

СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ ФИЗИКА

Р. Б. Теплицкая

СОЛНЕЧНАЯ АТМОСФЕРА

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ИРКУТСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ИНСТИТУТ СОЛНЕЧНО-ЗЕМНОЙ ФИЗИКИ

Солнечно-земная физика

Р. Б. Теплицкая

СОЛНЕЧНАЯ АТМОСФЕРА

Учебное пособие



УДК 523.9(075.8)

ББК 22.652я73

Т34

Печатается по решению ученого совета физического факультета ИГУ

Серия основана в 2013 г.

Рецензенты:

д-р физ.-мат. наук, проф. *В. А. Пархомов*

д-р физ.-мат. наук, проф. *В. Г. Файнштейн*

**Издание подготовлено при частичной поддержке
Программы стратегического развития ФГБОУ ВПО «ИГУ»
на 2012–2016 гг., и Федеральной целевой программы «Научные и
научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг.
в рамках Соглашения о предоставлении гранта № 8407**

Теплицкая Р. Б.

Т34 Солнечная атмосфера : учеб. пособие / Р. Б. Теплицкая. –
Иркутск : Изд-во ИГУ, 2013. – 128 с. – (Солнечно-земная физика).
ISBN 978-5-9624-0878-1

Является частью междисциплинарного курса «Солнечно-земная физика», читаемого в Институте солнечно-земной физики СО РАН (ИСЗФ) аспирантам и магистрантам ИСЗФ и Иркутского государственного университета. Представлен один из разделов курса – «Солнечная атмосфера». Предполагается, что слушатели уже ознакомлены с двумя первыми разделами курса: «Элементы физики плазмы» и «Солнце – звезда». Материал ограничен сведениями только о спокойной солнечной атмосфере. В главах 1–3 пособия даны основные, устоявшиеся, понятия теории переноса излучения, изложены принципы моделирования солнечной атмосферы, описаны наиболее важные процессы, происходящие в атмосфере спокойного Солнца, а также принципиальные особенности оптических инструментов, диагностирующих атмосферу Солнца. Эта часть курса изложена на основе «классических» учебников и монографий, изданных в прежние годы. Вторая часть пособия составлена на основе оригинальных статей, и может быть пересмотрена в соответствии с дальнейшим прогрессом солнечной астрофизики.

Предназначено для студентов физического факультета ИГУ, обучающихся по направлению 01120062 (физика), а также для студентов и аспирантов, специализирующихся в области астрофизики.

Библиогр. 16 назв. Табл. 3. Ил. 46

УДК 523.9(075.8)

ББК 22.652я73

Учебное издание

Теплицкая Раиса Бенционовна

СОЛНЕЧНАЯ АТМОСФЕРА

Редактор *М. А. Айзман* Темплан 2013 Поз. 165

Подписано в печать 22.12.2013 Формат 60x90 1/16 Уч.-изд. л. 5,4 Усл.-печ. 8,0 Тираж 100 экз. Заказ 120

Издательство ИГУ, 664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 36

ISBN 978-5-9624-0878-1

© Теплицкая Р. Б., 2013

© ФГБОУ ВПО «ИГУ», 2013

© Институт солнечно-земной физики
СО РАН, 2013

Научная библиотека
Иркутского гос.
университета

А 639320

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Введение. Что такое солнечная атмосфера?	7
Глава 1. Спектроскопия как основной метод наблюдений атмосферы Солнца	12
1.1. Наблюдаемый диапазон солнечного спектра	12
1.2. Основные типы инструментов, применяемых при наблюдениях атмосферы Солнца	13
Глава 2. Основные понятия теории переноса излучения в атмосфере Солнца	22
2.1. Параметры, регулирующие перенос излучения	22
2.1.1. Параметры поля излучения	22
2.1.2. Параметры взаимодействия излучения с плазмой	26
2.1.3. Функция источников	28
2.2. Уравнение переноса излучения	28
2.3. Уравнение лучистого равновесия	32
2.4. Основные физические процессы, приводящие к поглощению и переизлучению энергии	33
2.4.1. Связанно-связанные переходы. Образование спектральных линий	33
2.4.2. Связанно-свободные переходы. Источники непрерывного поглощения	36
Глава 3. Принципы моделирования атмосферы Солнца	41
3.1. Термодинамическое состояние солнечной атмосферы	41
3.1.1. Термодинамическое и локальное термодинамическое равновесие	41
3.1.2. Отклонения от ЛТР	44
3.2. Теоретическое и практическое значение моделирования солнечной атмосферы	46
3.3. Основные уравнения при моделировании плоскопараллельных атмосфер	47
3.4. Основные одномерные полуэмпирические модели фотосферы и хромосферы	51
3.5. Радиативно-гидродинамические модели	52
3.6. Моделирование 3D	56

Глава 4. Структура фотосферы и хромосферы	60
4.1. Грануляция	60
4.2. Колебания и волны	69
4.3. Супергрануляция и хромосферная сетка	77
4.3.1. Супергрануляция и хромосферная сетка на диске Солнца	77
4.3.2. Хромосфера на лимбе – спикулы	81
4.3.3. Компоненты хромосферной сетки	83
4.3.4. Режим колебаний в хромосферной сетке	87
4.4. Общая картина фотосферы-хромосферы при наблюдениях с ультравысоким пространственным разрешением	89
4.5. Краткие выводы о современном состоянии моделирования фотосферы и хромосферы спокойного Солнца	95
4.6. Определение химического состава атмосферы Солнца	99
4.6.1. Кривые роста	99
4.6.2. Синтез спектра	104
Глава 5. Солнечная корона	105
5.1. Корона в белом свете	105
5.1.1. Морфология	105
5.1.2. Спектр короны в видимой и в ближней инфракрасной областях	108
5.1.3. Отождествление эмиссионных линий К-короны	113
5.2. Корона в рентгеновских лучах	114
5.2.1. Морфология «рентгеновской» короны	115
5.2.2. Рентгеновская и УФ диагностика переходной области и короны	119
Заключение	126
Контрольные вопросы	127
Рекомендуемая литература	128

ПРЕДИСЛОВИЕ

Данное учебное пособие представляет собой часть курса лекций «Солнечно-земная физика», прочитанного аспирантам второго года обучения в Институте солнечно-земной физики СО РАН в 2012–2013 гг. В соответствии с многопрофильным характером тематики ИСЗФ, контингент аспирантов включает в себя выпускников различных высших учебных заведений, получивших подготовку по многим иным специальностям – математике, радиофизике, оптике и др. Лишь некоторые из аспирантов, будучи студентами, обучались на кафедре космофизики Иркутского государственного университета и знакомы с учебным пособием Р. Т. Сотниковой и др. «Введение в физику Солнца». Прочитанный рядом лекторов цикл лекций предназначен дать представление об основах дисциплин, объединенных понятием «Солнечно-земная физика».

Автором настоящего пособия прочитан курс лекций по разделу «Солнечная атмосфера». Поскольку это обширный раздел астрофизики, который невозможно изложить в отведенный объем занятий, пришлось ограничиться информацией только об атмосфере спокойного Солнца, не затрагивая физики активных областей. Другой особенностью изложения служит учёт того, что слушатели уже были знакомы с предыдущими разделами цикла, в частности с представлениями о внутренней структуре Солнца и о конвективной зоне, изложенными ранее в курсе «Солнце – звезда». При этом автор неизменно подчёркивает, что Солнце представляет собой единое целое, и нельзя понять физику атмосферы без подробных сведений о внутренних слоях, так же как понять физику короны и гелиосферы без подробных сведений о фотосфере и хромосфере.

Описание фотосферы и хромосферы объединено в общую главу, что в первую очередь обусловлено реально существующей тесной связью между происходящими в этих «слоях» явлениями. Необходимо упомянуть, что приведенный в упомянутой главе материал за время чтения лекций и написания данного пособия уже мог устареть. В последние годы сложилась своеобразная ситуация. Появились наземные и орбитальные солнечные телескопы с фантастически высоким пространственным разрешением,

дающие огромные объемы наблюдаемых данных. Интерпретация таких данных еще не завершена и, несмотря на столь же впечатляющие успехи вычислительной техники, во многих случаях интерпретация вынуждена опираться на существенные упрощения. Поэтому чуть ли не ежедневно появляются сообщения об открытии новых структурных элементов и процессов, а также новые попытки объяснить как физическую природу свежих находок, так и заново интерпретировать результаты старых наблюдений.

В данном учебном пособии перечислены основные понятия теории переноса излучения, изложены принципы моделирования солнечной атмосферы, описаны наиболее важные процессы, происходящие в атмосфере спокойного Солнца. Всё то, что неизменно сохраняется в ходе научного прогресса, в пособии является компиляцией информации, изложенной в книгах, справочниках и учебниках, перечисленных в списке рекомендуемой литературы. К сожалению, она не обновлялась и не переиздавалась уже много лет. Всё то, что было опубликовано позже, является компиляцией данных в соответствующих оригинальных статьях. Их очень много, и рекомендовать их в таком списке невозможно. Сведения о некоторых из наиболее интересных статей можно увидеть в подписях к рисункам.

Выражаю искреннюю благодарность О. А. Ожогиной и И. П. Туровой за помощь в оформлении данного пособия.

ВВЕДЕНИЕ

ЧТО ТАКОЕ СОЛНЕЧНАЯ АТМОСФЕРА?

В отличие от атмосферы Земли на Солнце нет твердого подножия атмосферы. О том, что считать атмосферой, необходимо договориться. С точки зрения наблюдателя привычно считать атмосферой все те слои Солнца, излучение которых можно регистрировать визуально или с помощью специальных инструментов на Земле. Разумней всё-таки найти то физическое различие, которое позволяет особо выделить атмосферу как слой со свойствами, существенно отличающимися его от соседнего, более глубокого слоя. Основой поиска такого различия может служить условие устойчивости лучистого равновесия Шварцшильда. Известно, что в слое на расстоянии около $0,7R_{\odot}$ от центра Солнца это условие нарушается, и начинается конвективная зона. Однако при дальнейшем подъеме в верхние слои Солнца наступает момент, при котором градиент температуры вновь удовлетворяет условию Шварцшильда. Здесь, на расстоянии $R \approx 1R_{\odot}$, появляется поверхностная зона лучистого равновесия. Уместно считать основанием атмосферы именно начало этой зоны. Однако следует соблюдать осторожность: казалось бы, что именно здесь должны затухать конвективные потоки. Однако в действительности одно из наиболее впечатляющих проявлений конвекции – грануляция – относится к началу зоны лучистого равновесия. Причина такого кажущегося противоречия ясна. Она носит название проникающей конвекции или «овершута» и состоит в том, что поднимающиеся конвективные потоки входят в зону лучистого равновесия по инерции.

Итак, о том, что считать основанием атмосферы, нетрудно договориться, сложнее понять, где она оканчивается. В какой-то степени это вопрос терминологии, зависящий от стратификации атмосферы.

Основные компоненты атмосферы Солнца

В атмосфере Солнца различают *фотосферу, хромосферу, корону, гелиосферу*. Как и в случае *атмосферы*, существуют два альтернативных подхода к определению перечисленных терминов. Первый способ опирается на непосредственно наблюдаемые свойства излучения соответствующих объектов, особенно на характер их спектров.

Спектр *фотосферы* («сферы света») дает непрерывное изменение интенсивности излучения в видимой и ближней инфракрасной областях длин волн, с многочисленными линиями поглощения (*фраунгоферовыми* линиями).

