с. 561.

- Бадалян О.Г., Обридко В.Н.*, 1984. — Астрон. ж., т. 61, с. 968.
- Банос и Макрис*, 1970. — Banos G.J., Macris C.J. — Solar Phys., v. 12, p. 106.
- Баранов А.В.*, 1974а. — Солнеч. данные, № 7, с. 100.
- Баранов А.В.*, 1974б. — Астрон. циркуляр, № 847, с. 5.
- Баранов А.В.*, 1974в. — Солнеч. данные, № 10, с. 79.
- Баранов А.В.*, 1975а. — Солнеч. данные, № 5, с. 77.
- Баранов А.В.*, 1975б. — Солнеч. данные, № 11, с. 86.
- Баранов и др.*, 1981. — Баранов А.В., Лоскутников В.С., Мосунова Н.А. — Астрон. циркуляр, № 1162, с. 3.
- Барановский Э.А.*, 1969. — Изв. Крым. астрофиз. obs., т. 40, с. 105.
- Барановский Э.А.*, 1972. — Изв. Крым. астрофиз. obs., т. 44, с. 87.
- Барановский Э.А.*, 1974а. — Изв. Крым. астрофиз. obs., т. 49, с. 25.
- Барановский Э.А.*, 1974б. — Изв. Крым. астрофиз. obs., т. 51, с. 56.
- Барановский Э.А., Петрова Н.Н.*, 1957. — Солнеч. данные, № 5, с. 118.
- Барановский Э.А., Степанян Н.Н.*, 1976. — В кн: Физика солнечных пятен, М.: Наука, с. 80.
- Барановский Э.А., Степанян Н.Н.*, 1980. — Изв. Крым. астрофиз. obs., т. 62, с. 125.
- Барто и др.*, 1978. — Bartoe J.-D.F., Brueckner G.E., Sandlin C.D., Van Hoosier M.E. — Astrophys. J., v. 223, L51.
- Барто и др.*, 1979. — Bartoe J.-D.F., Brueckner G.E., Nicolas K.R., Sandlin C.D., Van Hoosier M.E., Jordan G. — Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., v. 187, p. 463.
- Басри и др.*, 1979. — Basri G.S., Linsky J.L., Bartoe J.-D.F., Brueckner G., Van Hoosier M.E. — Astrophys. J., v. 230, p. 924.
- Бахман*, 1978. — Bachman G. — Bull. Astron. Inst. Czech., v. 29, p. 108.
- Бахман и др.*, 1970. — Bachman G., Pflug K., Staude J. — Solar Phys., v. 15, p. 113.
- Бахман и др.*, 1975. — Bachman G., Jäger F.W., Künzel H., Pflug K., Staude J. — Akademie der Wissenschaften der DDR, HHI-STP-Report No. 4, Berlin.
- Беккерс*, 1962. — Beckers J.M. — Austral J. Phys., v. 15, p. 327.
- Беккерс*, 1968. — Beckers J.M. — Solar Phys., v. 3, p. 258.
- Беккерс*, 1969. — Beckers J.M. — Solar Phys., v. 9, p. 372 (Erratum, Solar Phys., 1970, v. 15, p. 507).
- Беккерс*, 1976. — Beckers J.M. — Astrophys. J., v. 203, p. 739.
- Беккерс*, 1977. — Beckers J.M. — Astrophys. J., v. 213, p. 900.
- Беккерс*, 1981. — Beckers J.M. — In: The Sun as a Star/Ed. by St. Jordan, CNRS, Paris, France and NASA, Washington, USA.
- Беккерс и Таллант*, 1969. — Beckers J.M., Tallant P.E. — Solar Phys., v. 7, p. 351.
- Беккерс и Шрётер*, 1968а. — Beckers J.M., Schröter E.H. — Solar Phys., v. 4, p. 142.
- Беккерс и Шрётер*, 1968б. — Beckers J.M., Schröter E.H. — Solar Phys., v. 4, p. 303.
- Беккерс и Шрётер*, 1969а. — Beckers J.M., Schröter E.H. — Solar Phys., v. 7, p. 22.
- Беккерс и Шрётер*, 1969б. — Beckers J.M., Schröter E.H. — Solar Phys., v. 10, p. 384.
- Биб и др.*, 1982. — Beebe H.A., Baggett W.E., Yun H.S. — Solar Phys., v. 79, p. 31.
- Биркле и Маттиг*, 1965. — Birkle K., Mattig W. — Z. Astrophys., v. 60, p. 264.
- Блэжуелл и Маллиа*, 1973. — Blackwell D.E., Mallia E.A. — Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., v. 165, p. 61.
- Богод и др.*, 1982. — Богод В.И., Вялышин Г.Ф., Гельфрейх Г.Б., Петрова Н.С. — Солнеч. данные, № 1, с. 104.
- Боне и др.*, 1982. — Bonet J.A., Ponz J.D., Vazquez M. — Solar Phys., v. 77, p. 69.
- Бонес и Мальтби*, 1978. — Bones J., Maltby P. — Solar Phys., v. 57, p. 65.
- Борис и Мариска*, 1982. — Boris J.P., Mariska J.T. — Astrophys. J., v. 258, p. 49.
- Боярчук и др.*, 1960а. — Боярчук А.А., Ефимов Ю.С., Степанов В.Е. — Изв. Крым. астрофиз. obs., т. 24, с. 52.
- Боярчук и др.*, 1960б. — Боярчук А.А., Ефимов Ю.С., Степанов В.Е. — Астрон. ж., т. 37, с. 812.
- Браде*, 1972. — Brahde R. — Solar Phys., v. 26, p. 318.
- Браде*, 1974. — Brahde R. — Rept. Inst. Theor. Astr. Blindern, No. 41, 49 pp.
- Брантс и Цваан*, 1982. — Brants J.J., Zwaan C. — Solar Phys., v. 80, p. 251.
- Брей*, 1974. — Bray R.J. — Solar Phys., v. 38, p. 377.
- Брей и Лоухед*, 1964. — Bray R., Loughhead R. Sunspots, Chapman and Hall Ltd., London (русский перевод: Солнечные пятна, М.: Мир, 1967).

*Брей и Лоухед*, 1974. — Bray R.J., Loughhead R.E. The Solar Chromosphere, Chapman and Hall Ltd., London.

*Броль и Нойес*, 1983. — Brault J., Noyes R. — *Astrophys. J.*, v. 269, L 61—L 66.

*Бромбош и др.*, 1981a. — Bromboszc G., Jakimiec J., Siarkowski M., Sylwester B., Sylwester J., Obridko V.N., Fürstenberg F., Hildebrandt J., Krüger A., Staude J. — *Phys. Solariterr.*, No. 16, p. 155.

*Бромбош и др.*, 1981b. — Bromboszc G., Jakimiec J., Siarkowski M., Sylwester B., Sylwester J., Obridko V.N., Fürstenberg F., Hildebrandt J., Krüger A., Staude J. — В кн: Год солнечного максимума. Материалы международной конференции, Симферополь, март 1981 г.. М.: ИЗМИРАН, т. 1, с. 224.

*Бромбош и др.*, 1982. — Bromboszc G., Jakimiec J., Siarkowski M., Sylwester B., Sylwester J., Obridko V.N., Fürstenberg F., Hildebrandt J., Krüger A., Staude J. — Препринт ИЗМИРАН № 11a.

*Броксон*, 1942. — Broxon J.W. — *Phys. Rev.*, v. 62, p. 521.

*Бруггенкате и Клюббер*, 1939. — Bruggenkate P. ten, Klüber H. von — *Z. Astrophys.*, v. 18, p. 284.

*Бруггенкате и Клюббер*, 1944. — Bruggenkate P. ten, Klüber H. von — *Nachr. Akad. Wiss. Gött. Math. — Phys. Kl.*, p. 165.

*Бруцек*, 1977. — Bruzek A. — In: Illustrated Glossary for solar and solar-terrestrial physics/Ed. by A. Bruzek and C.J. Durrant — D. Reidel Publ. Comp. Dordrecht-Holland, Boston, USA (русский перевод: Солнечная и солнечно-земная физика, иллюстрированный словарь терминов, М.: Мир, 1980).

*Брукнер и др.*, 1977. — Brueckner G.E., Bartoe J.—D.F., Van Hoosier M.E. — In: Proceedings of the OSO-8 Workshop/Ed. by E. Hansen and S. Schaffner.

*Буайе и Сотировский*, 1973. — Boyer R., Sotirovsky P. — *Astron. and Astrophys.*, v. 28, p. 151.

*Буайе и др.*, 1975. — Boyer R., Sotirovsky P., Harvey J.W. — *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, v. 19, p. 359.

*Буайе и др.*, 1976. — Boyer R., Sotirovsky P., Harvey J.W. — *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, v. 24, p. 111.

*Буайе и др.*, 1978. — Boyer R., Sotirovsky P., Harvey J.W. — *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, v. 33, p. 155.

*Буайе и др.*, 1982. — Boyer R., Sotirovsky P., Harvey J.W. — *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, v. 47, p. 145.

*Бумба В.*, 1960a. — Изв. Крым. астрофиз. obs., т. 23, с. 212.

*Бумба В.*, 1960b. — Изв. Крым. астрофиз. obs., т. 23, с. 253.

*Бумба В.*, 1960в. — Изв. Крым. астрофиз. obs., т. 23, с. 277.

*Бумба В.*, 1965. — Bumba V. — In: Stellar and Solar Magnetic Fields, IAU Symp. 22/Ed. by R.Lüst, p. 192.

*Бумба*, 1967. — Bumba V. — *Solar Phys.*, v. 1, p. 371.

*Бумба*, 1980. — Bumba V. — *Bull. Astron. Inst. Czech.*, v. 31, p. 351.

*Бумба*, 1982a. — Bumba V. — *Bull. Astron. Inst. Czech.*, v. 33, p. 215.

*Бумба*, 1982b. — Bumba V. — *Bull. Astron. Inst. Czech.*, v. 33, p. 281.

*Бумба и Говард*, 1965. — Bumba V., Howard R. — *Astrophys. J.*, v. 141, p. 1502.

*Бумба и Обридко*, 1969. — Bumba V., Obridko V.N. — *Solar Phys.*, v. 6, p. 104.

*Бумба и Суда*, 1980. — Bumba V., Suda J. — *Bull. Astron. Inst. Czech.*, v. 31, p. 101.

*Бумба и Суда*, 1984. — Bumba V., Suda J. — *Bull. Astron. Inst. Czech.*, v. 35, p. 28.

*Бумба и Хейна*, 1977. — Bumba V., Hejna L. — *Publ. Debrecen Heliophys. Obs.*, v. 3, p. 111.

*Бумба и Хейна*, 1980. — Bumba V., Hejna L. — *Bull. Astron. Inst. Czech.*, v. 31, p. 257.

*Бумба и Хейна*, 1981. — Bumba V., Hejna L. — *Bull. Astron. Inst. Czech.*, v. 32, p. 349.

*Бумба и др.*, 1975. — Bumba V., Hejna L., Suda I. — *Bull. Astron. Inst. Czech.*, v. 26, p. 315.

*Бумба и др.*, 1977. — Bumba V., Hejna L., Le Bach Yen — *Publ. Debrecen Heliophys. Obs.*, v. 3, p. 161.

*Бумба и др.*, 1982a. — Bumba V., Hejna L., Le Bach Yen — *Bull. Astron. Inst. Czech.*, v. 33, p. 160.