Хромосферой назвали слой над солнечным лимбом, в котором во время полных солнечных затмений на очень краткое время вспыхивает спектр, на весьма слабом непрерывном фоне которого видны самые сильные линии фраунгоферова спектра, но не в поглощении, а в эмиссии. Наиболее выделяется красная линия бальмеровской серии водорода H_{α} (656,3 нм), вследствие чего не вооруженный оптикой глаз видит хромосферу в розовом свете (отсюда и термин – «окрашенная сфера»). *Корона* первоначально также наблюдалась только во время полных фаз солнечных затмений и получила название в соответствии со своей сложной формой. Ее спектр в видимой и ближней инфракрасной областях характеризуется отсутствующими в фотосфере эмиссионными так называемыми *корональными* линиями.

Термин «*гелиосфера*» появился сравнительно недавно и его смысл не связан с историей оптических наблюдений.

Второй способ определения разных компонентов солнечной атмосферы опирается на те их физические различия, которые стали известны лишь в последние приблизительно сто лет. Да и в этот сравнительно короткий промежуток времени произошли столь кардинальные уточнения наших знаний, что вполне уместно говорить о «классическом» и о современном представлении о строении атмосферы. В связи с этим обратим внимание на название этого параграфа. Лет 10–15 тому назад можно было его назвать «Стратификация атмосферы» (от лат. *stratum* – слой). Теперь, как станет ясно из дальнейшего изложения, лучше этого не делать. Что касается упомянутых различий в физических условиях атмосферы, то к числу основных условий относится распределение температуры. Это очень сложный вопрос, хотя бы потому, что термин *температура* для солнечной плазмы отнюдь не однозначен. Тем не менее, на рис. 1 приведено распределение средней кинетической электронной температуры в очень распространенной модели солнечной атмосферы VAL 3C, вычисленной в 1981 г. т.е. еще в «классический» период солнечной физики. Авторы модели Вернацца, Эвретт и Лоузер использовали уже из-

вестное в то время распределение интенсивности непрерывного излучения с длиной волны и по диску Солнца во всем диапазоне электромагнитного спектра от рентгена до радиоволн.

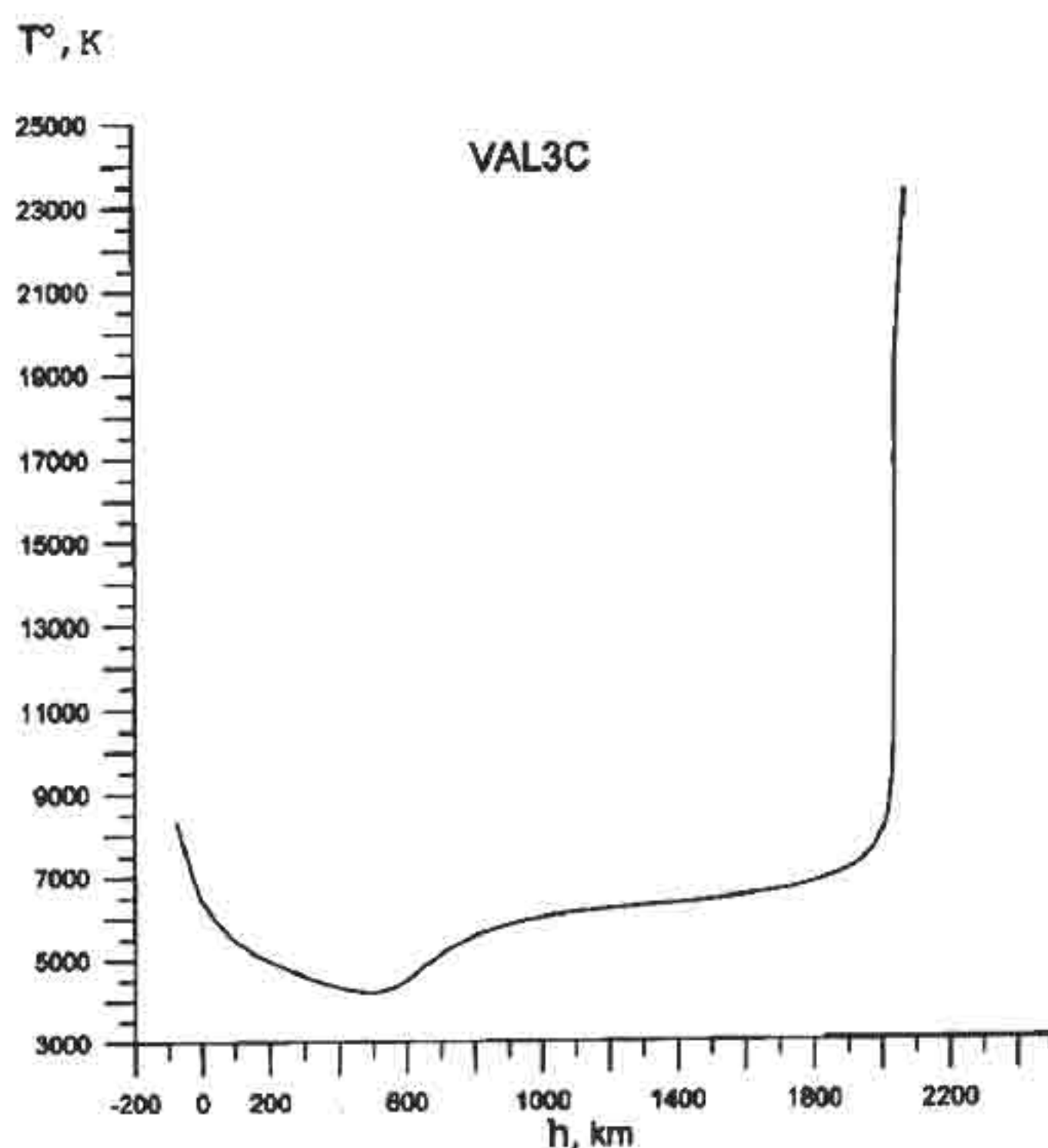


Рис.1. Распределение электронной температуры T с высотой, согласно «классической» модели среднего спокойного Солнца VAL 3C

На рис. 1 по оси абсцисс отложены значения высоты h , отсчитанные от того положения в атмосфере, для которого оптическая глубина непрерывного спектра τ_{500} на стандартной длине волны 500 нм равна единице. По оси ординат отложены значения температуры. В фотосфере (слева на рисунке) температура монотонно и плавно уменьшается с высотой вплоть до значения 4170 К на высоте около 500 км. Здесь падение температуры прекращается, она начинает увеличиваться – сначала довольно быстро, затем медленно, оставаясь почти постоянной, – пока на высоте, слегка превышающей 2000 км, не происходит резкий скачок температуры. На рис. 1 прослежен ход температуры до 30 000 К, в оригинальной модели – почти до 450 000 К, но можно уверенно утверждать, что градиент температуры остается столь же высоким, как на рисунке, пока не будет достигнута температура по-

рядка миллиона градусов. Вслед за этим температура опять изменяется довольно медленно.

Можно воспользоваться рис. 1 и назвать *хромосферой* участок, на котором наблюдается умеренный рост температуры вплоть до резкого увеличения градиента температуры. Там, где градиент температуры затем резко уменьшается, начинается *солнечная корона*. Эта область не показана на рис. 1 не только потому, что она не моделирована упомянутыми авторами, но и потому, что здесь температура не является основным регулирующим фактором; наряду с ней главная роль в установлении физических условий принадлежит магнитному полю. Корона простирается очень далеко и плавно сменяется *гелиосферой*. Гелиосфере посвящен большой самостоятельный раздел данного курса лекций. Что же касается очень узкого участка крутого градиента температуры между хромосферой и короной, то он получил название *переходной области*. Часто выделяют еще один участок, располагающийся на рис. 1 вблизи T_{min} ; он назван *областью температурного минимума*.

Изображение на рис. 1 относится к среднему спокойному Солнцу. Отдельные крупномасштабные образования на поверхности Солнца отличаются своей индивидуальной температурой и протяженностью, но сохраняют все основные морфологические особенности модели VAL 3C. Их модели также рассчитаны авторами VAL, образуя систему 6 моделей, отличающихся буквами A, B, C, D, E, F.

Приведенная выше терминология используется и по сегодняшний день. Однако смысл отдельных терминов претерпел существенные уточнения и изменения, так как широко известный рис. 1, приводимый во многих монографиях по физике Солнца, причем обычно дополняемый указаниями на локализацию мест, где образуются те или иные спектральные линии, сейчас подвергается большому сомнению. Современные представления о распределении температуры намного сложнее. Появились также новые «сферы», например, часто упоминаемая «клаптиосфера» (она же – «флактосфера»), расположенная где-то между фотосферой и хромосферой (но по своему смыслу резко отличающаяся от области температурного минимума). Подробное обсуждение этого

вопроса составляет основное содержание последующего изложения наших знаний о солнечной атмосфере.

Несмотря на то что современные модели атмосферы, особенно хромосферы, еще далеки от завершения, они совершенно чётко высвечивают одну из основных проблем не только физики атмосферы, но и всей физики Солнца в целом (а также физики солнечно-подобных звезд). Проблема состоит в том, что внешняя область лучистого равновесия – фотосфера – должна была бы продолжаться областью дальнейшего плавного снижения температуры вплоть до ее выравнивания с температурой межпланетного пространства. Существование хромосферы и короны, каковы бы ни были их конкретные свойства, резко противоречит условию лучистого равновесия. Следовательно, существуют еще какие-то источники энергии, которые наряду с энергией излучения приводят к нагреву атмосферы. Проблема так и формулируется: *Что греет хромосферу и корону?*

ГЛАВА 1

СПЕКТРОСКОПИЯ КАК ОСНОВОЙ МЕТОД НАБЛЮДЕНИЙ АТМОСФЕРЫ СОЛНЦА

Основная информация о физике Солнца заключена в излучении, и поэтому практически все инструменты для его исследований предназначены для фотометрии. В частности, при изучении солнечной атмосферы главная роль принадлежит спектрофотометрии, так что широко используются все варианты диспергирующей оптики. Конкретный выбор обусловлен как особенностью поставленной исследователем задачи, так и рассматриваемым диапазоном длин волн. В табл. 1 даны названия этих диапазонов с указанием тех областей Солнца, которые генерируют излучение на соответствующих длинах волн.

1.1. Наблюдаемый диапазон солнечного спектра

Таблица 1

Диапазоны длин волн наблюдаемого спектра атмосферы Солнца

Область спектра	Длины волн	Область Солнца
Гамма-лучи*	0,1–0,25	Мощные вспышки
Жесткий рентген*	0,25–1,0	Мощные вспышки
Рентген*	1,0–10,0	Вспышки, активная корона
Мягкий рентген*	10–40	Корона, переходная область
Далекий ультрафиолет*	40–100	Переходная область, корона
Ультрафиолет*	100 = 2000	Переходная область
Ближний ультрафиолет*	2000 = 4000	Хромосфера
Видимый свет*	4000–7000	Фотосфера, хромосфера, белые вспышки
Ближняя инфракрасная область*	7000–16000	Глубокая фотосфера
Инфракрасный спектр*	16 000– 10^5	Фотосфера
Далекая инфракрасная область	10^5 (10 μ)– 10^7 (1 мм)	Верхняя фотосфера, нижняя хромосфера
Микроволновая область	1 мм – 30 см	Хромосфера, микроволновые радиовсплески
Сантиметровый радиодиапазон		Хромосфера
Дециметровый радиодиапазон		Переходная область
Километровый радиодиапазон		Корона

* – длины волн приведены в ангстремах (10^{-8} см = 0,1 нм).