- Бумба и др.*, 1982б. — Bumba V., Klvana M., Tomasek P. — Bull. Astron. Inst. Czech., v. 33, p. 321.
- Буурман*, 1973. — Buurman J. — Astron. and Astrophys., v. 29, p. 329.
- Буурман*, 1974а. — Buurman J. — Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., v. 15, p. 35.
- Буурман*, 1974б. — Buurman J. — Astron. and Astrophys., v. 37, p. 451.
- Вагнер*, 1975. — Wagner W.J. — Astrophys. J., v. 198, L141.
- Вайнштейн С.И.*, 1983. Магнитные поля в космосе. М.: Наука.
- Вайнштейн и др.*, 1980. — Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. Турбулентное динамо в астрофизике. М.: Наука.
- Вайс*, 1981а. — Weiss N.O. — J. Fluid Mech., v. 108, p. 247.
- Вайс*, 1981б. — Weiss N.O. — J. Fluid Mech., v. 108, p. 273.
- Валленхорст и Говард*, 1982. — Wallenhorst S.G., Howard R. — Solar Phys., v. 76, p. 203.
- Валленхорст и Топка*, 1982. — Wallenhorst S.G., Топка К.Р., Solar Phys., v. 81, p. 33.
- Вальдмайер*, 1939. — Waldmeier M. — Astr. Mitt., Zürich, No. 138, p. 439.
- Вальдмайер*, 1941. — Waldmeier M. Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung, Leipzig (русский перевод: Результаты и проблемы исследования Солнца, М.: ИЛ, 1950).
- Ван Дейк*, 1946. — van Dijke S.E.A. — Astrophys. J., v. 104, p. 27.
- Вандерс*, 1934. — Wanders A.J.M. — Z. Astrophys., v. 8, p. 108.
- Ван 'т Веер*, 1963. — Van't Veer F. — Ann. d. Astrophys., v. 26, p. 185.
- Вардя*, 1961. — Vardya M.S. — Astrophys. J., v. 133, p. 107.
- Вардя*, 1965. — Vardya M.S. — Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., v. 129, p. 205.
- Васкес*, 1973. — Vazquez M. — Solar Phys., v. 31, p. 377.
- Вейдемман*, 1955. — Weidemann V. — Z. Astrophys., v. 36, p. 101.
- Вёль*, 1969. — Wöhl H. — Solar Phys., v. 9, p. 394.
- Вёль*, 1970а. — Wöhl H. — Solar Phys., v. 15, p. 338.
- Вёль*, 1970б. — Wöhl H. — Solar Phys., v. 15, p. 342.
- Вёль*, 1971. — Wöhl H. — Solar Phys., v. 16, p. 362.
- Вёль и др.*, 1970. — Wöhl H., Wittmann A., Schröter E.H. — Solar Phys., v. 13, p. 104.
- Вернацца и др.*, 1981. — Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R. — Astrophys. J. Suppl. Ser., v. 45, p. 635.
- Вилкоккс и Говард*, 1970. — Wilcox J.M., Howard R. — Solar Phys., v. 13, p. 251.
- Вилкоккс и др.*, 1970. — Wilcox J.M., Schatten K.H., Tannenbaum A.S., Howard R. — Solar Phys., v. 14, p. 255.
- Вир и др.*, 1977. — Wiehr E., Stellmacher G., Soltau D. — Mitt. Astron. Ges., No. 42, p. 117.
- Вирт*, 1972. — Weart S. — Astrophys. J., v. 177, p. 271.
- Витман*, 1971. — Wittmann A. — Solar Phys., v. 20, p. 365.
- Витман*, 1972а. — Wittmann A. — Mitt. Astron. Ges., No. 31, p. 150.
- Витман*, 1972б. — Wittmann A. — Solar Phys., v. 23, p. 294.
- Витман*, 1974. — Wittmann A. — Solar Phys., v. 36, p. 29.
- Витман и Шрётер*, 1968. — Wittmann A., Schröter E.H. — Mitt. Astron. Ges., No. 25, p. 191.
- Витман и Шрётер*, 1969. — Wittmann A., Schröter E.H. — Solar Phys., v. 10, p. 357.
- Врабец*, 1974. — Vrabc D. — Int. Astron. Union Symp., No. 56, p. 201.
- Вяльшин Г.Ф.*, 1972. — Солнеч. данные, № 11, с. 57.
- Вяльшин Г.Ф.*, 1981. — Астрон. циркуляр, № 1159, с. 3.
- Вяльшин Г.Ф., Крат В.А.*, 1965. — Изв. Гл. астрон. обсерв. в Пулковке, т. 24, № 178, с. 26.
- Вяльшин Г.Ф., Кулагин Е.С.*, 1981. — Солнеч. данные, № 9, с. 97.
- Гайнуллина Р.Х., Минасянц Т.М.*, 1981. — Астрон. циркуляр, № 1150, с. 5.
- Галеев и др.*, 1981. — Galeev A.A., Rosner K., Serio S., Vaiana G.S. — Astrophys. J., v. 243, p. 301.
- Галлоуэй*, 1975. — Galloway D.J. — Solar Phys., v. 44, p. 409.
- Галлоуэй и др.*, 1977. — Galloway D.J., Proctor M.R.E., Weiss N.O. — Nature, v. 266, p. 686.
- Гамильтон*, 1947. — Hamilton D.R. — Astrophys. J., v. 106, p. 457.
- Гарви*, 1971. — Harvey J.W. — Publ. Astron. Soc. Pacif., v. 83, p. 539.



- Гарви*, 1973. — Harvey J.W. — *Solar Phys.*, v. 28, p. 9.
- Гарви и Брекинридж*, 1973. — Harvey J.W., Breckinridge J.B. — *Astrophys. J.*, v. 182, L 137.
- Гарви и Гарви*, 1973. — Harvey K., Harvey J. — *Solar Phys.*, v. 28, p. 61.
- Гаур и др.*, 1973. — Gaur V.P., Pande M.C., Tripathi B.M. — *Bull. Astron. Inst. Czech.*, v. 24, p. 138.
- Гаур и др.*, 1978. — Gaur V.P., Pande M.C., Tripathi B.M. — *Solar Phys.*, v. 56, p. 67.
- Гаур и др.*, 1979. — Gaur V.P., Pande M.C., Sah M. — *Solar Phys.*, v. 62, p. 83.
- Гельфрейх Г.Б.*, 1982. — В кн.: Динамика токовых слоев и физика солнечной активности, Рига, Зинатне, с. 116.
- Гельфрейх Г.Б., Коржавин А.Н.*, 1976. — В кн.: Физика солнечных пятен, М.: Наука, с. 94.
- Гельфрейх Г.Б., Лубышев Б.И.*, 1979. — *Астрон. ж.*, т. 56, с. 562.
- Гельфрейх и др.*, 1981. — Гельфрейх Г.Б., Коваль А.Н., Степанян Н.Н. — В кн.: Год солнечного максимума, материалы международной конференции, М.; ИЗМИРАН, т. 2, с. 193.
- Гендрикс*, 1966. — Hendrickx R. — *Utrechtse Sterrekundige Overdrukken*, No. 24.
- Гёринг*, 1969. — Göring R. — *Solar Phys.*, v. 8, p. 271.
- Герцберг*, 1966. — Herzberg G. — *Spectra of Diatomic Molecules*, Van Nostrand, New York.
- Гингерич*, 1964. — Gingerich O. *Proc. 1st Harvard-Smithsonian Conf. Stellar Atmospheres*, S.A.O. Spec. Report No. 167.
- Гингерич и др.*, 1971. — Gingerich O., Noyes R.W., Kalkofen W., Gony Y. — *Solar Phys.*, v. 18, p. 347.
- Гленар и др.*, 1983. — Glenar D.A., Deming D., Jennings D.E., Kostiuik T., Mumma M.J. — *Astrophys. J.*, v. 269, p. 309.
- Говард*, 1958. — Howard R. — *Astrophys. J.*, v. 127, p. 108.
- Говард и Гарви*, 1964. — Howard R., Harvey J.W. — *Astrophys. J.*, v. 139, p. 1328.
- Говард и Гарви*, 1970. — Howard R., Harvey J.W. — *Solar Phys.*, v. 12, p. 23.
- Говард и Лабонт*, 1980. — Howard R., La Bonte B.J. — *Astrophys. J.*, v. 239, L 33.
- Говард и Швестка*, 1977. — Howard R., Svestka Z. — *Solar Phys.*, v. 54, p. 65.
- Гокхэйл и Цваан*, 1972. — Gokhale M.H., Zwaan C. — *Solar Phys.*, v. 26, p. 52.
- Головко А.А.*, 1974а. — Исслед. по геомагнетизму, аэроном. и физ. Солнца, т. 31, с. 24.
- Головко А.А.*, 1974б. — *Solar Phys.*, v. 37, p. 113.
- Голуб и Вайяна*, 1978. — Golub L., Vaiana G.S. — *Astrophys. J.*, v. 219, L 55.
- Голуб и др.*, 1980. — Golub L., Maxson G., Rosner J., Serio S., Vaiana G.S. — *Astrophys. J.*, v. 238, p. 343.
- Голуб и др.*, 1982. — Golub L., Noci G., Poletto G., Vaiana G.S. — *Astrophys. J.*, v. 259, p. 359.
- Голубев В.А., Чистяков В.Ф.*, 1971. — *Астрон. циркуляр*, № 638, с. 5.
- Голасюк С.И.*, 1977. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 57, с. 107.
- Григорьев В.М.*, 1977. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 56, с. 166.
- Григорьев В.М., Кац И.М.*, 1970. — *Исслед. по геомагнетизму, аэроном. и физ. Солнца*, т. 15, с. 38.
- Григорьев В.М., Кац И.М.*, 1972. — *Solar Phys.*, v. 22, p. 119.
- Григорьев В.М., Кац И.М.*, 1975. — *Solar Phys.*, v. 42, p. 21.
- Григорьев В.М., Кобанов Н.И.*, 1980. — *Исслед. по геомагнетизму, аэроном. и физ. Солнца*, т. 52, с. 155.
- Григорьева С.А., Теплицкая Р.Б.*, 1981. — *Phys. Solariterr.*, v. 15, p. 15.
- Григорьева С.А., Теплицкая Р.Б.*, 1982. — *Исслед. по геомагнетизму, аэроном. и физ. Солнца*, т. 60, с. 100.
- Гроссман-Доерт и Шмидт*, 1981. — Grossman-Doerth U., Schmidt W. — *Astron. and Astrophys.*, v. 95, p. 366.
- Гротриан*, 1948. — Grotrian W. — *Naturwiss.*, v. 35, pp. 321, 353.
- Гротриан*, 1950. — Grotrian W. — *Zs. f angew. Physik*, v. 2, p. 376.
- Гротриан и Кюнцель*, 1950. — Grotrian W., Künzel H. — *Z. Astrophys.*, v. 28, p. 28.
- Гуревич Л.Е., Лебединский А.И.*, 1945. — *Докл. АН СССР*, т. 49, с. 92.
- Гурман*, 1984. — Gurman J.B. — *Solar Phys.*, v. 90, p. 13.

- Гурман и Хаус*, 1981. — Gurman J.B., House L.L. — *Solar Phys.*, v. 71, p. 5.
- Гурман и др.*, 1982. — Gurman J.B., Leibacher J.W., Schine R.A., Woodgate B.E., Hezette W. — *Astrophys. J.*, v. 253, p. 939.
- Гусейнов М.Дж.*, 1969. — Изв. Крым. астрофиз. obs., т. 39, с. 253.
- Гусейнов М.Дж.*, 1970. — Изв. Крым. астрофиз. obs., т. 41–42, с. 89.
- Гусейнов М.Дж.*, 1974а. — Изв. Крым. астрофиз. obs., т. 49, с. 15.
- Гусейнов М.Дж.*, 1974б. — Изв. Крым. астрофиз. obs., т. 50, с. 168.
- Давид и Эльсте*, 1962. — David K.-H., Elste G. — *Z. Astrophys.*, v. 54, p. 12.
- д'Азамбужа и д'Азамбужа*, 1948. — d'Azambuja M., d'Azambuja L. — *Ann. Obs. Paris*, v. 6, p. 1.
- Данжи и Лоухед*, 1954. — Dungey J.W., Loughhead R.E. — *Austral. J. Phys.*, v. 7, p. 5.
- Даниэльсон*, 1961. — Danielson R. — *Astrophys. J.*, v. 134, p. 289.
- Даниэльсон*, 1964. — Danielson R. — *Astrophys. J.*, v. 139, p. 45.
- Даниэльсон*, 1965. — Danielson R. — In: *Stellar and Solar Magnetic Fields*, IAU Symp. 22/Ed. by R. Lüst, p. 315.
- Даниэльсон*, 1966. — Danielson R. — In: *Atti del Convegno sulle macchie solari*, Florence, Ed. by G. Barbera, p. 120.
- Дани*, 1972. — Dunn A.R. — *Solar Phys.*, v. 26, p. 83.
- Дас и Дас Гупта*, 1982. — Das T.K., Das Gupta M.K. — *Solar Phys.*, v. 78, p. 67.
- Дас и Раманатан*, 1953. — Das A.K., Ramanathan A.S. — *Z. Astrophys.*, v. 32, p. 91.
- Дашевский В.М., Обридко В.Н.*, 1972. — *Астрон. ж.*, т. 49, с. 796.
- Дежо и др.*, 1971. — Dezső L., Gyertyanos G., Kalman B., Kovacs A. — *Солнеч. данные*, № 7, с. 77.
- Демкина Л.Б., Обридко В.Н.*, 1972. — *Солнеч. данные*, № 5, с. 101.
- Демкина Л.Б., Обридко В.Н.*, 1976. — В кн.: *Физика солнечных пятен*, М.: Наука, с. 56.
- Дере*, 1982. — Dere K.P. — *Solar Phys.*, v. 75, p. 189.
- Дере и др.*, 1982. — Dere K.P., Bartoe J.-D.F., Brueckner G.E. — *Astrophys. J.*, v. 259, p. 366.
- Джиаппапа и Уорден*, 1983. — Giampapa M.S., Worden S.P. — In: *Solar and Stellar magnetic fields: origins and coronal effects*/Ed. by J.O. Stenflo.
- Джиаппапа и др.*, 1983. — Giampapa M.S., Golub L., Worden S.P. — *Astrophys. J.*, v. 268, L 121.
- Джiovанелли*, 1972. — Giovanelli R.G. — *Solar Phys.*, v. 27, p. 71.
- Джiovанелли*, 1980. — Giovanelli R.G. — *Solar Phys.*, v. 68, p. 49.
- Джiovанелли*, 1982. — Giovanelli R.G. — *Solar Phys.*, v. 80, p. 21.
- Джiovанелли и Джонс*, 1982. — Giovanelli R.G., Jones H.R. — *Solar Phys.*, v. 79, p. 267.
- Джiovанелли и др.*, 1978. — Giovanelli R.G., Harvey J.W., Livingston W.C. — *Solar Phys.*, v. 58, p. 347.
- Джонс и Джiovанелли*, 1982. — Jones H.R., Giovanelli R.G. — *Solar Phys.*, v. 79, p. 247.
- Джордан и др.*, 1978. — Jordan C., Brueckner G.E., Bartoe J.-D.F., Sandlin C.D., Van Hoosier M.E. — *Astrophys. J.*, v. 226, p. 687.
- Джордан и др.*, 1979. — Jordan C., Bartoe J.-D.F., Brueckner G.E., Nicolas K.R., Sandlin G.D., Van Hoosier M.E. — *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, v. 187, p. 479.
- Джордан*, 1981. — Jordan St. (Ed.). *The Sun as a Star*, CNRS, Paris, France and NASA, Washington, USA.
- Дике*, 1970. — Dicke R.H. — *Astrophys. J.*, v. 159, p. 25.
- Дойбнер и Гёринг*, 1970. — Deubner F.-L., Göring R. — *Solar Phys.*, v. 13, p. 118.
- Дойбнер и Лидлер*, 1969. — Deubner F.-L., Liedler R. — *Solar Phys.*, v. 7, p. 87.
- Дойбнер и др.*, 1978. — Deubner F.-L., Ulrich R.K., Rhodes E.J., Jr. — *Astron. Astrophys.*, v. 72, p. 177.
- Дювалл*, 1979. — Duvall T.L. Jr. — *Solar Phys.*, v. 63, p. 3.
- Ермаков Ф.А.*, 1983. — В кн.: *Физика солнечной активности*, М., ИЗМИРАН, с. 94.
- Е. Шихуэй и др.*, 1980. — Ye Shi-hui, Wang Zhen-yi, Jin Jie-hai. — *Chin. Astron.*, v. 4, p. 237.
- Жугжда Ю.Д.*, 1970а. — *Астрон. ж.*, т. 47, с. 340.
- Жугжда Ю.Д.*, 1970б. — *Проблемы космич. физ. Межвед. научн. сб.*, № 5, с. 3.

- Жугжда Ю.Д.*, 1984. — Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., v.207, p.731.  
*Жугжда Ю.Д., Джалилов Н.С.*, 1981. — Астрон. ж., т. 58, с. 838.  
*Жугжда Ю.Д., Джалилов Н.С.*, 1982. — Astron. and Astrophys., v. 112, p. 16.  
*Жугжда Ю.Д., Джалилов Н.С.*, 1984а. — Astron. and Astrophys., v. 132, p.45.  
*Жугжда Ю.Д., Джалилов Н.С.*, 1984б. — Astron. and Astrophys., v. 132, p.52.  
*Жугжда Ю.Д., Джалилов Н.С.*, 1984в. — Astron. and Astrophys., v. 133, p.333.  
*Жугжда Ю.Д., Лоцанс В.*, 1981. — Письма в астрон. ж., т. 7, с. 44.  
*Жугжда Ю.Д., Макаров В.И.*, 1982. — Solar Phys., v. 81, p. 245.  
*Жугжда и др.*, 1983. — Жугжда Ю.Д., Штауде Ю., Лоцанс В.А. — Solar Phys., v. 82, p.369.  
*Журавлев С.С.*, 1957. — Ученые записки ЛГУ, серия мат., т. 17, с. 198.  
*Зеехафер*, 1975. — Seehafer N. — Astron. Nachr., v. 296, p. 177.  
*Зеехафер*, 1978. — Seehafer N. — Solar Phys., v. 58, p. 215.  
*Зеехафер*, 1980. — Seehafer N. — Phys. Solariterr., No. 13, p. 95.  
*Зеехафер*, 1982. — Seehafer N. — Solar Phys., v. 81, p. 69.  
*Зеехафер и Штауде*, 1977. — Seehafer N., Staude J. — Publ. Debrecen Heliopys. Obs., v.3, p. 137.  
*Зеехафер и Штауде*, 1979. — Seehafer N., Staude J. — Astron. Nachr., v. 300, p. 151.  
*Зеехафер и Штауде*, 1983. — Seehafer N., Staude J. — Akademie der Wissenschaften der DDR, HHI-STP Report.  
*Земанек Е.Н., Стефанов А.П.*, 1976. — Вестник Киевск. унив., сер. астрон., т. 18, с.20.  
*Земанек Е.Н., Стефанов А.П.*, 1977. — Вестник Киевск. унив., сер.астрон., т. 19, с.55.  
*Иенсен и Мальтби*, 1965. — Jensen E., Maltby P. — Astrophys. Norveg., v. 10, p. 17.  
*Иенсен и др.*, 1969. — Jensen E., Brahde R., Ofstad P. — Solar Phys., v. 9, p. 397.  
*Иллинг и др.*, 1974а. — Illing R.M.E., Landman D.A., Mickey D.L. — Astron. and Astrophys., v. 35, p. 327.  
*Иллинг и др.*, 1974б. — Illing R.M.E., Landman D.A., Mickey D.L. — Astron. and Astrophys., v. 37, p. 97.  
*Иллинг и др.*, 1975. — Illing R.M.E., Landman D.A., Mickey D.L. — Astron. and Astrophys., v. 41, p. 183.  
*Иوشي и др.*, 1979. — Joshi G.C., Punetha L.M., Pande M.C. — Solar Phys., v. 64, p. 255.  
*Иошимура*, 1981. — Yoshimura H. — Astrophys. J., v. 247, p. 1102.  
*Иошпа Б.А.*, 1980. — Phys. Solariterr., v. 14, p. 43.  
*Иошпа Б.А., Обридко В.Н.*, 1962. — Геомагнетизм и аэрон., т.2, с. 541.  
*Иошпа Б.А., Обридко В.Н.*, 1963. — Астрон. ж., т. 40, с. 1013.  
*Иошпа Б.А., Обридко В.Н.*, 1964. — Геомагнетизм и аэрон., т. 4, с. 17.  
*Иошпа Б.А., Обридко В.Н.*, 1965а. — В кн: Солнечная активность, серия Результаты МГГ, №2, с. 131,  
*Иошпа Б.А., Обридко В.Н.*, 1965б. — Солнеч. данные, № 3, с. 54.  
*Иошпа Б.А., Обридко В.Н.*, 1965в. — Солнеч. данные, № 5, с. 62.  
*Иуэль и Ставеланд*, 1975. — Iuell P., Staveland L. — Rept. Inst. Theor. Astr. Blindern, No. 43, 32 pp.  
*Ихсанов Р.Н.*, 1968. — Изв. Гл. астрон. обс. в Пулковке, т. 184, с. 35.  
*Ихсанов Р.Н.*, 1972а. — Солнеч. данные, № 11, с. 62.  
*Ихсанов Р.Н.*, 1972б. — Солнеч. данные, № 11, с. 72.  
*Ихсанов Р.Н.*, 1972в. — Солнеч. данные, № 11, с. 81.  
*Кавагучи и Китаи*, 1976. — Kawaguchi I., Kitai R. — Solar Phys., v. 46, p. 125.  
*Каваками*, 1983. — Kawakami H. — Publ. Astron. Soc. Japan, v. 31, p. 459.  
*Калли*, 1983. — Cally P.S. — Solar Phys., v. 88, p. 77.  
*Калли и Адам*, 1983. — Cally P.S., Adam J.A. — Solar Phys., v. 85, p. 97.  
*Калман Б.*, 1978. — Солнеч. данные, № 12, с. 69.  
*Калман*, 1981. — Kalman B. — Phys. Solariterr., v. 16, p. 145.  
*Кандрашов Э.В.*, 1979а. — Астрон. циркуляр, № 1055, с. 4.  
*Кандрашов Э.В.*, 1979б. — Астрон. циркуляр, № 1072, с. 5.  
*Кандрашов Э.В.*, 1981. — Астрон. циркуляр, № 1161, с.4.  
*Кандрашов Э.В., Зуев А.Г.*, 1979. — Астрон. циркуляр, № 1054, с. 5.  
*Кандрашов Э.В., Теплицкая Р.Б.*, 1980. — Исслед. по геомагнетизму, аэрон. и физ. Солнца, М., № 52, с. 25.  
*Каплан и др.*, 1977. — Каплан С.А., Пикельнер С.Б. Цытович В.Н. Физика плазмы солнечной атмосферы, М.: Наука.