Таблица 1 составлена по нескольким литературным источникам и в основном для спокойного Солнца, поэтому возможны разночтения. В активных областях и при быстрых процессах (вспышки, радиовсплески разных типов) локализация генерации излучения в перечисленных диапазонах может существенно отличаться от приведенной в третьей колонке. Для радиоизлучения даны грубые схематические сведения.

1.2. Основные типы инструментов, применяемых при наблюдениях атмосферы Солнца

В соответствии с содержанием данного раздела курса лекций, кратко остановимся только на оптике, предназначенной для исследований фотосферы, хромосферы, переходной области и короны. В качестве примеров будет приведен инструментарий, применяемый в видимом и инфракрасном диапазонах спектра.

Питающая оптика. Наземные солнечные телескопы отличаются от звездных телескопов тем, что, не нуждаясь обычно в значительной светосиле, могут быть построены с очень большим фокусным расстоянием. Чтобы обеспечить высокое угловое разрешение, выбирают фокусное расстояние настолько большим, что трубу телескопа невозможно установить на монтировке, следящей за суточным смещением Солнца. Функцию слежения поручают соответственно смонтированным плоским зеркалам – целостатным или сидеростатным установкам, а трубой служит либо вертикальная или наклонная башня, либо длинное горизонтальное помещение. Основное внимание уделяется «астроклимату» павильонов – постоянству температуры вдоль оптической оси и около всех оптических элементов. Часто из телескопов откачивается воздух; пример – БСВТ – башенный солнечный вакуумный телескоп ИСЗФ в Байкальской астрофизической обсерватории. Борьба с турбулентностью воздушных масс за пределами павильонов осуществляется многими способами: тщательным выбором месторасположения, достаточной высотой следящей установки над почвенным слоем, хорошо отражающей солнечный свет окраской внешних стен, откачкой воздуха на оптическом пути и т. п. Но главным средством создания изображений высокого качества при наземных наблюдениях сейчас служит адаптивная

оптика. Она позволяет контролировать условия на волновом фронте, создаваемом земной атмосферой во время наблюдений, и исправлять влияние возмущений фронта либо специально сконструированной системой зеркал, либо компьютерными расчетами, либо и тем и другим.

Диспергирующая оптика. Используются в основном два вида диспергирующей оптики: дифракционные спектрографы и узкополосные светофильтры типа интерференционно-поляризационных (ИПФ). У каждого из двух видов есть свои преимущества и недостатки.

Дифракционные спектрографы. Достаточно хорошо известны как широко применяемые в практике науки и техники. Солнечные спектрографы обладают обычными оптическими схемами и отличаются только своими огромными фокусными расстояниями, необходимыми, чтобы сохранить высокое угловое разрешение питающих телескопов. Спектры ранее регистрировались на фотоэмульсию, сейчас они оцифровываются в реальном режиме времени с помощью ПЗС-матриц. Невозможно переоценить роль изученных спектрограмм в исследованиях Солнца. Пожалуй, главная их заслуга, причем не только для физики Солнца, но и для астрофизики вообще, – это определение химического состава солнечной атмосферы. Контуры ряда спектральных линий, а также распределение энергии в непрерывном спектре некоторых перечисленных в таблице диапазонов длин волн – основной инструмент построения термодинамических моделей атмосферы. Так называемые эшельные спектрограммы (полученные с дифракционной решеткой типа «эшель» в очень широком интервале длин волн за одну экспозицию) незаменимы при изучении солнечных вспышек.

Однако есть задачи, которые требуют перехода от обычного режима работы однощелевого спектрографа в режим *спектрометра*. Спектрометры (рис. 1.1) имеют в фокальной плоскости вторую щель и служат для создания специфических солнечных инструментов. Первым по времени появления в практике наблюдений оказался *спектрогелиограф*. Принцип его действия очень прост. Вторая (выходная) щель спектрометра служит для выделения в фокальной плоскости узкого спектрального интервала, содержащего одну спектральную линию или даже отдельный участок ее контура, если линия очень сильная. Цель инструмента –

создать двухмерное изображение изучаемой области в выделенном участке длин волн. Этого достигают механическим смещением изображения Солнца, созданного телескопом в плоскости первой (входной) щели, и синхронным смещением приёмника излучения, расположенного за выходной щелью.

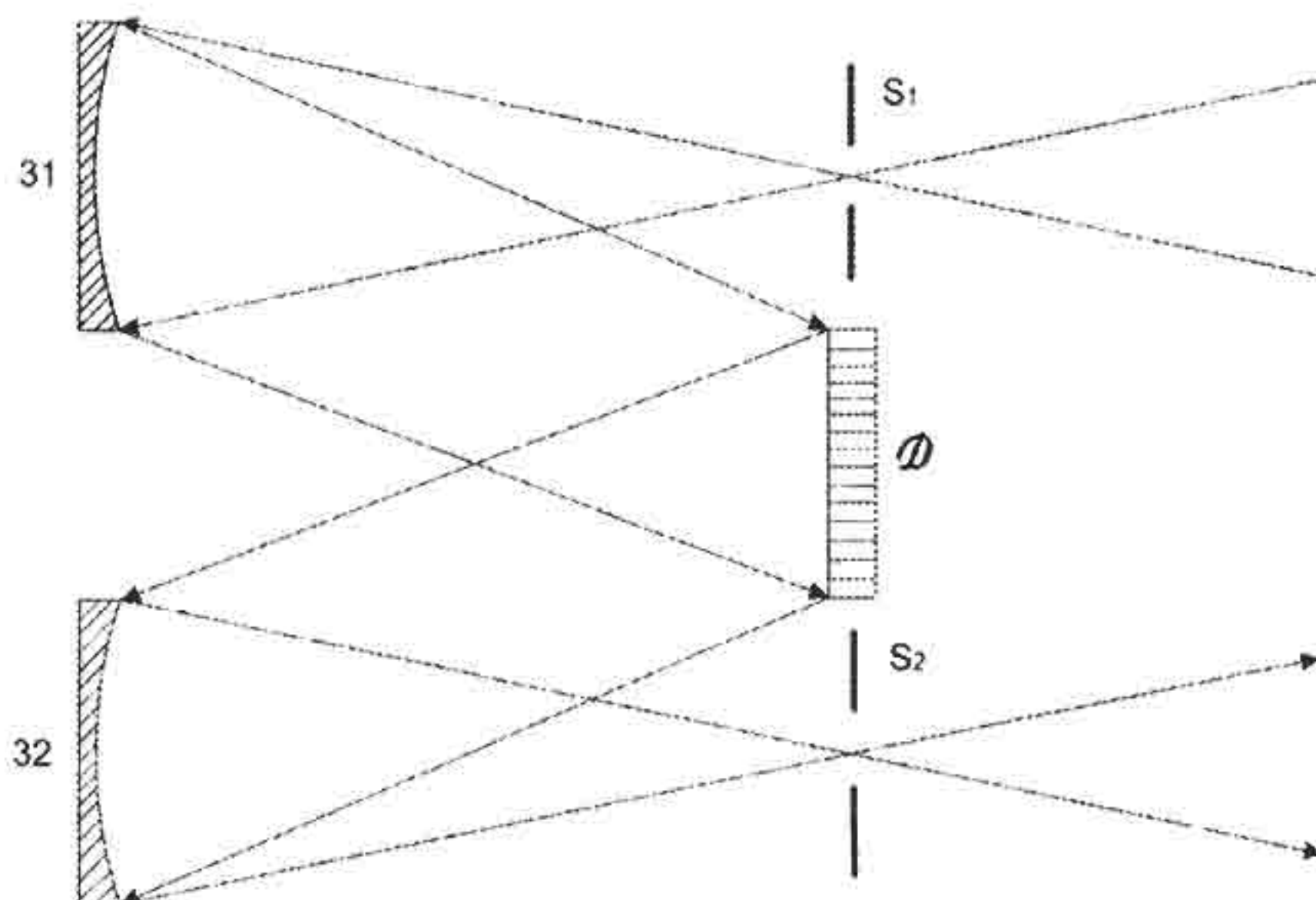


Рис. 1.1. Схема дифракционного спектрографа.

S_1 – входная щель спектрографа; S_2 – выходная щель спектрографа; D – дифракционная решетка; 31 – коллиматорное зеркало; 32 – зеркало камеры

Спектрогелиографы успешно использовались главным образом при фотографировании хромосферы в лучах сильной линии $H\alpha$ водорода и сильной линии К ионизованного кальция ($Ca II$). До сих пор многолетние архивы обсерваторий, в которых сохраняются такие спектрогелиограммы, служат для изучения активности Солнца. В наше время наземные обсерватории для построения двухмерных изображений чаще используют ИПФы, но на космических аппаратах спектрогелиографы, работающие в лучах сильных линий ультрафиолетового и дальнего ультрафиолетового диапазонов, являются главными средствами при мониторинге солнечной «погоды».

Другой очень важный образец прибора, работающего в режиме спектрометра, – *магнитограф*. Магнитографы во всех своих многочисленных версиях являются технически очень сложными инструментами. Принцип действия основан на расщепле-

нии фраунгоферовых линий в обратном эффекте Зеемана. Когда луч зрения совпадает с направлением силовых линий магнитного поля («продольное» поле), линия поглощения расщепляется на две противоположно поляризованные по кругу σ -компоненты; в случае «поперечного» поля она расщепляется на две линейно поляризованные вдоль луча зрения σ -компоненты и одну линейно поляризованную перпендикулярно лучу зрения π -компоненту. Длина волны π -компоненты совпадает с длиной волны центра невозмущенной линии; смещения σ -компонент от центра пропорциональны магнитному полю. В сильных полях солнечных пятен обратный эффект Зеемана на спектрограммах хорошо заметен у многих линий поглощения невооруженным глазом. Однако вне пятен слабость полей и условия наблюдения не позволяют обнаружить или тем более измерить зеемановские смещения. На помощь приходят магнитографы. Это очень чувствительные фотоэлектрические приборы, но и для них измерять малые смещения длины волны затруднительно, так как смещения могут быть меньше собственной ширины компонент и компоненты налагаются друг на друга. Поэтому используется такое свойство эффекта Зеемана, как поляризация компонент.

На рис.1.2 показана схема спектрометра, используемая в первых магнитографах, созданных Х. В. и Х. Д. Бэбкоками. Выходная щель спектрометра занимает фиксированное положение относительно шкалы длин волн. Прошедший через нее световой сигнал F состоит из доли, создаваемой компонентой σ_1 , и из доли, создаваемой компонентой σ_2 . Допустим, что удалось каким-то способом погасить сигнал от σ_1 , тогда через щель пройдет и будет зарегистрирован приемником излучения только сигнал от σ_2 . Результирующий сигнал изменится на величину ΔF (зачерненную на схеме). Измеренное значение ΔF при соответствующей калибровке прибора позволит оценить напряженность магнитного поля. В случае продольного магнитного поля способ, которым можно попеременно гасить ту или иную σ -компоненту, подсказывается тем, что две компоненты поляризованы по кругу в противоположных направлениях. Тогда достаточно поставить перед входной щелью спектрометра анализатор циркулярно поляризованного света, пропускающий свет только одной из компонент. Чтобы иметь и сравнивать между собой сигнал в отсутст-

вии поля и сигнал от поля, нужна модуляция – попеременное включение и выключение анализатора. Технические детали устройства анализаторов и модуляторов я опускаю. Скажу только, что сейчас имеется возможность измерять поле и в более сложном случае поперечного магнитного поля (вектор-магнитографы). Есть вариант совмещения свойств магнитографа и спектрогелиографа – панорамные магнитографы. Наиболее совершенный тип современных магнитографов – *стоксметр*, одновременно измеряющий четыре параметра Стокса, полно описывающих все свойства поляризованного света.