- Каргилл и Прист*, 1980. — Cargill P.J., Priest E.R. — *Solar Phys.*, v. 65, p. 251.
- Карпинский В.Н.*, 1980. — *Солнеч. данные*, № 7, с. 94.
- Каулинг*, 1976. — Cowling T.G. — *Magnetohydrodynamics*, Adam Hilger, Bristol.
- Кёппен*, 1975. — Köppen J. — *Solar Phys.*, v. 42, p. 325.
- Килдал*, 1980. — Kildahl K.J. — In: *Solar Terrestrial Predictions Proceedings/Ed. by F. Donnelly*, v. 3, С-166.
- Кингстон и др.*, 1982. — Kingston A.E., Doyle J.G., Dufton P.L., Gurman J.B. — *Solar Phys.*, v. 81, p. 47.
- Кирнс*, 1979. — Kearns M. — *Solar Phys.*, v. 62, p. 393.
- Кнеер*, 1972а. — Kneer F. — *Astron. and Astrophys.*, v. 18, p. 39.
- Кнеер*, 1972б. — Kneer F. — *Astron. and Astrophys.*, v. 18, p. 47.
- Кнеер*, 1973. — Kneer F. — *Solar Phys.*, v. 28, p. 361.
- Кнеер и Маттиг*, 1968. — Kneer F., Mattig W. — *Solar Phys.*, v. 5, p. 42.
- Кнеер и Маттиг*, 1978. — Kneer F., Mattig W. — *Astron. and Astrophys.*, v. 65, p. 17.
- Кнеер и др.*, 1981а. — Kneer F., Scharmer G., Mattig W., Wyller A., Artzner G., Lemaire P., Vial J.C.—*Solar Phys.*, v. 69, p. 289.
- Кнеер и др.*, 1981б. — Kneer F., Mattig W., Uexküll M.V. — *Astron. and Astrophys.*, v. 102, p. 147.
- Коваль А.Н., Степанян Н.Н.*, 1972а. — *Солнеч. данные*, № 1, с. 83.
- Коваль А.Н., Степанян Н.Н.*, 1972б. — В кн: *Солнечно-земная физика*, М.: ИЗМИРАН, вып. 3, с. 210.
- Ковитя и Крам*, 1983. — Kovitya P., Cram L. — *Solar Phys.*, v. 84, p. 45.
- Кокс и Стюарт*, 1969. — Cox A.N., Stewart J.N.—*Научные информации (Астросовет АН СССР, Москва)*, № 15.
- Кокс и Табор*, 1976. — Cox A.N., Tabor J.E. — *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, v. 31, p. 271.
- Коллачный и др.*, 1980. — Kollatschny W., Stellmacher G., Wiehr E., Falipou M.A. — *Astron. and Astrophys.*, v. 86, p. 245.
- Копецкий и Обридко*, 1968. — Kopecky M., Obridko V.N. — *Solar Phys.*, v. 5, p. 354.
- Корнилов А.И.*, 1961. — *Сообщ. ГАИШ*, № 117, с. 27.
- Коробова З.Б.*, 1966. — *Астрон. ж.*, т. 43, с. 480.
- Коробова З.Б.*, 1968. — *Солнеч. данные*, № 3, с. 77.
- Котов В.А.*, 1970. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 41–42, с. 67.
- Котов В.А.*, 1971. — *Астрон. ж.*, т. 48, с. 869.
- Котов В.А.*, 1972а. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 44, с. 77.
- Котов В.А.*, 1972б. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 46, с. 115.
- Котов В.А.*, 1974. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 51, с. 39.
- Котов В.А.*, 1976. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 54, с. 184.
- Крам и др.*, 1981. — Cram L.E., Robinson R.D., Mauter H.A., Mann G.R., Phillis G.L. — *Solar Phys.*, v. 71, p. 237.
- Крат В.А.*, 1943. — *Астрон. ж.*, т. 20, с. 23.
- Крат В.А.*, 1971. — *Вестн. АН СССР*, № 12, с. 28.
- Крат В.А., Вяльшин Г.Ф.*, 1978. — *Solar Phys.*, v. 60, p. 47.
- Крат В.А., Соболев В.М.*, 1962. — *Изв. Гл. астрон. obs. в Пулкове*, т. 22, с. 10.
- Крат и др.*, 1972а. — Крат В.А., Карпинский В.Н., Соболев В.М. — В кн.: *Space Research XII — Akademie — Verlag Berlin*.
- Крат и др.*, 1972б. — Крат В.А., Карпинский В.Н., Правдюк Л.М. — *Solar Phys.*, v. 26, p. 305.
- Крат и др.*, 1974. — Крат В.А., Дулькин Л.З., Валидов М.А., Вахрамеев И.Я., Карпинский В.Н., Музалевский Ю.С., Николаев Р.П., Проценко В.А., Соболев В.М., Табокова З.Н., Шахбазян Ю.Л. — *Астрон. циркуляр*, № 807, с. 1.
- Крат Т.В.*, 1948. — *Изв. Гл. астрон. obs. в Пулкове*, т. 17, № 137, с. 1.
- Кривский Л., Обридко В.Н.*, 1969. — Krivsky L., Obridko V. — *Solar Phys.*, v. 6, p. 418.
- Крэйг*, 1980. — Craig I.J.D. — In: *Solar Flare Magnetohydrodynamics*, Gordon and Breach/Ed. by E.R. Priest, p. 277.
- Крэйг и др.*, 1978. — Craig I.J.D., McClymont A.N., Underwood J.H. — *Astron. and Astrophys.*, v. 70.
- Крюгер и др.*, 1982. — Krüger A., Hildebrandt J., Fürstenberg F., Staude J. — *Akademie der Wissenschaften der DDR, NHI-STP Report No. 14*, p. 2.

- Кузнецов Д.А., 1968. — Солнеч. данные, № 9, с. 96.
- Куклин Г.В., 1964. — Солнеч. данные, № 7, с. 45.
- Куклин Г.В., Меркуленко В.Е., 1976. — В кн.: Физика солнечных пятен, М.: Наука, с. 101.
- Куклин Г.В., Степанов В.Е., 1983. — Publ. of Debrecen Heliophys. Obs. Proceed. of the 11th Reg. Consult. on Solar Phys., Debrecen, v. 5, p. 389.
- Купяк и Кучми, 1972. — Coupiac P., Koutchmy S. — Astron. and Astrophys., v. 16, p. 272.
- Курганов, 1949. — Kourganoff V. — C.r. Acad. Sci. Paris, v. 228, p. 2011.
- Кучми и Аджабширзаде, 1981. — Koutchmy S., Adjabshirzadeh A. — Astron. and Astrophys., v. 99, p. 111.
- Кюнцель и Штауде, 1975. — Künzel H., Staude J. — Astron. Nachr., v. 296, p. 171.
- Лабонт и Говард, 1982. — La Bonte B.J., Howard R. — Solar Phys., v. 76, p. 161.
- Лаборд, 1961. — Laborde G. — Ann. Astrophys., v. 24, p. 89.
- Левичкий Л.С., 1980. — Изв. Крым. астрофиз. общ., т. 62, с. 148.
- Лайтс, 1980. — Lites B.W. — Solar Phys., v. 68, p. 327.
- Лайтс и Скуманич, 1981. — Lites B.W., Skumanich A. — In: The Physics of Sunspots/Ed. by L.E. Cram and J.H. Thomas. Sacramento Peak Obs., p. 152.
- Лайтс и Скуманич, 1982. — Lites B.W., Skumanich A. — Astrophys. J. Suppl. Ser., v. 49, p. 293.
- Лайтс и др., 1982. — Lites B.W., White O.R., Pachman D. — Astrophys. J., v. 253, p. 386.
- Ланди дель Инноченти, 1976. — Landi degl'Innocenti E. — Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., v. 25, p. 379.
- Ланди дель Инноченти, 1978. — Landi degl'Innocenti E. — Astron. and Astrophys., v. 66, p. 119.
- Ландманн и Финн, 1979. — Landmann D.A., Finn G.D. — Solar Phys., v. 63, p. 221.
- Левин, 1976. — Levine R.H. — Solar Phys., с. 46, p. 159.
- Левин и Висбро, 1977. — Levine R.H. Withbroe G.L. — Solar Phys., v. 51, p. 83.
- Лейбахер и Стейн, 1980. — Leibacher J.W., Stein R.F. — In: Highlights of Astronomy/Ed. by P.A. Wayman, v. 5, p. 581.
- Лейбахер и Стейн, 1981а. — Leibacher J.W., Stein R.F. — In: Second Cambridge Workshop on cool stars, stellar systems and the Sun/Ed. by M.S. Giampapa and L. Golub, v. 1, p. 23.
- Лейбахер и Стейн, 1981б. — Leibacher J.W., Stein R.F. — In: The Sun as a Star/Ed. by St. Jordan, CNRS, Paris, France and NASA, Washington, USA.
- Лена, 1969. — Lena P. — Solar Phys., v. 7, p. 217.
- Леруа, 1962. — Leroy J. — L. — Ann. Astrophys., v. 25, p. 127.
- Ливингстон, 1969. — Livingston W.C. — Solar Phys., v. 9, p. 448.
- Ливингстон, 1974. — Livingston W.C. — In: Conference on Flare Related Magnetic Field Dynamics, Boulder, Colorado, 23–25 September 1974, HAO/NCAR Report, p. 269.
- Ливингстон и Дювалл, 1979. — Livingston W.C., Duvall T.L. — Solar Phys., v. 61, p. 219.
- Лившиц и др., 1966. — Лившиц М.А., Обридкин В.Н., Пикельнер С.Б. — Астрон. ж., т. 43, с. 1125.
- Лоу, 1975. — Low B.C. — Astrophys. J., v. 197, p. 251.
- Лоу, 1980а. — Low B.C. — Solar Phys., v. 65, p. 147.
- Лоу, 1980б. — Low B.C. — Solar Phys., v. 67, p. 57.
- Лоухед, 1968. — Loughhead R.E. — Solar Phys., v. 5, p. 489.
- Лоухед, 1974. — Loughhead R.E. — Solar Phys., v. 38, p. 77.
- Лоухед и Брей, 1958. — Loughhead R.E., Bray R.J. — Austral. J. Phys., v. 11, p. 177.
- Лоухед и др., 1979. — Loughhead R.E., Bray R.J., Tappere E.J. — Astron. and Astrophys., v. 79, p. 128.
- Лэмб, 1975. — Lamb S.A. — Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., v. 172., p. 205.
- Лэндстрит, 1969. — Landstreet J.D. — Publ. Astron. Soc. Pacific, v. 81, p. 896.
- Лямова Г.В., 1971. — Астрон. циркуляр, № 622, с. 5.
- Лямова и др., 1979. — Лямова Г.В., Плюснина С.Ю., Шукстова З.Н. — Солнеч. данные, № 7, с. 95.

- Макаров В.И.*, 1963. — Изв. Гл. астрон. обс. в Пулкове, № 173, с. 47.
- Макаров В.И.*, 1968. — Солнеч. данные, № 3, с. 88.
- Макаров В.И.*, 1969. — Солнеч. данные, № 7, с. 72.
- Макаров и др.*, 1983. — Makarov V.I., Fatianov M.P., Sivaraman K.R. — Solar Phys., v. 85, p. 215.
- Макаров и Сивараман*, 1983. — Makarov V.I., Sivaraman K.R. — Solar Phys., v. 85, p. 227.
- Макинтош*, 1972. — McIntosh P. — In: Solar Geophysical Data, Descriptive Text, p. 25.
- Макинтош*, 1981. — McIntosh P. — In: The Physics of Sunspots/Ed. by L.E. Cram and J.H. Thomas, Sacramento Peak Obs., p. 7.
- Макита*, 1963. — Makita M. — Publ. Astron. Soc. Japan, v. 15, p. 145.
- Макита*, 1968. — Makita M. — Solar Phys., v. 3, p. 557.
- Макита*, 1980. — Makita M. — In: Proceedings of the Japan — France Seminar on Solar Physics/Ed. by F. Moriama and J.C. Henoux, p. 99.
- Макита*, 1984. — Makita M. — Publ. Astron. Soc. Japan.
- Макита и Моримото*, 1960. — Makita M., Morimoto M. — Publ. Astron. Soc. Japan, v. 12, p. 63.
- Макита и Немото*, 1976. — Makita M., Nemoto K. — Publ. Astron. Soc. Japan, v. 28, p. 495.
- Макрис*, 1953. — Macris C. — Ann. Astrophys., v. 16, p. 19.
- Макрис*, 1978. — Macris C. — C. r. Acad. Sci., Paris, v. 286, p. 315.
- Макрис*, 1979. — Macris C. — Astron. and Astrophys., v. 78, p. 186.
- Максимов В.П.*, 1983. — Publ. Debrecen Heliophys. Obs., v. 5, p. 567.
- Малкин Н.*, 1934. — Труды ГГО, т. I, с. 28.
- Маллиа*, 1970а. — Mallia E.A. — Solar Phys., v. 11, p. 31.
- Маллиа*, 1970б. — Mallia E.A. — Solar Phys., v. 13, p. 319.
- Маллиа*, 1970в. — Mallia E.A. — Solar Phys., v. 14, p. 125.
- Маллиа и Петфорд*, 1972. — Mallia E.A., Petford A.D. — Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., v. 157., p. 73.
- Мальтби*, 1960. — Maltby P. — Ann. Astrophys., v. 23, p. 983.
- Мальтби*, 1970. — Maltby P. — Solar Phys., v. 13, p. 312.
- Мальтби*, 1971. — Maltby P. — Solar Phys., v. 18, p. 3.
- Мальтби*, 1972. — Maltby P. — Solar Phys., v. 26, p. 76.
- Мальтби*, 1975. — Maltby P. — Solar Phys., v. 43, p. 91.
- Мальтби*, 1977. — Maltby P. — Solar Phys., v. 55, p. 335.
- Мальтби и Альбрэгтсен*, 1979. — Maltby P., Albrechtsen F. — Astrophys. J., v. 234, L 147.
- Мальтби и Микланд*, 1969. — Maltby P., Mykland N. — Solar Phys., v. 8, p. 23.
- Мальтби и Ставеланд*, 1971. — Maltby P., Staveland L. — Solar Phys., v. 18, p. 443.
- Мамадзимов М.*, 1972. — Solar Phys., v. 22, p. 129.
- Марси*, 1981. — Marcy G.W. — Astrophys. J., v. 245, p. 624.
- Марси*, 1983. — Marcy G.W. — In: Solar and Stellar Magnetic Fields; Origins and Coronal Effects/Ed. by J.O. Stenflo, D. Reidel Publ. Comp., p. 3.
- Маттиг*, 1953. — Mattig W. — Z. Astrophys., v. 31, p. 273.
- Маттиг*, 1958а. — Mattig W. — Z. Astrophys., v. 44, p. 280.
- Маттиг*, 1958б. — Mattig W. — Naturwiss., v. 45, p. 104.
- Маттиг*, 1969а. — Mattig W. — Solar Phys., v. 6, p. 413.
- Маттиг*, 1969б. — Mattig W. — Solar Phys., v. 8, p. 291.
- Маттиг*, 1971. — Mattig W. — Solar Phys., v. 18, p. 434.
- Маттиг*, 1974. — Mattig W. — Solar Phys., v. 36, p. 275.
- Маттиг и Кнеер*, 1978. — Mattig W., Kneer F. — Astron. and Astrophys., v. 65, p. 11.
- Маттиг и Кнеер*, 1981. — Mattig W., Kneer F. — Astron. and Astrophys., v. 93, p. 20.
- Маттиг и Мельтреттер*, 1968. — Mattig W., Mehlretter J.P. — In: Structure and Development of Solar Active Regions IAU Symp. No. 35. Budapest, 1967. Dordrecht/Ed. by K.O. Kiepenheuer, p. 187.
- Маттиг и Несис*, 1974. — Mattig W., Nesis A. — Solar Phys., v. 38, p. 337.
- Маттиг и Несис*, 1976. — Mattig W., Nesis A. — Solar Phys., v. 50, p. 255.
- Маттиг и Шрётер*, 1964. — Mattig W., Schröter E.H. — Astrophys. J., v. 140, p. 804.
- Мейер и Шмидт*, 1968. — Meyer F., Schmidt H.U. — Z. angew. Math. Mech., v. 48, p. 218.

- Мейер и др.*, 1974. — Meyer F., Schmidt H.U., Weiss N.O., Wilson P.R. — Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., v. 169, p. 35.
- Мейер и др.*, 1977. — Meyer F., Schmidt H.U., Weiss N.O. — Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., v. 179, p. 741.
- Мейн и др.*, 1982. — Mein P., Simon G., Vial J.C., Schine R.A. — Astron. and Astrophys., v. 111, p. 136.
- Мельтреттер*, 1969. — Mehlretter J.P. — Solar Phys., v. 9, p. 387.
- Мики и Оррал*, 1974. — Mickey D.L., Orral F.Q. — In: Planets, Stars and Nebulae Studies with Photopolarimetry, Univ. of Arizona Press, p. 686.
- Микланд*, 1973. — Mykland N. — Solar Phys., v. 28, p. 49.
- Миллер*, 1960. — Miller R.A. — J. Brit. Astron. Assoc. v. 70, p. 146.
- Миллер*, 1974. — Miller R.A. — Solar Phys., v. 36, p. 91.
- Милованов В.Н.*, 1973. — В кн.: Солнечная активность, Алма-Ата: с. 12.
- Милованов В.Н.*, 1977. — В кн.: Солнечная активность, Алма-Ата: с. 14.
- Милованов В.Н.*, 1980. — Phys. Solariterr., v. 13, p. 109.
- Минасянц Г.С.*, 1974. — Солнеч. данные, № 2, с. 89.
- Михалас*, 1967. — Mihalas D. — Methods in Computational Physics, v. 7, p. 1.
- Мишар*, 1953. — Michard R. — Ann. Astrophys., v. 16, p. 217.
- Могилевский и др.*, 1967. — Могилевский Э.И., Демкина Л.Б., Иошпа Б.А., Обридко В.Н. — In: Structure and Development of Solar Active Regions. IAU Symp. No. 35. Budapest, 1967. Dordrecht/Ed. by K.O. Kiepenheuer, p. 215.
- Могилевский Э.И.*, 1968. — В кн.: Солнечная активность, серия результаты МГТ, М.: Наука, с. 5.
- Могилевский и др.*, 1972. — Могилевский Э.И., Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д. — Астрон. циркуляр, № 669, с. 1.
- Могилевский и др.*, 1973. — Могилевский Э.И., Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д. — Изв. вузов. Радиофиз., т. 16, с. 1357.
- Мое и Мальтби*, 1968. — Moe O.K., Maltby P. — Astrophys. Lett., v. 1, p. 189.
- Мое и Мальтби*, 1969. — Moe O.K., Maltby P. — Solar Phys., v. 8, p. 275.
- Мое и Мальтби*, 1974а. — Moe O.K., Maltby P. — Solar Phys., v. 36, p. 101.
- Мое и Мальтби*, 1974б. — Moe O.K., Maltby P. — Solar Phys., v. 36, p. 109.
- Мордвинков А.В.* 1983. — Солнеч. данные, № 5, с. 76.
- Муллан и Юн*, 1973. — Mullan D.J., Yun H.S. — Solar Phys., v. 30, p. 83.
- Мур*, 1973. — Moore R.L. — Solar Phys., v. 30, p. 403.
- Мур*, 1981а. — Moore R.L. — In: The Physics of Sunspots/Ed. by L.E. Cram and J.H. Thomas, Sacramento Peak Obs., p. 259.
- Мур*, 1981б. — Moore R.L. — Astrophys. J., v. 249, p. 390.
- Мур*, 1981в. — Moore R.L. — Space Sci. Revs., v. 28, p. 387.
- Мусман и др.*, 1976. — Musman S., Nye A.H., Thomas J.H. — Astrophys. J., v. 206, L175.
- Мычелкин Э.Г., Минасянц Г.С.*, 1973. — В кн.: Солнечная активность, Алма-Ата: с. 27.
- Мюллер*, 1973а. — Muller R. — Solar Phys., v. 29, p. 55.
- Мюллер*, 1973б. — Muller R. — Solar Phys., v. 32, p. 409.
- Мюллер*, 1976. — Muller R. — Solar Phys., v. 48, p. 101.
- Мюллер*, 1979. — Muller R. — Solar Phys., v. 61, p. 297.
- Най и Томас*, 1974. — Nye A.H., Thomas J.H. — Solar Phys., v. 38, p. 399.
- Най и Томас*, 1976. — Nye A.H., Thomas J.H. — Astrophys. J., v. 204, p. 581.
- Накагава*, 1973. — Nakagawa Y. — Astron. and Astrophys., v. 27, p. 95.
- Накагава и Рааду*, 1971. — Nakagawa Y., Raadu M.A. — Solar Phys., v. 19, p. 72.
- Накагава и Рааду*, 1972. — Nakagawa Y., Raadu M.A. — Solar Phys., v. 25, p. 127.
- Накагава и др.*, 1973. — Nakagawa Y., Raadu M.A., Harvey J.W. — Solar Phys., v. 30, p. 421.
- Николас и др.*, 1979. — Nicolas K.R., Bartoe J. — D.F., Brueckner G.E., Van Hoosier M.E. — Astrophys. J., v. 233, p. 741.
- Николас и Мое*, 1981. — Nicolas K.R., Moe O.K. — In: The Physics of Sunspots/Ed. by L.E. Cram and J.H. Thomas, Sacramento Peak Obs., p. 336.
- Николас и др.*, 1981. — Nicolas K.R., Moe O.K., Bartoe J. — D.F., Brueckner G.E. — In: The Physics of Sunspots/Ed. by L.E. Cram and J.H. Thomas, Sacramento Peak Obs., p. 167.

- Николас и др.*, 1982. — Nicolas K.R., Moe O.K., Bartoe J. — D.F., *Vriesekner G.E.* — *Solar Phys.*, v. 81, p. 253.
- Ночи*, 1978. — Noci G. — *Proceedings Workshop on Solar Rotation*, Pubblicazione Oss. Astrofisico di Catania, v. 162, p. 55.
- Ньютон*, 1924. — Newton H.W. — *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, v. 50, p. 431.
- Ньютон и Нунн*, 1951. — Newton H.W., Nunn M.L. — *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, v. 111, p. 413.
- Обашев и др.*, 1976. — Обашев С.О., Бешенов Г.В., Минасянц Г.С. — В кн.: *Физика солнечных пятен*, М.: Наука, с. 75.
- Обридко В.Н.*, 1965а. — *Астрон. ж.*, т. 42, с. 102.
- Обридко В.Н.*, 1965б. — *Астрон. ж.*, т. 42, с. 502.
- Обридко В.Н.*, 1965в. — К теории фотоэлектрических измерений всех компонент вектора магнитной напряженности в солнечных пятнах. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. — Москва, ИЗМИРАН.
- Обридко В.Н.*, 1968а. — В кн.: *Солнечная активность, серия результаты МГГ, № 3*. М., Наука, с. 64.
- Обридко В.Н.*, 1968б. — В кн.: *Солнечная активность, серия результаты МГГ, № 3*. М.: Наука, с. 71.
- Обридко В.Н.*, 1968в. — *Солнеч. данные, № 4*, с. 68.
- Обридко В.Н.*, 1968г. — *Bull. Astron. Inst. Czech.*, v. 19, p. 183.
- Обридко В.Н.*, 1968д. — *Bull. Astron. Inst. Czech.*, v. 19, p. 186.
- Обридко В.Н.*, 1974а. — *Солнеч. данные, № 3*, с. 73.
- Обридко В.Н.*, 1974б. — *Солнеч. данные, № 4*, с. 72.
- Обридко В.Н.*, 1974в. — *Астрон. ж.*, т. 51, с. 1272.
- Обридко В.Н.*, 1979а. — *Солнеч. данные, № 3*, с. 72.
- Обридко В.Н.*, 1979б. — *Солнеч. данные, № 4*, с. 76.
- Обридко В.Н.*, 1979в. — *Астрон. ж.*, т. 56, с. 67.
- Обридко В.Н.*, 1980. — Тонкая структура и перенос энергии в солнечных пятнах. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. — Москва, ИЗМИРАН.
- Обридко В.Н., Бадалян О.Г.*, 1977. — *Солнеч. данные, № 6*, с. 98.
- Обридко В.Н., Демкина Л.Б.*, 1972. — *Solar Phys.*, v. 24, p. 336.
- Обридко В.Н., Старкова Л.И.*, 1981. — В кн.: *Проблемы космической электродинамики*, М., ИЗМИРАН, с. 29.
- Обридко В.Н., Теплицкая Р.Б.*, 1978. — В кн.: *Астрономия, т. 14/Под ред. И.С. Шербиной-Самойловой*, ВИНТИ, с. 7.
- Обридко и др.*, 1976. — Обридко В.Н., Дашевский В.М., Бадалян О.Г. — В кн.: *Физика солнечных пятен*, М.: Наука, с. 54.
- Обридко и др.*, 1979. — Обридко В.Н., Дашевский В.М., Бадалян О.Г. — В кн.: *Физика Солнца. Исследования по физике солнечной активности*, М.: Наука, с. 16.
- Огирь М.Б.*, 1980. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 62, с. 131.
- Огирь М.Б.*, 1981. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 64, с. 118.
- Огирь М.Б.*, 1982а. — *Астрон. циркуляр, № 1247*, с. 2.
- Огирь М.Б.*, 1982б. — *Солнеч. данные, № 3*, с. 91.
- Оль А.И.*, 1971. — *Геомagnetизм и аэрон.*, т. II, с. 647.
- Оррал*, 1981. — Orral F.Q. (ed.) — *Solar Active Regions*, Colorado Ass. Univ. Press.
- Ошерович В.А.*, 1979а. — *Солнеч. данные, № 5*, с. 101.
- Ошерович В.А.*, 1979б. — Osherovitich V.A. — *Solar Phys.*, v. 64, p. 261.
- Ошерович*, 1980. — Osherovitich V.A. — *Solar Phys.*, v. 68, p. 297.
- Ошерович*, 1982. — Osherovitich V.A. — *Solar Phys.*, v. 77, p. 63.
- Ошерович*, 1984. — Osherovitich V. — *Solar Phys.*, v. 90, p. 31.
- Ошерович и Лоуренс*, 1983. — Osherovitich V., Lawrence J.K. — *Solar Phys.*, v. 88, p. 117.
- Ошерович и Флаа*, 1983. — Osherovitich V., Flaa T. — *Solar Phys.*, v. 88, p. 109.
- Пай и др.*, 1978. — Pye J.D., Evans K.D., Hutcheon R.J., Gerasimenko M.D., Davis J.M., Krieger A.S., Vesecky J.F. — *Astron. and Astrophys.*, v. 66, p. 123.
- Паллавичини*, 1980. — Pallavicini R. — In: *Radio Phys. Sun. IAU Symp. No. 86*. College Park, Md., Aug. 7–10, 1979. Dordrecht e.a., p. 119.