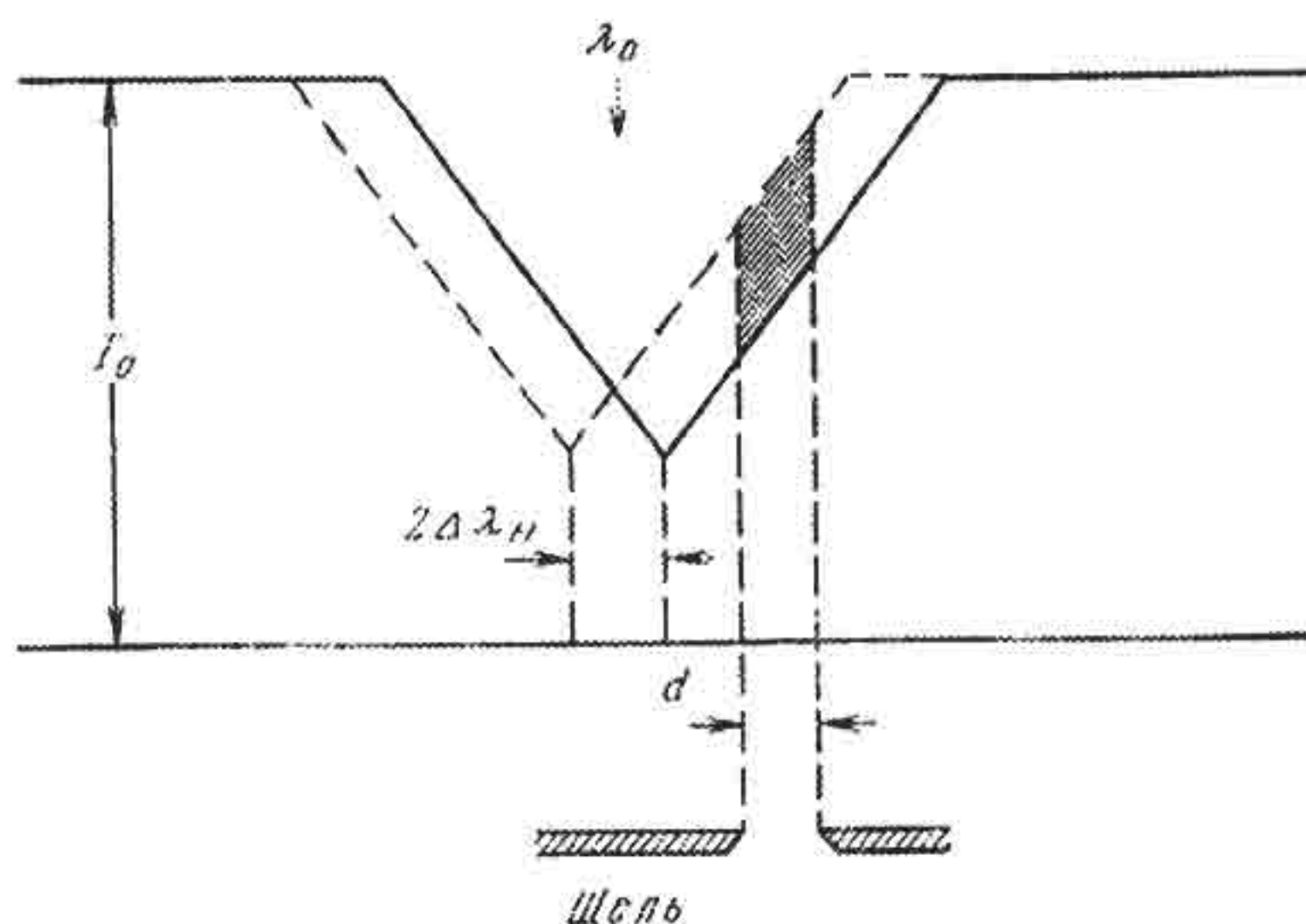


Рис. 1.2. Схема магнитографа Бэбкоков, предназначенного для измерения продольного магнитного поля. λ_0 – длина волны центра несмещенной линии поглощения; I_0 – интенсивность непрерывного спектра; $\Delta\lambda_H$ – смещение зеемановской σ – компоненты, зависящее от напряженности магнитного поля H ; d – ширина выходной щели спектрометра (из книги Р. Брея, Р. Лоухеда «Солнечные пятна»)

Самостоятельный интерес представляет калибровочное устройство магнитографов. В нем в качестве репера смещений длины волны $\Delta\lambda_m$ используется известная величина смещения, обусловленная эффектом Доплера из-за вращения Солнца вокруг своей оси. То дополнительное приспособление, которое предназначено для измерения лучевой скорости вращения, настолько чувствительно, что дает возможность измерять и лучевые скорости, обусловленные собственными движениями плазмы на иссле-

дуемых площадках солнечной атмосферы. Таким образом, магнитографы одновременно служат *тахометрами* (*лямбдаметрами*), позволяющими измерять поля лучевых скоростей.

Спектрографы и спектрометры обладают общим важным недостатком – одномерностью. Они способны давать изображение Солнца только на участке, ограниченном шириной входной щели. Да, существуют спектрогелиографы и панорамные магнитографы, но у них двухмерность изображения создается за счет более или менее продолжительного сканирования анализируемого участка. При этом утрачивается столь важное свойство инструмента как высокое временное разрешение. Лишены этого недостатка двухмерные изображения, полученные с помощью интерференционно-поляризационных фильтров (*ИПФ*), чаще всего системы Лио.

Принцип действия ИПФ Лио основан на том, что интерференция поляризованных лучей света зависит от длины волны. При работе с поляризованным светом используются поляризаторы, которые преобразуют естественный свет в линейно поляризованный, и фазовые пластинки, которые вносят в излучение разность хода в $\lambda/4$. В ИПФ поляризаторы и фазовые пластинки последовательно чередуются: одна *ступень* ИПФ состоит из двух поляризаторов P_1 и P_2 , между которыми расположен двоякопреломляющий монокристалл K , выполняющий роль фазовой пластинки (рис. 1.3). На рис. 1.3 показаны оптические оси α и γ кристалла, а оптические оси поляризаторов взаимно параллельны и составляют угол в 45° относительно осей α и γ . Параллельный пучок белого света, падающий нормально на поляризатор P_1 , после своего прохождения через него линейно поляризуется. Проходя через пластинку K , свет разлагается на обыкновенный и необыкновенный лучи, разность хода которых зависит от толщины пластинки и от длины волны. Поляризатор P_2 сводит оба колебания в одну плоскость, где они интерферируют. Получающаяся интерференционная картина состоит из чередующихся двух максимумов и одного минимума прошедшего через ступень света; длины волн экстремумов зависят от толщины фазовой пластинки. Если с помощью обычного цветного фильтра убрать полосу вокруг одного из максимумов (например, λ_2), то действие одной ступени ИПФ будет аналогично действию широкополосного све-

тофильтра с максимумом пропускания на длине волны λ_1 . Уменьшить ширину пропускания можно путем последовательного сложения нескольких ступеней в одну стопу, причем выгодно толщину каждой следующей фазовой пластинки удваивать.

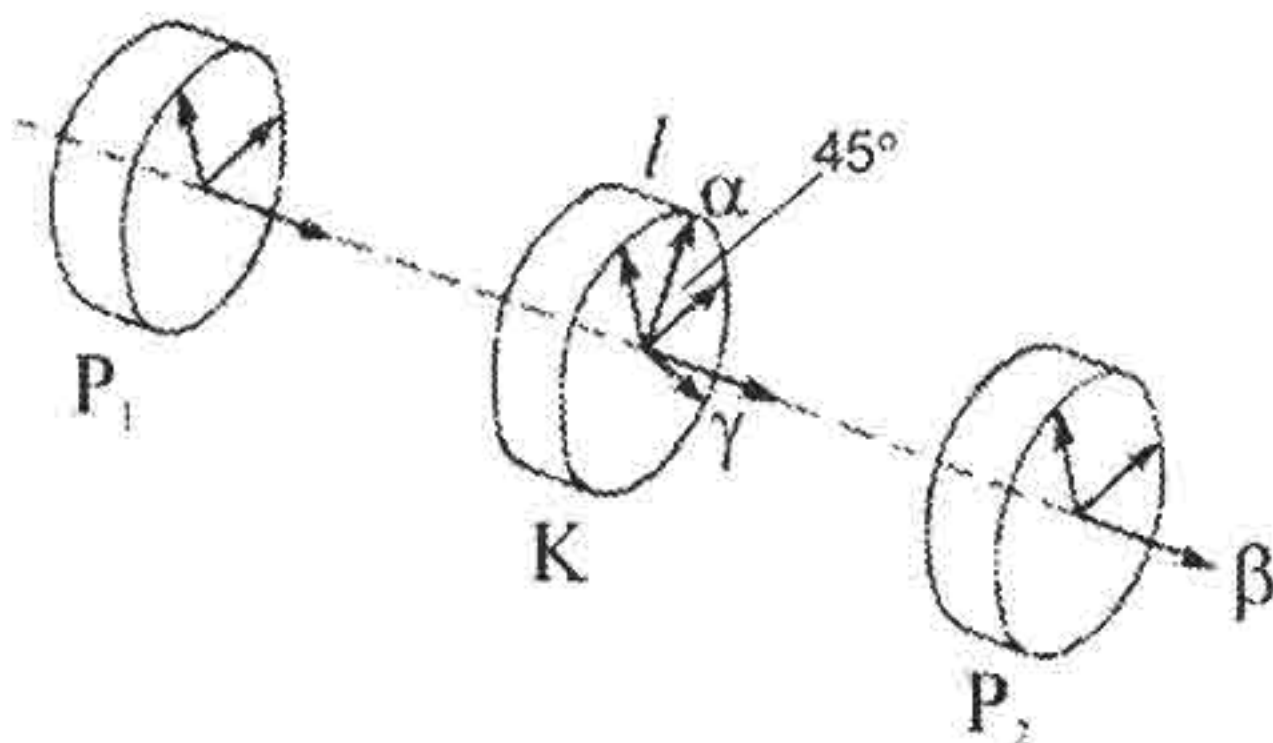


Рис. 1.3. Схема одной ступени интерференционно-поляризационного фильтра (смысл обозначений см. в тексте). (Рисунок заимствован из книги «Курс астрофизики и звёздной астрономии», рис. 283)

На рис. 1.4 показана стопка, составленная из шести ступеней. Расстояние в длинах волн между двумя пропущенными стопой полосками света определяется толщиной первой – самой тонкой пластинки K_1 , а полуширина полос пропускания I и II определяется толщиной последней, самой толстой, пластинки (в данном случае – толщиной пластинки K_6). Полоска II легко убирается цветным стеклом. На практике ИПФ имеют гораздо больше ступеней, чем показано на рис. 1.4. Узость ширины пропускания может быть доведена до десятых долей ангстрема.

ИПФ в наземных обсерваториях почти полностью заменили спектрогелиографы и даже начинают применяться в качестве диспергирующей оптики в магнитографах. На рис. 1.5 и 1.6 в качестве примеров показаны фильтрограммы в лучах линии $H\alpha$ (полный диск, Байкальская астрофизическая обсерватория) и резонансной линии $BaII$ (активный участок диска в синем и красном крыльях линии; Голландский телескоп на острове Тенерифе, ИПФ работы ИСЗФ) соответственно.