- Палавичини и др.*, 1979. — Pallavicini R., Vaiana G.S., Tofani G., Felli M. — *Astrophys. J.*, v. 229, p. 375.
- Палавичини и др.*, 1981. — Pallavicini R., Sakurai T., Vaiana G.S. — *Astron. and Astrophys.*, v. 98, p. 316.
- Папасагно соглу*, 1917. — Pappathanosoglou D. — *Solar Phys.*, v. 21, p. 113.
- Пардон и др.*, 1979. — Pardon L., Worden S.P., Schneeberger T.J. — *Solar Phys.*, v. 63, p. 247.
- Паркер*, 1974а. — Parker E.N. — *Solar Phys.*, v. 36, p. 249.
- Паркер*, 1974б. — Parker E.N. — *Solar Phys.*, v. 37, p. 127.
- Паркер*, 1975а. — Parker E.N. — *Solar Phys.*, v. 40, p. 275.
- Паркер*, 1975б. — Parker E.N. — *Solar Phys.*, v. 40, p. 291.
- Паркер*, 1976а. — Parker E.N. — *Astrophys. Space Sci.*, v. 44, p. 107.
- Паркер*, 1976б. — Parker E.N. — *Astrophys. J.*, v. 204, p. 259.
- Паркер*, 1978. — Parker E.N. — *Astrophys. J.*, v. 222, p. 357.
- Паркер*, 1979а. — Parker E.N. — *Cosmic Magnetic Fields*, Oxford University Press (русский перевод: *Космические магнитные поля*, М.: Мир, 1982).
- Паркер*, 1979б. — Parker E.N. — *Astrophys. J.*, v. 230, p. 905.
- Паркер*, 1979в. — Parker E.N. — *Astrophys. J.*, v. 230, p. 914.
- Паркер*, 1979г. — Parker E.N. — *Astrophys. J.*, v. 231, p. 270.
- Паркер*, 1979д. — Parker E.N. — *Astrophys. J.*, v. 234, p. 333.
- Паркер*, 1981а. — Parker E.N. — *Astrophys. J.*, v. 244, p. 631.
- Паркер*, 1981б. — Parker E.N. — *Astrophys. J.*, v. 244, p. 644.
- Парфиненко Л.Д.*, 1972. — *Солнеч. данные*, № 11, с. 89.
- Парфиненко Л.Д.*, 1980. — *Солнеч. данные*, № 7, с. 85.
- Парфиненко Л.Д.*, 1981а. — *Солнеч. данные*, № 2, с. 96.
- Парфиненко Л.Д.*, 1981б. — *Солнеч. данные*, № 12, с. 79.
- Пековери Вайс*, 1978. — Peckover R.S., Weiss N.O. — *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, v. 182, p. 189.
- Петтит и Никольсон*, 1930. — Pettit E., Nickolson S.B. — *Astrophys. J.*, v. 71, p. 153.
- Пиддингтон*, 1975а. — Piddington J.H. — *Astrophys. and Space Sci.*, v. 34, p. 347.
- Пиддингтон*, 1975б. — Piddington J.H. — *Astrophys. and Space Sci.*, v. 35, p. 269.
- Пиддингтон*, 1975в. — Piddington J.H. — *Astrophys. and Space Sci.*, v. 38, p. 157.
- Пиддингтон*, 1976а. — Piddington J.H. — *Astrophys. and Space Sci.*, v. 40, p. 73.
- Пиддингтон*, 1976б. — Piddington J.H. — *Astrophys. and Space Sci.*, v. 41, p. 79.
- Пиддингтон*, 1976в. — Piddington J.H. — *Astrophys. and Space Sci.*, v. 45, p. 47.
- Пиддингтон*, 1981. — Piddington J.H. — *Astrophys. and Space Sci.*, v. 75, p. 273.
- Пикельнер С.Б.*, 1971. — *Solar Phys.*, v. 17, p. 44.
- Пикельнер С.Б., Лившиц М.А.*, 1964. — *Астрон. ж.*, т. 41, с. 1007.
- Пономаренко Ю.Б.*, 1970. — *Астрон. ж.*, т. 47, с. 98.
- Пономаренко Ю.Б.*, 1972а. — *Астрон. ж.*, т. 49, с. 148.
- Пономаренко Ю.Б.*, 1972б. — *Астрон. ж.*, т. 49, с. 568.
- Прист*, 1982. — Priest E.R. — *Solar magnetohydrodynamics*, D. Reidel Publ. Comp.
- Прокакис*, 1974. — Prokakis T. — *Solar Phys.*, v. 35, p. 105.
- Рааду и Накагава*, 1971. — Raadu M.A., Nakagawa Y. — *Solar Phys.*, v. 20, p. 64.
- Расулов А.М.*, 1978. — *Солнеч. данные*, № 5, с. 74.
- Рачковский Д.Н.*, 1961. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 26, с. 63.
- Рачковский Д.Н.*, 1962. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 27, с. 148.
- Рачковский Д.Н.*, 1963а. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 29, с. 97.
- Рачковский Д.Н.*, 1963б. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 30, с. 267.
- Рачковский Д.Н.*, 1965. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 33, с. III.
- Рачковский Д.Н.*, 1967а. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 36, с. 3.
- Рачковский Д.Н.*, 1967б. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 36, с. 9.
- Рачковский Д.Н.*, 1967в. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 36, с. 51.
- Рачковский Д.Н.*, 1970. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 40, с. 127.
- Рачковский Д.Н.*, 1971. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 43, с. 190.
- Рачковский Д.Н.*, 1972. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 44, с. 64.
- Рачковский Д.Н.*, 1973. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 47, с. 3.
- Рёдберг*, 1966. — Rödberg H. — *Nature*, v. 211, p. 394.
- Рингнес*, 1981. — Ringnes T.S. — *Rept. Inst. Theor. Astr. Blindern*. No. 52, 20 pp.

- Робертс*, 1976а. — Roberts B. — *Astrophys. J.*, v. 204, p. 268.  
*Робертс*, 1976б. — Roberts B. — *Solar Phys.*, v. 50, p. 329.  
*Робертс*, 1981. — Roberts B. — *Solar Phys.*, v. 69, p. 27.  
*Робертс и Франкенталь*, 1980. — Roberts B., Frankenthal S. — *Solar Phys.*, v. 68, p. 103.  
*Робинсон*, 1980. — Robinson R.D. — *Astrophys. J.*, v. 239, p. 961.  
*Робинсон и Буас*, 1982. — Robinson E.D., Voise D.C. — *Solar Phys.*, v. 81, p. 25.  
*Робинсон и др.*, 1980. — Robinson P.D., Worden S.P., Harvey J.W. — *Astrophys. J.*, v. 236, L 155.  
*Рожавский Ф.Г.*, 1975. — *Астрон. ж.*, т. 52, с. 568.  
*Рожавский и др.*, 1974а. — Рожавский Ф.Г., Селезнева Л.М., Решетняк Л.Н. — *Солнеч. данные*, № 6, с. 72.  
*Рожавский и др.*, 1974б. — Рожавский Ф.Г., Селезнева Л.М., Решетняк Л.Н. — *Солнеч. данные*, № 7, с. 105.  
*Рознер и др.*, 1978. — Rosner R., Tucker W.H., Vaiana G.S. — *Astrophys. J.*, v. 220, p. 643.  
*Роса*, 1981. — de la Rosa J.I.G. — *Solar Phys.*, v. 74, p. 117.  
*Роса*, 1983. — de la Rosa J.I.G. — *Solar Phys.*, v. 89, p. 51.  
*Росбах и Шрётер*, 1969. — Rossbach M., Schröter E.H. — *Mitt. Astron. Ges.*, No. 27, p. 208.  
*Росбах и Шрётер*, 1970. — Rossbach M., Schröter E.H. — *Solar Phys.*, v. 12, p. 95.  
*Рош*, 1956. — Rösch J. — *C. r. Acad. Sci. Paris*, v. 243, p. 478.  
*Рош*, 1957. — Rösch J. — *L'Astronomie*, v. 71, p. 129.  
*Рош*, 1959. — Rösch J. — *Ann. Astrophys.*, v. 22, p. 571.  
*Рум*, 1969. — Ruhm H. — *Solar Phys.*, v. 10, p. 104.  
*Рэйроль и Семель*, 1970. — Rayrole J., Semel M. — *Astron. and Astrophys.*, v. 6, p. 288.  
*Сакураи*, 1979. — Sakurai T. — *Publ. Astron. Soc. Japan*, v. 31, p. 209.  
*Сакураи*, 1981. — Sakurai T. — *Solar Phys.*, v. 69, p. 343.  
*Сакураи*, 1982. — Sakurai T. — *Solar Phys.*, v. 76, p. 301.  
*Сакураи и Левин*, 1981. — Sakurai T., Levine R. — *Astrophys. J.*, v. 248, p. 817.  
*Саттаров И.*, 1981а. — В кн.: *Морфол. и цикл. солнеч. активности*, Ташкент: с. 107.  
*Саттаров И.*, 1981б. — В кн.: *Морфол. и цикл. солнеч. активности*, Ташкент: с. 122.  
*Северный А.Б.*, 1959. — *Астрон. ж.*, т. 36, с. 208.  
*Северный А.Б.*, 1964. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 31, с. 126.  
*Северный А.Б.*, 1965а. — In: *Stellar and Solar Magnetic Fields*, Amsterdam/Ed. by R. Lüst, p. 238.  
*Северный А.Б.*, 1965б. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 33, с. 3.  
*Северный А.Б.*, 1965в. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 33, с. 34.  
*Северный А.Б.*, 1965г. — *Астрон. ж.*, т. 42, с. 217.  
*Северный А.Б.*, 1967. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 36, с. 22.  
*Северный А.Б., Бумба В.*, 1958. — *Observatory*, v. 78, p. 33.  
*Секки*, 1875. — Secchi A. — *Le Soleil*, v. 1, Couthier-Villars, Paris.  
*Систла и Гарви*, 1970. — Sistla G., Harvey J.W. — *Solar Phys.*, v. 12, p. 66.  
*Ситник Г.Ф.*, 1939. — *Астрон. ж.*, т. 16, с. 1.  
*Ситник Г.Ф.*, 1940. — *Астрон. ж.*, т. 17, с. 23.  
*Ситник Г.Ф.*, 1977. — *Астрон. циркуляр*, № 977, с. 1.  
*Ситник Г.Ф.*, 1978. — *Астрон. ж.*, т. 55, с. 1256.  
*Ситник Г.Ф.*, 1980. — *Солнеч. данные*, № 6, с. 99.  
*Скуманич и Ошерович*, 1981. — Skumanich A., Osherovich V.A. — In: *The Physics of Sunspots*/Ed. by L.E. Cram and J.H. Thomas, Sacramento Peak Obs., p. 104.  
*Снайдер*, 1983. — Snider J.L. — *Solar Phys.*, v. 84, p. 377.  
*Соловьев А.А.*, 1981. — *Солнеч. данные*, № 12, с. 71.  
*Соловьев А.А.*, 1982а. — *Солнеч. данные*, № 1, с. 86.  
*Соловьев А.А.*, 1982б. — *Астрон. ж.*, т. 59, с. 380.  
*Соловьев А.А., Калинин А.А.*, 1983. — *Солнеч. данные*, № 3, с. 65.  
*Сотировский*, 1971. — Sotirovsky P. — *Astron. and Astrophys.*, v. 14, p. 319.  
*Спруит*, 1974. — Spruit H.C. — *Solar Phys.*, v. 34, p. 277.  
*Спруит*, 1976. — Spruit H.C. — *Solar Phys.*, v. 50, p. 269.