Установленные на современных больших солнечных телескопах, работающих в режиме адаптации изображения, узкополосные фильтры позволили в последние годы получить столько новой информации об атмосфере Солнца, что теория не успевает

её адекватно интерпретировать; солнечная физика сейчас переживает некоторый кризис. Как это ни странно, ряд ученых видит одну из причин кризиса в недостаточно(!) узкой ширине применяемых ИПФ; особенно, из-за сложной формы контуров популярных линий H и K CaII нуждаются в модернизации ИПФ, настроенные на эти линии. Уже появился новый вид фильтра, использующий в качестве диспергирующего блока эталон Фабри – Перо. Интерферометр Фабри – Перо действует на основе многолучевой интерференции при отражении света от параллельных зеркальных поверхностей. Полученные с его помощью двумерные изображения сочетают в себе высокое пространственное, временное и спектральное разрешение, но пока еще устройство работает не в области длин волн, где расположены линии H и K Ca II, а только в области линий инфракрасного триплета Ca II.

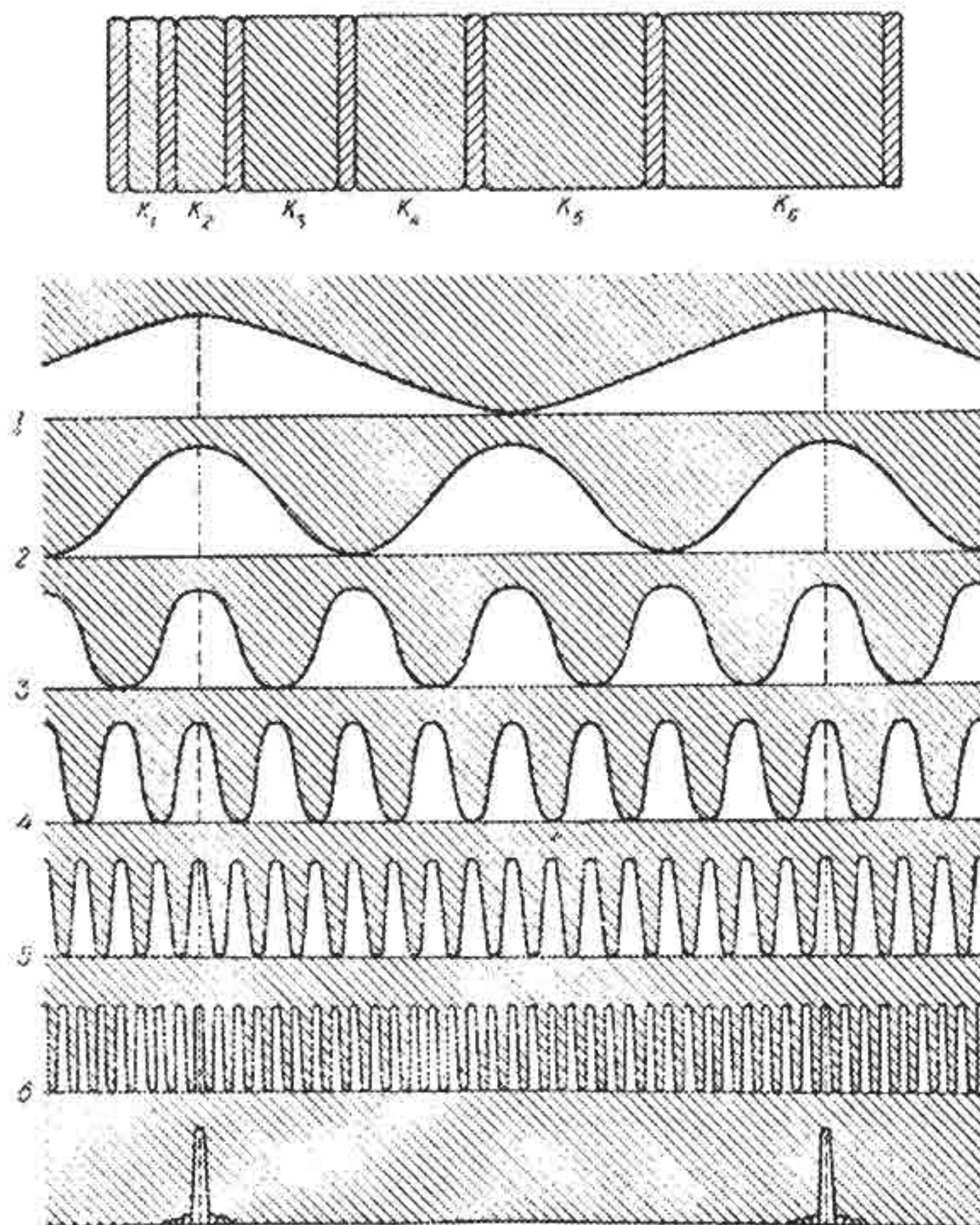


Рис. 1.4. Схема шестиступенчатой стопы ИПФ. (Рисунок заимствован из книги «Курс астрофизики и звездной астрономии», рис. 285)

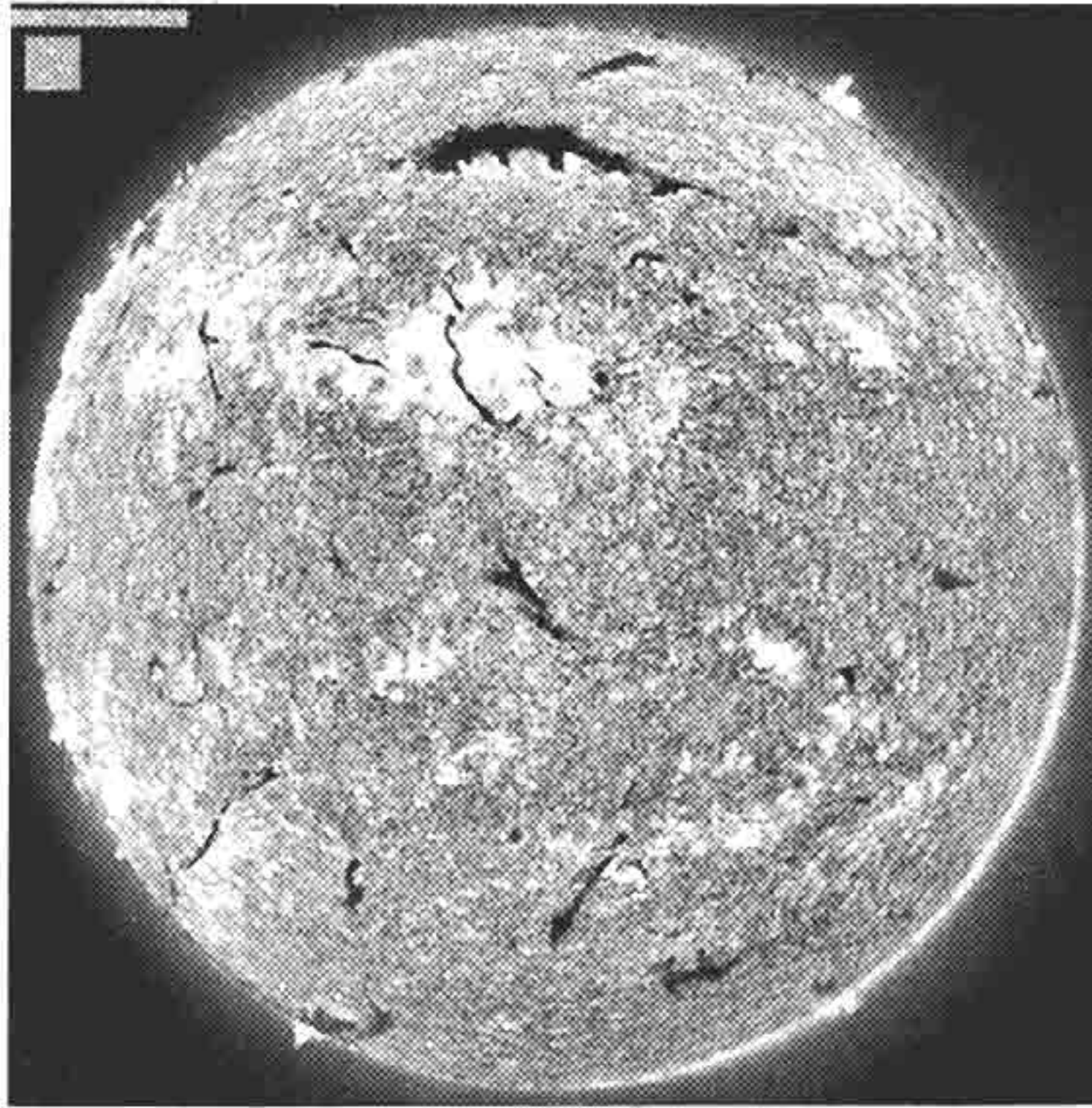


Рис. 1.5. Фiltroграмма полного диска Солнца в лучах хромосферной линии H α водорода (Байкальская астрофизическая обсерватория)