- Спруит*, 1977а. — Spruit H.C. Magnetic flux tubes and transport of heat in the convection zone of the Sun. Proefschrift, Utrecht.
- Спруит*, 1977б. — Spruit H.C. — *Solar Phys.*, v. 55, p. 3.
- Спруит*, 1981. — Spruit H.C. — *Space Sci. Revs.*, v. 28, p. 435.
- Ставеланд*, 1970. — Staveland L. — *Solar Phys.*, v. 12, p. 328.
- Ставеланд*, 1972. — Staveland L. — *Rept. Inst. Theor. Astr. Blindern*, No. 36, 32 pp.
- Станкевич*, 1967. — Stankiewicz A. — *Acta Astronomica*, v. 17, p. 141.
- Старрок и Ушида*, 1981. — Sturrock P.A., Uchida Y. — *Astrophys. J.*, v. 246, p. 331.
- Стачник и др.*, 1983. — Stachnik R.V., Nisenson P., Noyes R.W. — *Astrophys. J.*, v. 272, L 37.
- Стейн и Лейбахер*, 1981. — Stein R.F., Leibacher J.W. — In: *The Sun as a Star*/Ed. by St. Jordan, CNRS, Paris, France and NASA, Washington, USA.
- Стенфло*, 1968. — Stenflo J.O. — In: *Structure and Development of Solar Active Regions*. IAU Symp. No. 35, Budapest, 1967. Dordrecht/Ed. by K.O. Kiepenheuer, p. 47.
- Стенфло*, 1978а. — Stenflo J.O. — *Repts. Progs. Phys.*, v. 41, p. 865.
- Стенфло*, 1978б. — Stenflo J.O. — *Astron. and Astrophys.*, v. 66, p. 241.
- Степанов В.Е.*, 1957. — *Сообщ. Гос. астрон. ин-та им. П.К. Штернберга*, № 100, с. 3.
- Степанов В.Е.*, 1958а. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 18, с. 136.
- Степанов В.Е.*, 1958б. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 19, с. 20.
- Степанов В.Е.*, 1960. — *Изв. Крым. Астрофиз. obs.*, т. 24, с. 293.
- Степанов В.Е.*, 1962. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 27, с. 140.
- Степанов В.Е., Гонясюк С.И.*, 1962. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 28, с. 194.
- Степанов В.Е., Тягун Н.Ф.*, 1976. — *IAU Symp.* 71, p. 101.
- Степанян Н.Н.*, 1966. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 35, с. 166.
- Стефанов О.П., Земанек Е.М.*, 1964 — *Вестн. Киев. ун-та. Астрон.*, № 6, с. 41.
- Стещенко Н.В.*, 1967. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 37, с. 21.
- Стещенко Н.В.*, 1970. — *Доклад на симп. МАС № 43, Париж.*
- Страйжис В., Свидерскине З.*, 1972. — *Бюлл. Вильн. астрон. obs.*, № 35.
- Суда*, 1976. — Suda J. — В кн.: *Физика солнечных пятен*, М.: Наука, с. 42.
- Судзуки*, 1967. — Suzuki Y. — *Publ. Astron. Soc. Japan*, v. 19, p. 220.
- Сурков Э.П.*, 1970. — *Исслед. по геомагнетизму, аэронаом. и физ. Солнца*, № 10, с. 249.
- Сурков Э.П., Суркова Л.Д.*, 1975а. — В кн.: *Исслед. явлений на Солнце, Владивосток*; с. 124.
- Сурков Э.П., Суркова Л.Д.*, 1975б. — В кн.: *Исслед. явлений на Солнце, Владивосток*; с. 137.
- Сыроватский С.И., Жужда Ю.Д.*, 1967. — *Астрон. ж.*, т. 44, с. 1180.
- Танг*, 1982. — Tang F. — *Solar Phys.*, v. 75, p. 179.
- Танг*, 1983. — Tang F. — *Solar Phys.*, v. 89, p. 43.
- Танг и др.*, 1983. — Tang F., Howard R., Adkins J.M. — *Big Bear Sol. Obs. preprint No.* 0227.
- Тандберг-Ханссен и др.*, 1981. — Tandberg-Hanssen E., Athay R.G., Beckers J.M., Brandt J.C., Bruner E.C., Chapman R.D., Cheng C.C., Gurman J.B., Henze W., Hyder C.L., Michalitsianos A.G., Shine R.A., Schoolman S.A., Woodgate B.E. — *Astrophys. J.*, v. 244, L127.
- Теплицкая Р.Б., Барановский Э.А.*, 1981. — *Исслед. по геомагнетизму, аэронаом. и физ. Солнца*, № 56, с. 23.
- Теплицкая Р.Б., Турчина В.Д.*, 1969а. — *Астрон. ж.*, т. 46, с. 74.
- Теплицкая Р.Б., Турчина В.Д.*, 1969б. — *Солнеч. данные*, № 7, с. 82.
- Теплицкая Р.Б., Фирстова Н.М.*, 1976. — *Solar Phys.*, v. 48, p. 103.
- Теплицкая Р.Б., Эфендиева С.А.*, 1971. — *Исслед. по геомагнетизму, аэронаом. и физ. Солнца*, т. 20, с. 143.
- Теплицкая Р.Б., Эфендиева С.А.*, 1974. — *Солнеч. данные*, № 11, с. 66.
- Теплицкая Р.Б., Эфендиева С.А.*, 1975. — *Solar Phys.*, v. 43, p. 293.
- Теплицкая Р.Б., Эфендиева С.А.*, 1976. — *Contr. Astr. Obs. Skalnaté Pleso*, v. 6, p. 213.
- Теплицкая и др.*, 1978. — *Теплицкая Р.Б., Григорьева (Эфендиева) С.А., Скочлов В.Г.* — *Solar Phys.*, v. 56, p. 293.

- Теплицкая и др.*, 1979. — Теплицкая Р.Б., Турова И.П., Фирстова Н.М. — Исслед. по геомагнетизму, аэроном. и физ. Солнца, № 49, с. 21.
- Теплицкая и др.*, 1980. — Теплицкая Р.Б., Турова И.П., Куклин Г.В. — Письма в астрон. ж., т. 6, с. 46.
- Тимоги и др.*, 1975. — Timothy A.F., Krieger A.S., Vaiana G.S. — Solar Phys., v. 42, p. 135.
- Тиссен*, 1950. — Thiessen G. — Observatory, v. 70, p. 234.
- Томас и Шейер*, 1982. — Thomas J.H., Scheuer M.A. — Solar Phys., v. 79, p. 19.
- Тоньес и Вэль*, 1982. — Tönjes K., Wöhl H. — Solar Phys., v. 75, p. 63.
- Турова и др.*, 1983. — Турова И.П., Теплицкая Р.Б., Куклин Г.В. — Solar Phys., v. 87, p. 7.
- Турон и Лена*, 1970. — Turon P.J., Lena P.J., — Solar Phys., v. 14, p. 112.
- Торричелли-Чампони и др.*, 1982. — Torricelli G.-Ciamponi, Einaudi G., Chiuderi C. — Astron. and Astrophys., v. 105, L 1.
- Уайт*, 1982. — White R.E. — Astron. J., v. 87, p. 1073.
- Уекскюль и др.*, 1983. — Uexküll M.V., Kneer F., Mattig W. — Astron. and Astrophys., v. 123, p. 263.
- Уилсон*, 1968а. — Wilson P.R. — Solar Phys., v. 3, p. 243.
- Уилсон*, 1968б. — Wilson P.R. — Solar Phys., v. 5, p. 338.
- Уилсон*, 1969а. — Wilson P.R. — Solar Phys., v. 9, p. 391.
- Уилсон*, 1969б. — Wilson P.R. — Solar Phys., v. 10, p. 404.
- Уилсон*, 1971. — Wilson P.R. — Solar Phys., v. 21, p. 101.
- Уилсон*, 1972а. — Wilson P.R. — Solar Phys., v. 22, p. 434.
- Уилсон*, 1972б. — Wilson P.R. — Solar Phys., v. 27, p. 354.
- Уилсон*, 1972в. — Wilson P.R. — Solar Phys., v. 27, p. 363 (Erratum, Solar Phys., v. 30, p. 280).
- Уилсон*, 1974. — Wilson P.R. — Solar Phys., v. 37, p. 483.
- Уилсон*, 1975. — Wilson P.R. — Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., v. 172, p. 535.
- Уилсон*, 1977а. — Wilson P.R. — Astrophys. J., v. 214, p. 217.
- Уилсон*, 1977б. — Wilson P.R. — Astrophys. J., v. 214, p. 611.
- Уилсон*, 1977в. — Wilson P.R. — Solar Phys., v. 55, p. 35.
- Уилсон и Кэннон*, 1968. — Wilson P.R., Cannon C.J. — Solar Phys., v. 4, p. 3.
- Уилсон и Макинтош*, 1969. — Wilson P.R., McIntosh P.S. — Solar Phys., v. 10, p. 370.
- Уилсон и Саймон*, 1983. — Wilson P.R., Simon G.W. — Astrophys. J., v. 273, p. 805.
- Уилсон и Уильямс*, 1972. — Wilson P.R., Williams N.N. — Solar Phys., v. 26, p. 30.
- Уилсон и Хадсон*, 1981. — Wilson R.C., Hudson H.S. — Astrophys. J., v. 244, p. 185.
- Уилсон и др.*, 1981. — Wilson R.C., Gulkis S., Janssen M., Hudson H.S., Chapman G.A. — Science, v. 211, No. 4483, p. 700.
- Унно*, 1956. — Unno W. — Publ. Astron. Soc. Japan, v. 8, p. 108.
- Уорд*, 1965. — Ward F. — Astrophys. J., v. 141, p. 534.
- Уорд*, 1966. — Ward F. — Astrophys. J., v. 145, p. 416.
- Уэббер*, 1971. — Webber J.C. — Solar Phys., v. 16, p. 340.
- Ушида и Сакураи*, 1975. — Uchida Y., Sakurai T. — Publ. Astron. Soc. Japan, v. 27, p. 259.
- Уэлк и Накагава*, 1973. — Welck R.E., Nakagawa Y. — Force-free Magnetic Field Computation (NCAR Tech. Note STP-87).
- Фаулер и др.*, 1983. — Fowler L.A., Foukal P., Duvall T.Jr — Solar Phys., v. 84, p. 33.
- Фесенков В.Г.*, 1935. — Астрон. ж., т. 12, с. 164.
- Фесенков и др.*, 1926. — Фесенков В.Г., Штаде Н., Виноградова Е., Баранцева М. — Астрон. ж., т. 3, с. 75.
- Фирстова Н.М.*, 1973. — Солнеч. данные, № 3, с. 91.
- Фирстова Н.М., Григорьев В.М.*, 1971. — Исслед. по геомагнетизму, аэроном. и физ. Солнца, № 20, с. 185.
- Фирстова Н.М., Теплицкая Р.Б.*, 1970. — Исслед. по геомагнетизму, аэроном. и физ. Солнца, № 15, с. 71.
- Флаа и др.*, 1982. — Fla T., Osherovich V.A., Skumanich A. — Astrophys. J., v. 261, p. 700.
- Фогт*, 1983. — Vogt S.S. — In: Activity in Red-Dwarf Stars/Ed. by P.B. Byrne and M. Rodono, D. Reidel Publ. Comp., p. 137.
- Фоукал*, 1975. — Foukal P. — Solar Phys., v. 43, p. 327.

- Фоукал*, 1976. : Foukal P. — *Astrophys J.*, v. 210, p. 575.
- Фоукал*, 1978. — Foukal P. — *Astrophys. J.*, v. 223, p. 1046.
- Фоукал*, 1981a. — Foukal P. — In: *The Physics of Sunspots/Ed. by L.E. Cram and J.H. Thomas, Sacramento Peak Obs.*, p. 191.
- Фоукал*, 1981b. — Foukal P. — In: *The Physics of Sunspots/Ed. by L.E. Cram and J.H. Thomas, Sacramento Peak Obs.*, p. 391.
- Фоукал и др.*, 1974. — Foukal P.V., Huber M.C.E., Noyes R.W., Reeves E.M., Schmahl E.J., Timothy J.G., Vernazza J.E., Withbroe G.L. — *Astrophys. J.*, v. 193, L 143.
- Фоукал и др.*, 1983. — Foukal P., Fowler L.A., Livshits M. — *Astrophys. J.*, v. 267, p. 863.
- Фрике и Эльзассер*, 1965. — Fricke K., Elsässer H. — *Z. Astrophys.*, v. 63, p. 35.
- Фэй и др.*, 1972. — Fay T.D., Wyller A.A., Yun H.S. — *Solar Phys.*, v. 23, p. 58.
- Хаджеби*, 1977. — Hadjebi B. — *Astrophys. and Space Sci.*, v. 52, p. 357.
- Хадсон и Уилсон*, 1981. — Hudson H.S., Wilson R.C. — In: *The Physics of Sunspots/Ed. by L.E. Cram and J.H. Thomas, Sacramento Peak Obs.*, p. 434.
- Хайнце*, 1969. — Heintze J.R.W. — *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, v.20, p. 137.
- Хаус и Стейниц*, 1975. — House L.L., Steinitz R. — *Astrophys. J.*, v. 195, p. 235.
- Хейна*, 1977. — Hejna L. — *Bull. Astron. Inst. Czech.*, v. 28, p. 126.
- Хенце и Дюпре*, 1973. — Henze W., Dupree A.K. — *Solar Phys.*, v. 33, p. 425.
- Хенце и др.*, 1982. — Henze W., Tandberg-Hanssen E., Hagyard M.J., Woodgate B.E., Shine R.A., Beckers J.M., Bruner M., Gurman J.B., Hyder C.L., West E.A. — *Solar Phys.*, v. 81, p. 231.
- Хираяма и Окамото*, 1981. — Hirayama T., Okamoto T. — *Solar Phys.*, v. 73, p. 37.
- Холвег и Робертс*, 1981. — Hollweg J.V., Roberts B. — *Astrophys. J.*, v. 250, p. 398.
- Холвегер*, 1970. — Holweger H. — *Astron. and Astrophys.*, v. 4, p. 11.
- Хопф*, 1934. — Hopf E. — *Mathematical Problems of Radiative Equilibrium*, Cambridge, Tractats, No. 31.
- Хоугаст и Ван Слойтерс*, 1948. — Houtgast J., van Sluifers A. — *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, v. 10, p. 325.
- Хьюбене*, 1960. — Hubenet H. — *Thesis. Rech. Ast. Obs. Utrecht*, No. 16.
- Хэзьярд и Тойбер*, 1978. — Hagyard M.J., Teuber D. — *Solar Phys.*, v. 57, p. 267.
- Хэзьярд и др.*, 1977. — Hagyard M.J., West E.A., Cumings N.P. — *Solar Phys.*, v. 53, p. 3.
- Хэзьярд и др.*, 1981. — Hagyard M.J., West E.A., Tandberg-Hanssen E., Smith J.E., Henze W.Jr., Beckers J.M., Bruner E.C., Hyder C.L., Gurman J.B., Shine R.A., Woodgate B.E. — In: *The Physics of Sunspots/Ed. by L.E. Cram and J.H. Thomas, Sacramento Peak Obs.*, p. 213.
- Хэзьярд и др.*, 1983. — Hagyard M.J., Teuber D., West E.A., Tandberg-Hanssen E., Henze W.Jr., Beckers J.M., Bruner M., Hyder C.L., Woodgate B.E. — *Solar Phys.*, v. 84, p. 13.
- Хэйл и Никольсон*, 1938. — Hale G., Nicholson S. *Magnetic observation of Sunspot 1917-1924*, Washington.
- Хэйл и др.*, 1918. — Hale G.E., Sears G., Van Maanen A., Ellerman F. — *Astrophys. J.*, v. 47, p. 206.
- Хэйл и др.*, 1919. — Hale G., Ellerman F., Nicholson S., Joy A. — *Astrophys. J.*, v. 49, p. 153.
- Хоген*, 1967. — Haugen E. — *Solar Phys.*, v. 2, p. 227.
- Хоген*, 1969. — Haugen E. — *Solar Phys.*, v. 9, p. 88.
- Цваан*, 1965. — Zwaan C. — *Recherches astronomiques de l'observatoire d'Utrecht*, v. 17, 182 pp.
- Цваан*, 1974. — Zwaan C. — *Solar Phys.*, v. 37, p. 99.
- Цваан*, 1975. — Zwaan C. — *Solar Phys.*, v. 45, p. 115.
- Цваан*, 1978. — Zwaan C. — *Solar Phys.*, v. 60, p. 213.
- Цваан*, 1981. — Zwaan C. — In: *The Physics of Sunspots/Ed. by L.E. Cram and J.H. Thomas, Sacramento Peak Obs.*, p. 123.
- Цваан и Буурман*, 1971. — Zwaan C., Buurman J. — In: *Solar and Stellar Magnetic Fields, IAU Symp. No. 43, Paris, 1970. Dordrecht*, p. 220/Ed. by R. Howard.
- Чандрасекар*, 1961. — Chandrasekhar S. *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Clarendon Press, Oxford.
- Ченг*, 1980. — Cheng C. — C. — *Solar Phys.*, v. 65, p. 347.
- Ченг и Мое*, 1977. — Cheng C. — C., Moe O.K. — *Solar Phys.*, v. 52, p. 327.

- Ченг и др.*, 1976. — Cheng C. — C., Doshek G.A., Feldman U. — *Astrophys. J.*, v. 210, p. 836.
- Ченг и др.*, 1980. — Cheng C.-C., Smith J.B., Tandberg-Hanssen E. — *Solar Phys.*, v. 67, p. 259.
- Чистяков В. Ф.*, 1961. — Солнеч. данные, № 11, с. 59.
- Чистяков В. Ф.*, 1962. — *Астрон. ж.*, т. 39, с. 459.
- Чистяков В. Ф.*, 1964. — Солнеч. данные, № 3, с. 56.
- Чистяков В. Ф.*, 1965а. — В кн.: Солнечная активность, серия Результаты МГГ, № 2, М.: Наука, с. 157.
- Чистяков В. Ф.*, 1965б. — В кн.: Солнечная активность, серия Результаты МГГ, № 2, М.: Наука, с. 168.
- Чистяков В. Ф.*, 1970. — *Астрон. ж.*, т. 47, с. 533.
- Чиу и Хилтон*, — 1977. — Chiu Y.T., Hilton H.R. — *Astrophys. J.*, v. 212, p. 873.
- Шайн и Линский*, 1972. — Shine R.A., Linsky J.L. — *Solar Phys.*, v. 25, p. 357.
- Швестка*, 1968. — Svestka Z. — *Solar Phys.*, v. 4, p. 18.
- Шевалье*, 1916. — Shevalier S. — *Ann. Obs. Zo-Se*, v. 1, p. 9.
- Шейер и Томас*, 1981. — Sheuer M.A., Thomas J.H. — *Solar Phys.*, v. 71, p. 21.
- Шидлиховский*, 1974. — Sidlichovsky M. — *Bull. Astron. Inst. Czech.*, v. 25, p. 198.
- Шидлиховский*, 1976. — Sidlichovsky M. — *Bull. Astron. Inst. Czech.*, v. 27, p. 155.
- Шили*, 1966. — Sheeley Jr., N.R. — *Astrophys. J.*, v. 144, p. 723.
- Шили*, 1969. — Sheeley N.R. — *Solar Phys.*, v. 9, p. 347.
- Шили*, 1980. — Sheeley N.R. — *Solar Phys.*, v. 66, p. 79.
- Шлейхер и Шрётер*, 1971. — Schfeicher H., Schröter E.H. — *Solar Phys.*, v. 17, p. 31.
- Шлютер и Темешвару*, 1958. — Schlüter A., Temesvary S. — In: *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, IAU Symp. No. 6/Ed. by B.Lehnert, Cambr. Univ. Press, p. 263.
- Шмидт*, 1964. — Schmidt H.U. — In: *AAS-NASA Symp. on the Physics of Solar Flares*, NASA SP-50, p. 107.
- Шпитальная и др.*, 1973. — Шпитальная А.А., Макаров В.И., Ден О Ен. — Солнеч. данные, № 2, с. 73.
- Шрётер*, 1970. — Schröter E.E. — In: *Solar and Stellar Magnetic Fields*, IAU Symp. No. 43, Paris, 1970, Dordrecht, p. 167.
- Шрётер и Вёль*, 1978. — Schröter E.H., Wöhl H. — *Proceedings Workshop on Solar Rotation*, Pubblicazione Oss. Astrofisico di Catania, v. 162, p. 35.
- Шрётер и др.*, 1978. — Schröter E.H., Wöhl H., Soltan D., Vazquez M. — *Solar Phys.*, v. 60, p. 181.
- Штауде*, 1969. — Staude J. — *Solar Phys.*, v. 8, p. 264.
- Штауде*, 1970а. — Staude J. — *Solar Phys.*, v. 12, p. 84 (Erratum *Solar Phys.*, v. 15, p. 111).
- Штауде*, 1970б. — Staude J. — *Solar Phys.*, v. 15, p. 102.
- Штауде*, 1971. — Staude J. — *Solar Phys.*, v. 18, p. 22.
- Штауде*, 1973. — Staude J. — *Solar Phys.*, v. 32, p. 403.
- Штауде*, 1976. — Staude J. — *Bull. Astron. Inst. Czech.*, v. 27, p. 365.
- Штауде*, 1978. — Staude J. — *Bull. Astron. Inst. Czech.*, v. 29, p. 71.
- Штауде*, 1980. — Staude J. — *Phys. Solariterr.*, v. 14, p. 58.
- Штауде*, 1981. — Staude J. — *Astron. and Astrophys.*, v. 100, p. 284.
- Штауде*, 1982. — Staude J. — *HHI-STP-Report No. 14*, Berlin, p. 24.
- Штауде и др.*, 1983. — Staude J., Fürstenberg F., Hildebrandt J., Krüger A., Jakimiec J., Obridko V., Siarkovsky M., Sylwester B., Sylwester J. — *Acta Astronomica* 3/4, p. 441.
- Штауде и др.*, 1984. — Штауде Ю., Крюгер А., Фюрстенберг Ф., Хильдебрандт И., Обридко В.Н., Якимец Е., Сильвестер Б., Сильвестер Я., Сярковский М. — *Астрон. ж.*, т. 61, с. 956.
- Штельмахер и Вур*, 1970. — Stellmacher G., Wiehr E. — *Astron. and Astrophys.*, v. 7, p. 432.
- Штельмахер и Вур*, 1971. — Stellmacher G., Wiehr E. — *Solar Phys.*, v. 17, p. 21.
- Штельмахер и Вур*, 1972. — Stellmacher G., Wiehr E. — *Astron. and Astrophys.*, v. 19, p. 293.
- Штельмахер и Вур*, 1975 — 1976. — Stellmacher G., Wiehr E. — *Astron. and Astrophys.*, v. 45, p. 69 (Erratum, *Astron. and Astrophys.*, v. 47, p. 479).
- Штельмахер и Вур*, 1980. — Stellmacher G., Wiehr E. — *Astron. and Astrophys.*, v. 82, p. 157.