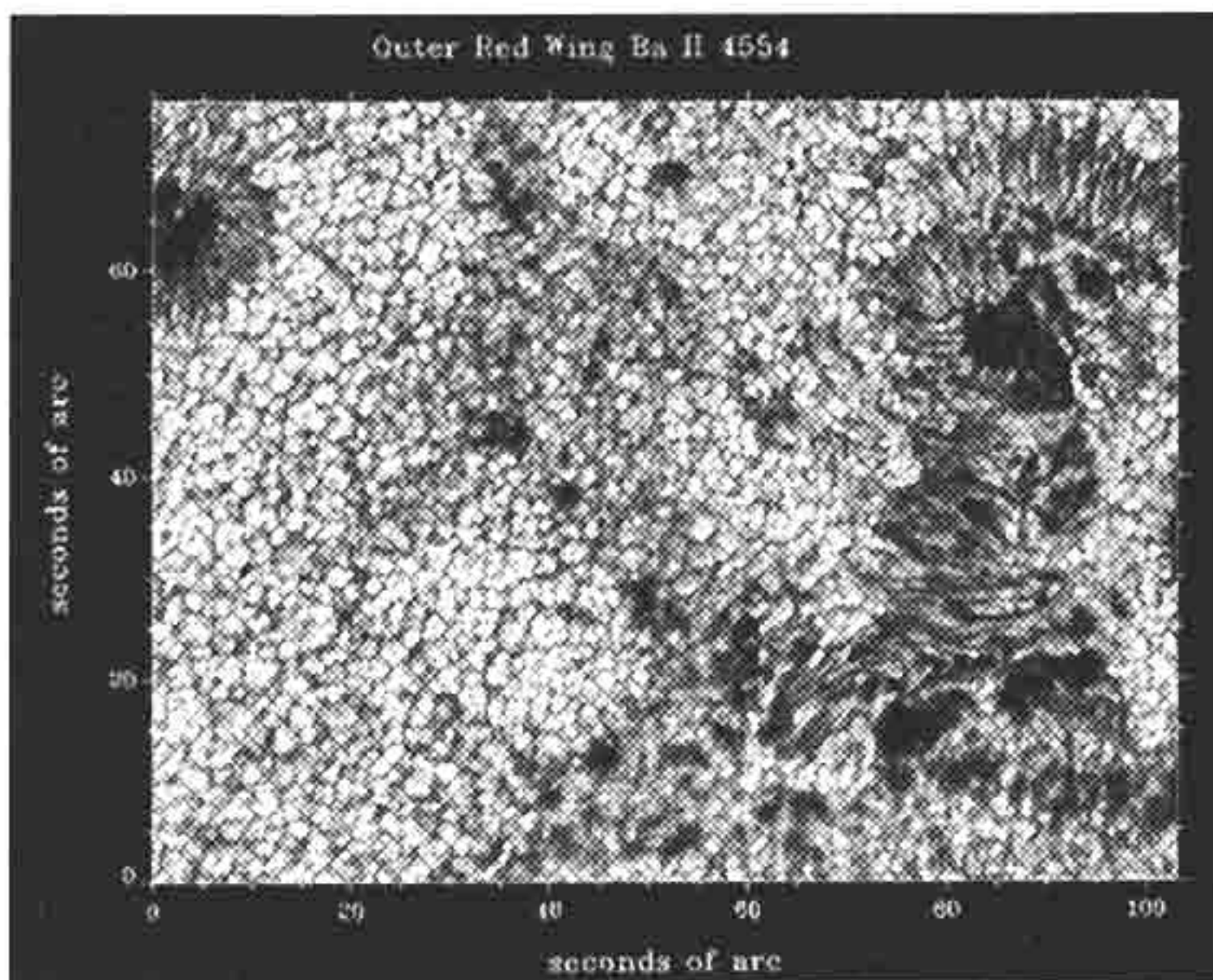


Рис. 1.6. Фiltroграмма участка солнечной поверхности, полученная в красном крыле линии Ba II 4554 Å на Шведском телескопе обсерватории Ла Палма с ИПФ работы В.И. Скоморовского (Рисунок заимствован из статьи Sutterlin P., Rutten R., Skomorovsky V. I. // *Astronomy and Astrophysics*. 2001. Vol. 378. P. 251–256)

ГЛАВА 2

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

2.1. Параметры, регулирующие перенос излучения

2.1.1. *Параметры поля излучения*

Изучение солнечной атмосферы опирается на три кита – теорию переноса излучения, гидродинамику и теорию плазмы (включая магнитогидродинамику). Понять многие проблемы физики Солнца можно путем самосогласованного решения основных уравнений каждого из этих разделов физики, а именно уравнений сохранения движения, импульса, энергии и т. п. Разумеется, это сложнейшая нелинейная задача, и пока еще теоретики практически её окончательно не решили. Так как излучение – главный источник информации о Солнце, моделировать атмосферу стали (в первой половине XX в.) с теории переноса излучения в его простейшем варианте – со статической одномерной плоскопараллельной атмосферы. Независимо от принятых предположений, необходимо, прежде всего, определить, какие параметры поля излучения можно получить из наблюдений, и как они связаны с процессами взаимодействия излучения с солнечной плазмой.

Поле излучения представляет собой совокупность частиц, движущихся со скоростью света и обладающих энергией $h\nu$, где ν – частота. Наблюдатель регистрирует фотоны, распространяющиеся в определенном направлении, и только это направление его интересует.

Выделим из полной сферы с центром в начале координат элементарную площадку вокруг заданного направления (рис. 2.1), площадка называется элементом телесного угла $\Delta\omega$; он измеряется площадью, вырезаемой на сфере единичного радиуса его образующими. Единицей измерения телесного угла служит стерадиан. Если данное направление имеет сферические координаты l, θ, φ , то элемент телесного угла

$$d\omega = \sin \theta d\theta d\varphi.$$

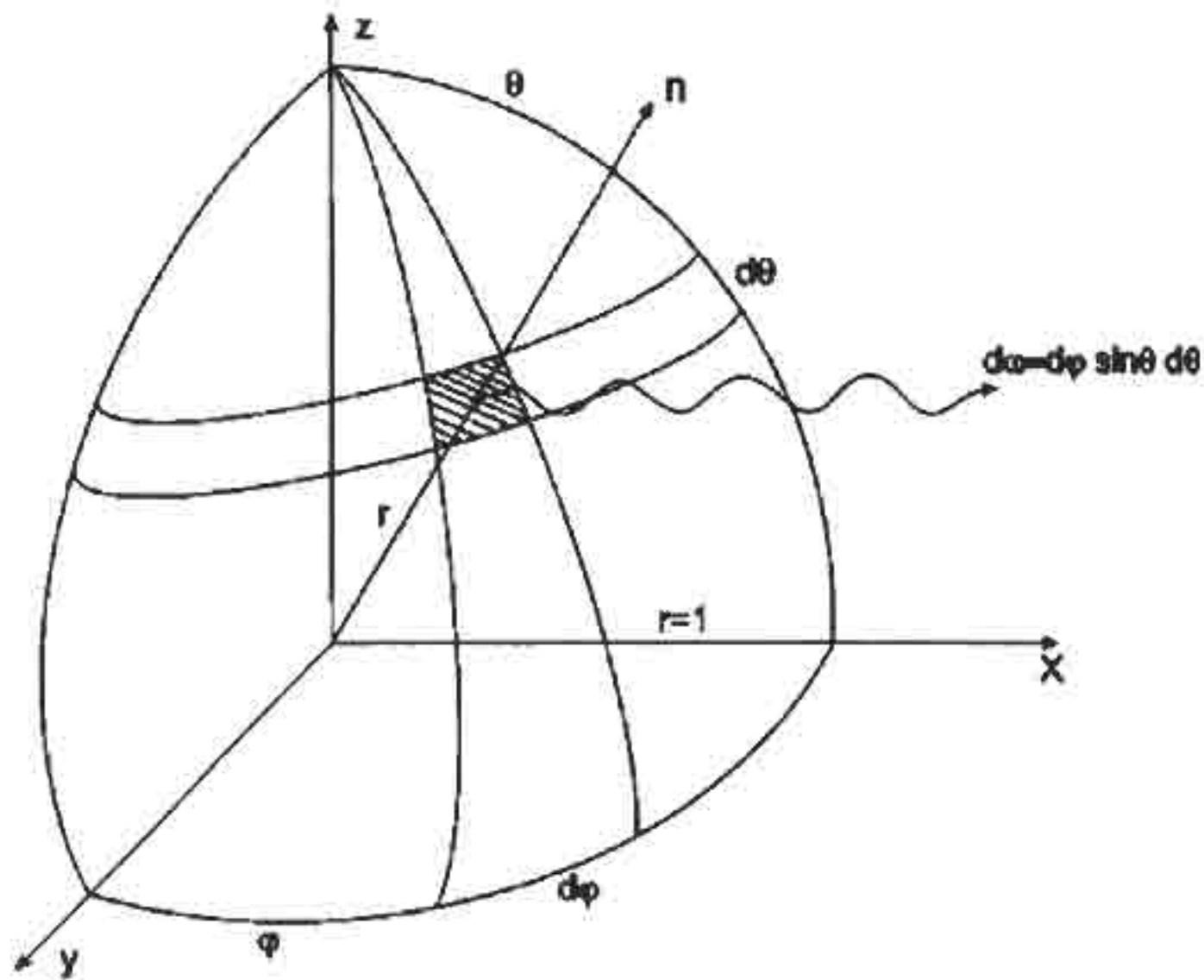


Рис. 2.1. Элемент телесного угла $d\omega$

Пусть A есть некоторая физическая величина, обладающая осевой симметрией, т. е. не зависящая от азимутального угла ϕ . Тогда

$$\int_{4\pi} A(\omega) d\omega = 2\pi \int_0^\pi A(\theta) \sin\theta d\theta = 2\pi \int_{-1}^1 A(\mu) d\mu,$$

где $\mu \equiv \cos\theta$.

Дальше будем иметь дело только с осесимметричным и не зависящим от времени (стационарным) полем излучения.

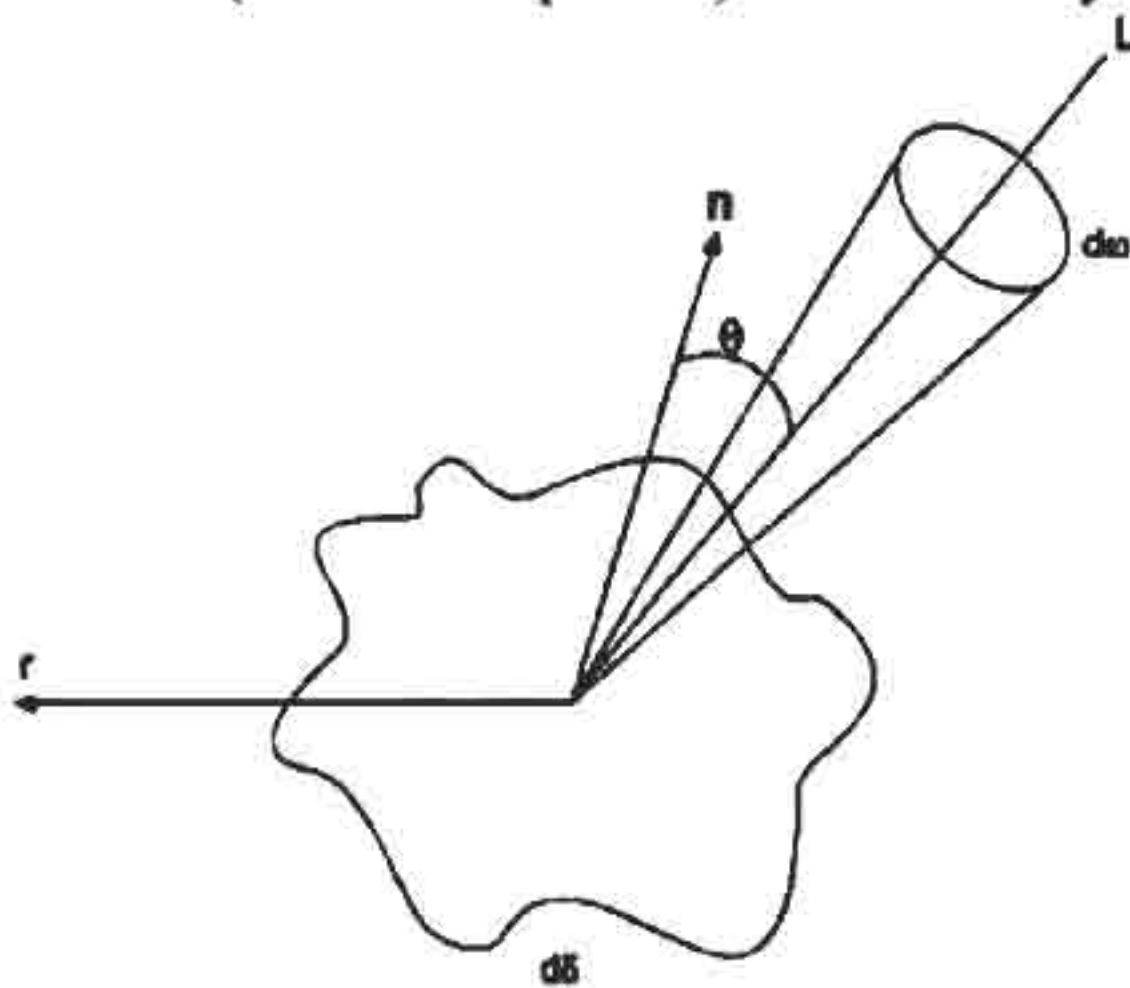


Рис. 2.2. Определение удельной интенсивности излучения $I_v(\vec{r}, \omega)$

Выберем в поле излучения на расстоянии r от начала координат элемент площади $d\sigma$ с нормалью к нему n (рис. 2.2.) и найдем энергию излучения, проходящего в единицу времени через $d\sigma$ под углом θ к нормали n в пределах телесного угла $d\omega$ и в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$. Очевидно, имеет место пропорциональность:

$$dE_\nu(r, \omega) = I_\nu(r, \theta) d\sigma \cos \theta d\nu d\omega, \quad (2.1)$$

поскольку количество энергии, проходящей через площадку внутри данного телесного угла, определяется величиной не самой площадки, а величиной её проекции на плоскость, перпендикулярную лучу зрения L . Коэффициент пропорциональности $I_\nu(r, \theta)$ называется удельной интенсивностью излучения. Таким образом, *удельная интенсивность излучения* есть количество энергии в единичном интервале частот (1 Гц), проходящее за единицу времени (1 с) по нормали ($\cos \theta = 1$) к единичной площадке (1 см^2) в пределах единичного телесного угла (1стерадиан). Размерность интенсивности $[I_\nu] = \text{эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ Гц}^{-1} \text{ стерадиан}^{-1}$.

Самое важное в определении удельной интенсивности (или просто *интенсивности*) – это то, что рассматривается излучение, идущее в конкретном направлении. Если луч света вышел из среды в вакуум, то по определению вакуума в нем не рождаются и не исчезают фотоны. Следовательно, в вакууме интенсивность не изменяется с расстоянием от источника излучения. *Интенсивность I_ν есть инвариант расстояния*, и поэтому она является основным параметром поля излучения.

Через площадку $d\sigma$ проходят лучи всех направлений, но с разной интенсивностью $I_\nu(r, \theta)$. В среднем по всем направлениям интенсивность будет равна

$$J_\nu(r) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_\nu(r, \omega) d\omega = \frac{1}{2} \int_0^\pi I_\nu(r, \theta) \sin \theta d\theta = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_\nu(r, \mu) d\mu, \quad (2.2)$$

т. е. средняя интенсивность $J_\nu(r)$ равна моменту нулевого порядка по μ от удельной интенсивности.

Чтобы найти полное количество энергии, прошедшей за единицу времени через площадку $d\sigma$ во всех направлениях, надо

проинтегрировать выражение (2.1) по полному телесному углу. Получим

$$d\varepsilon_{\nu}(r) = \int_{4\pi} dE_{\nu}(r, \omega) d\omega = 2\pi d\sigma d\nu \int_0^{\pi} I_{\nu}(r, \theta) \cos\theta \sin\theta d\theta.$$

Обозначим

$$H_{\nu}(r) \equiv 2\pi \int_0^{\pi} I_{\nu}(r, \theta) \sin\theta \cos\theta d\theta \equiv 2\pi \int_{-1}^1 I_{\nu}(r, \mu) \mu d\mu. \quad (2.3)$$

Величина $H_{\nu}(r)$, пропорциональная моменту первого порядка по μ от удельной интенсивности, называется *поток*ом излучения. Поток – это количество энергии в единичном интервале частот (1 Гц), проходящее за единицу времени (1 с)) через произвольно ориентированную единичную площадку (1 см²). Размерность потока $[H_{\nu}] = \text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{Гц}^{-1}$.

Проинтегрированные по всем частотам монохроматические значения $I_{\nu}, J_{\nu}, H_{\nu}$ называются *полными* или *интегральными* величинами интенсивности, средней интенсивности и потока соответственно.

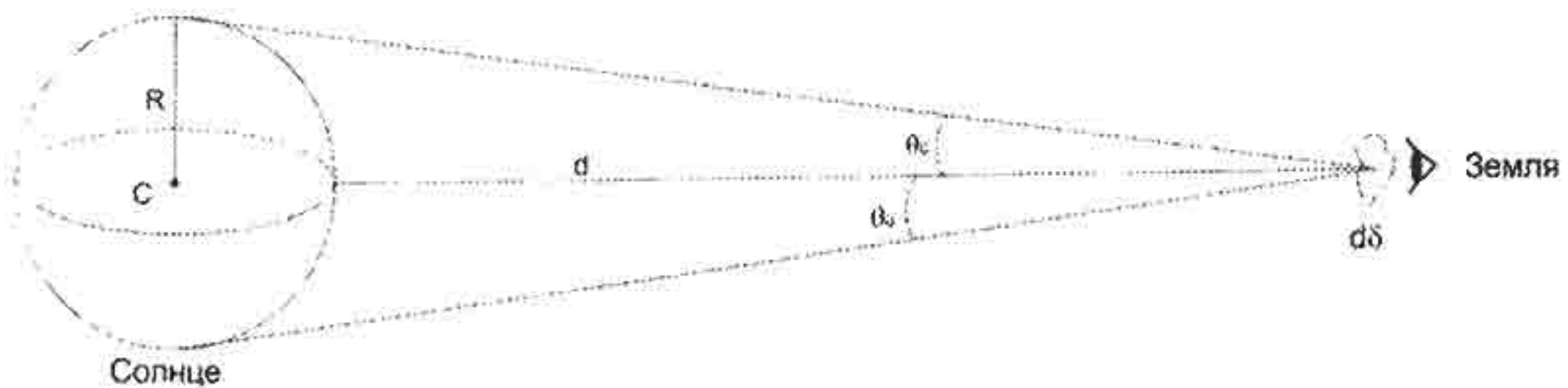


Рис. 2.3. К определению понятия «иррадиация»

Для геофизики особенно важна та часть потока излучения Солнца, которая выходит с его поверхности и достигает Земли. Эта величина называется *иррадиацией*. Рисунок 2.3 показывает, как виден светящийся шар радиуса R с площадки $d\sigma$, расположенной на расстоянии d от центра сферы C . Полный поток с поверхности шара, приходящий на площадку $d\sigma$ со всех возможных направлений, обозначим \tilde{H} . Все возможные направления огра-

ничены максимальным раствором телесного угла, под которым виден шар с площадки, или углом θ_0 . Следовательно,

$$\tilde{H} = 2\pi \int_0^{\theta_0} I \cos \theta \sin \theta d\theta \approx 2\pi \tilde{I} \frac{\sin^2 \theta}{2} = \pi \tilde{I} \left(\frac{R}{d}\right)^2.$$

Здесь \tilde{I} – интенсивность, усредненная по той части поверхности шара, которая видна с площадки $d\sigma$. (Точное значение \tilde{I} должно было бы учесть потемнение к краю диска). Таким образом, в отличие от интенсивности, поток не является инвариантом расстояния, а изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния.

Так как известны угловой диаметр солнечного диска, распределение интенсивности по диску («закон потемнения к краю диска») и расстояние от Земли до Солнца, то легко вычислить солнечную иррадиацию, причем не только для полного, болометрического, потока, но и для отдельных, наиболее важных для геофизики диапазонов солнечного спектра. Геофизики называют полную иррадиацию *солнечной постоянной*. По определению, солнечная постоянная – это полное количество солнечной энергии, проходящей за 1 мин через перпендикулярную к направлению на Солнце площадку в 1 см^2 , находящуюся на среднем расстоянии Земли от Солнца за пределами земной атмосферы. Солнечная постоянная равна $1,374 \cdot 10^6 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ или $1,97 \text{ кал см}^{-2} \text{ мин}^{-1}$.

2.1.2. Параметры взаимодействия излучения с плазмой

На своем пути внутри Солнца поток фотонов непрерывно изменяется за счет взаимодействия с окружающей плазмой. Уменьшение интенсивности излучения может происходить двумя способами. Во-первых, энергия излучения может теряться вследствие ее преобразования в другую форму – большей частью, в тепло. Этот процесс называется чистым поглощением. Во-вторых, пучок фотонов, сохранив свою энергию, может изменить свое направление, так что интенсивность в заданном направлении уменьшится. Такой процесс называется рассеянием. Иногда трудно распознать (или в этом нет необходимости), с чем мы имеем дело, так что часто оба процесса именуют поглощением.

Не вдаваясь пока в подробности физики процессов, введем параметры, количественно характеризующие их эффективность.

Итак, если на отрезке пути ds интенсивность $I_\nu(s)$ изменилась на величину $dI_\nu(s)$, то это изменение должно быть пропорционально падающей на объем интенсивности и длине пути внутри объема:

$$dI_\nu(s) = -\kappa_\nu(s)I_\nu(s)ds. \quad (2.4)$$

Коэффициент пропорциональности $\kappa_\nu(s)$ в выражении (2.4) называется *объемным коэффициентом поглощения*. Его размерность получается из соотношения $[\kappa_\nu] = \frac{[dI_\nu]}{[I_\nu]} [s]^{-1} = [s]^{-1} = \text{см}^{-1}$.

Коэффициент поглощения может рассчитываться не на единицу объема, а на одну частицу, так что $a_\nu = \frac{\kappa_\nu}{n}$ (n – концентрация поглощающих частиц). Тогда $[a_\nu] = \text{см}^2$, и эта величина называется *поперечным сечением*. Очень часто используют коэффициент поглощения κ_ν^g , рассчитанный на 1 г плазмы, так что $\kappa_\nu^g = \kappa_\nu / \rho$, где ρ – плотность плазмы. Величину κ_ν^g (её размерность $\text{см}^2/\text{г}$) называют *непрозрачностью*. Когда известно, что интенсивность излучения изменяется из-за процессов рассеяния, то аналогичный коэффициенту $\kappa_\nu(s)$ коэффициент $\sigma_\nu(s)$ называется *коэффициентом рассеяния*.

В пучке фотонов, проходящих в объёме dV в пределах телесного угла $d\omega$, могут появиться новые фотоны – например, из-за спонтанного разрушения ранее возбужденного атомного энергетического уровня или по другим причинам. Количество новой энергии излучения в единицу времени будет

$$dE_\nu = j_\nu dV d\nu. \quad (2.5)$$

Коэффициент пропорциональности в выражении (2.5) называется *коэффициентом излучения* или *излучаемостью*. Коэффициент излучения j_ν – это энергия, излученная единицей объема (см^3) в пучок лучей шириной в 1 стерадиан в полосе частот 1 Гц в течение 1 с. Размерность $[j_\nu] = \text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \text{с}^{-1} \text{Гц}^{-1} \text{стерадиан}^{-1}$.

2.1.3. ФУНКЦИЯ ИСТОЧНИКОВ

Изменение количества энергии излучения в единице объема зависит от того, как соотносятся между собой коэффициенты поглощения и излучения. Их отношение

$$S_v \equiv \frac{j_v}{\kappa_v} \quad (2.6)$$

называется *функцией источников* и представляет собой фундаментальную величину, характеризующую процессы взаимодействия излучения и плазмы. Размерность функции источников $[S_v] = \text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{Гц}^{-1} \text{стерадиан}^{-1}$ совпадает с размерностью интенсивности излучения.

При наличии различных процессов поглощения и излучения функция источников рассчитывается путем суммирования всех коэффициентов поглощения и суммирования всех коэффициентов излучения, т. е. полная функция источников $S_v^{total} = \sum j_v / \sum \kappa_v$. Наиболее часто приходится независимо рассматривать процессы поглощения и излучения в непрерывном спектре, с одной стороны, и в отдельных спектральных линиях – с другой. Тогда

$$S_v^{tot} = \frac{j_v^c + j_v^L}{\kappa_v^c + \kappa_v^L}, \quad (2.7)$$

где значки «с» и «L» относятся к континууму и к линии соответственно. Обычно вводится параметр $\eta_v \equiv \frac{\kappa_v^L}{\kappa_v^c}$, так что

$$S_v^{tot} = \frac{S_v^c + \eta_v S_v^L}{1 + \eta_v}. \quad (2.8)$$

2.2. Уравнение переноса излучения

Уравнение переноса излучения – это закон сохранения энергии для поля излучения. Очевидно, что на отрезке пути ds

$$dI_v(s) \equiv I_v(s + ds) - I_v(s) = j_v(s)ds - \kappa_v(s)I_v(s)ds$$

или

$$\frac{dI_v(s)}{\kappa_v(s)ds} = S_v(s) - I_v(s).$$

Назовем *оптической толщиной* безразмерный параметр τ_v , определяемый равенством

$$d\tau_v \equiv \kappa_v(s)ds. \quad (2.9)$$

Уравнение

$$\frac{dI_v}{d\tau_v} = S_v - I_v$$

называется *уравнением переноса излучения*. Нетрудно написать формальное решение этого обыкновенного дифференциального уравнения первого порядка относительно $I_v(s)$. Однако физическое решение зависит от многих факторов, прежде всего – от поведения функции источников и от геометрии излучающего объема.

Наиболее просто выглядит формальное решение, когда на пути фотонов нет источников, т. е. $S_v = 0$. Тогда $I_v(\tau_v) = I_v(0)\exp(-\tau_v)$. Пусть $\tau_v = 1$; тогда $I_v(\tau_v)/I_v(0) = e^{-1}$. Это помогает понять смысл оптической толщины. *На геометрической толщине слоя, оптическая толщина которого равна единице, интенсивность излучения уменьшается в e раз.* Принято называть слой, для которого $\tau_v < 1$, *оптически тонким*; при $\tau_v \geq 1$ слой называется *оптически толстым*.

С точки зрения геометрических особенностей уравнения переноса, атмосфера Солнца делится на две части – фотосфера, хромосфера и переходная область, с одной стороны, корона – с другой. В первом случае размеры вдоль радиуса Солнца перечисленных зон каждой в отдельности и даже совместный их размер много меньше соответствующих радиусов кривизны. Поэтому направления нормалей к лучу зрения (s) на всех глубинах z почти параллельны друг другу (рис. 2.4). Такое представление об атмосфере называется *плоскопараллельным приближением*.

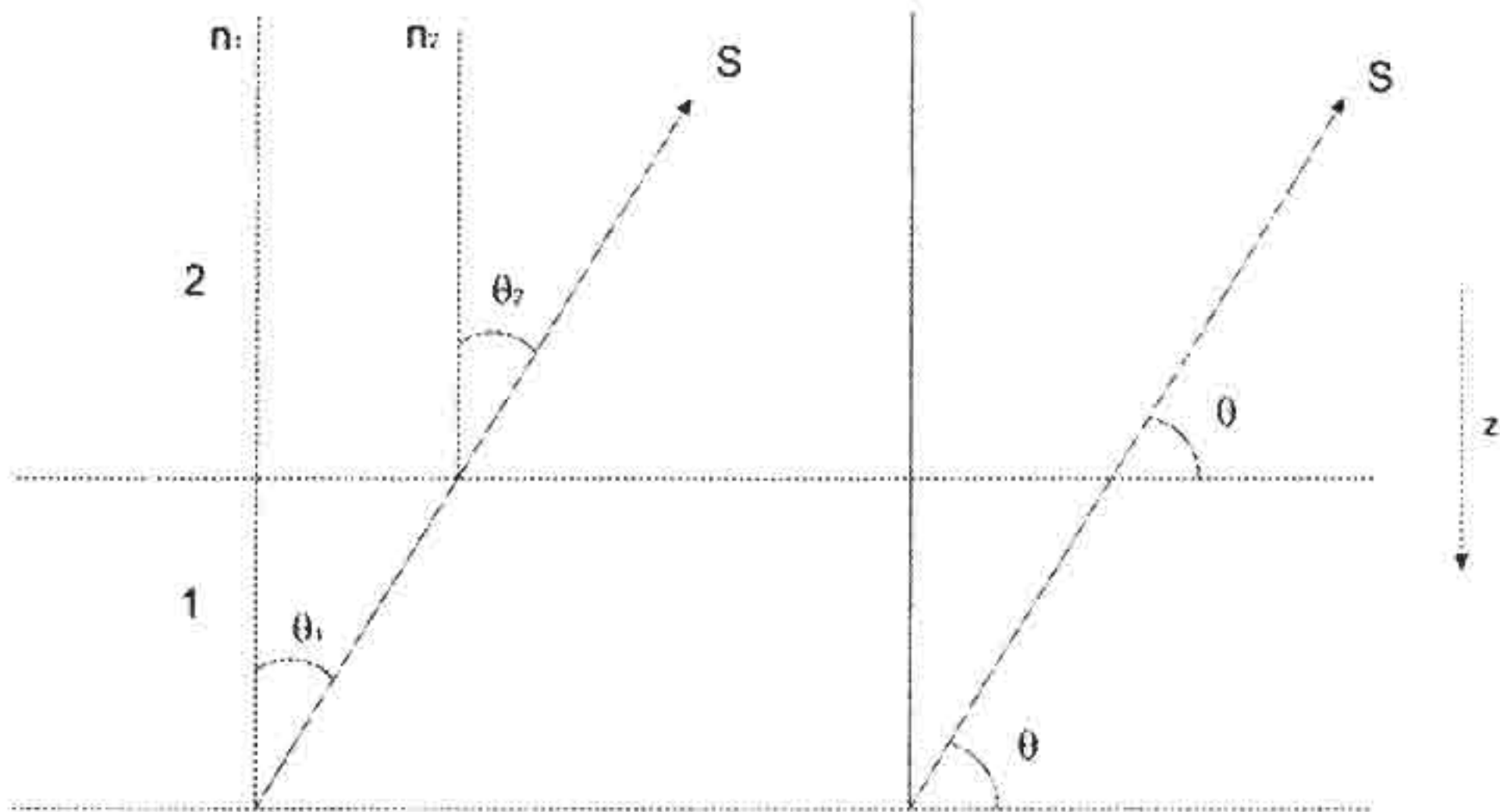


Рис. 2.4. Схема плоскопараллельной атмосферы. z – глубина

До сих пор в качестве независимой переменной мы рассматривали произвольно ориентированный отрезок пути пучка фотонов. Теперь, для плоскопараллельной атмосферы, в качестве переменной выберем геометрическую глубину z , отсчитываемую от внешней границы атмосферы вдоль нормали к ней вниз к центру Солнца. Следовательно $z = -s \cos \theta$. Соответствующую оптическую толщину, определяемую равенством

$$d\tau_v = \kappa_v dz,$$

назовем оптической глубиной. Именно в таком смысле используется символ τ_v в уравнении переноса излучения

$$\mu \frac{dI_v}{d\tau_v} = I_v - S_v \quad (2.10)$$

для плоскопараллельной атмосферы.

Формальное решение уравнения (2.10) при граничных условиях $I_v^-(\tau_v = 0) = 0$ на верхней границе и $I_v^+(\tau_v = \infty) = 0$ на нижней границе, где значки «-» и «+» означают входящее ($\mu < 0$) и выходящее ($\mu > 0$) излучение соответственно, приводится во всех учебниках астрофизики (из-за своей громоздкости оно здесь не воспроизводится). Нас больше всего интересует частный случай – излучение, выходящее из атмосферы на ее поверхность:

$$I_v(0, \mu) = \int_0^{\infty} S_v(\tau_v) e^{-\tau_v/\mu} \frac{d\tau_v}{\mu}. \quad (2.11)$$

Это решение чрезвычайно популярно, но нельзя забывать, что оно приближенное. Хотя атмосфера геометрически тонкая, в действительности она все же структурно неоднородна. В фотосфере неоднородность реализуется в сложной картине грануляции, в хромосфере – в не менее сложной картине хромосферной сетки. Значит, излучение на некоторой конкретной глубине определяется не только вертикальным переносом, но и «боковым», из соседних мелких структур. Современные модели атмосферы пытаются строить не только в плоскопараллельном приближении, но и с помощью решения уравнения переноса в двухмерной или даже трехмерной записи.

Пока ограничимся одномерным приближением (2.11). Из него легко получить (разложив функцию источников в степенной ряд и ограничиваясь членами первого порядка малости) соотношение, очень полезное при оценке глубины образования того или иного участка спектра

$$I_{\nu}(0, \mu) \approx S_{\nu}(\tau_{\nu} = \mu),$$

представляющее собой простейшую форму так называемого соотношения Барбье – Эддингтона. Отсюда логически вытекает и неизбежное «потемнение к краю диска». На краю диска значение $\mu \ll 1$. Например, почти у края $\mu = 0,2$. Имеем $I_{\nu}(0, 0,2) \approx S_{\nu}(\tau = 0,2)$. То есть излучение на краю приходит приблизительно с оптической глубины 0,2, тогда как в центре диска, где $\mu = 1$, оно приходит с глубины 1,0. Так как температура плазмы увеличивается с глубиной, очевидно, что край диска выглядит более темным (это утверждение легко показать и простым геометрическим способом).

Из формального решения уравнения переноса излучения, имеющего место для каждой конкретной глубины в атмосфере, можно получить выражение для средней интенсивности (уравнение Шварцшильда – Милна):

$$J_{\nu}(\tau_{\nu}) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} S_{\nu}(t_{\nu}) E_1(|t_{\nu} - \tau_{\nu}|) dt_{\nu} = \Lambda_{\tau_{\nu}} [S_{\nu}(t_{\nu})], \quad (2.12)$$

где $E_1(x) = \int_1^{\infty} \frac{1}{y} e^{-yx} dy$ есть первая интегральная показательная функция, а оператор

$$\Lambda_t[f(t)] = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} f(t) E_1(|t-t'|) dt'$$

носит название лямбда оператора.

Уравнение Шварцшильда – Милна очень часто используется при вычислении моделей атмосферы и контуров спектральных линий. Кроме того, оно полезно тем, что наглядно демонстрирует сложный – нелокальный – характер переноса излучения: излучение в данной точке среды зависит от свойств среды на всем протяжении атмосферы.

2.3. Уравнение лучистого равновесия

Когда мы говорим, что энергия переносится внутри Солнца и выходит за его пределы преимущественно в виде излучения, мы должны быть осторожны. Это утверждение, строго говоря, справедливо только для фотосферы (но не для самой глубокой её части) и для обширной зоны в глубоких слоях (но не в ядре Солнца).

В большей части фотосферы действительно нет других источников поглощения и генерации энергии, кроме лучеиспускания. В каждом элементарном объеме излучение рождается за счет энергии, поглощенной этим объемом. Используя понятия коэффициентов поглощения и излучения, мы можем выразить это условие выражением

$$\int_0^{\infty} \int_{4\pi} j_{\nu} d\omega d\nu = \int_0^{\infty} \int_{4\pi} I_{\nu} \kappa_{\nu} d\omega d\nu. \quad (2.13)$$

Это есть *уравнение лучистого равновесия*. Важное следствие из него получается, если мы проинтегрируем уравнение переноса излучения (2.10) по всем углам и всем частотам:

$$\frac{d}{dz} \int_0^{\infty} \int_{4\pi} I_{\nu} \cos \theta \sin \theta d\omega d\nu = \int_0^{\infty} \int_{4\pi} [I_{\nu}(\theta) \kappa_{\nu} - j_{\nu}] d\omega d\nu.$$

Слева стоит производная потока по геометрической глубине. Справа в условиях лучистого равновесия получается ноль. Таким образом, полный (не монохроматический) поток излучения H остается постоянным на всех глубинах плоскопараллельной атмосферы.

2.4. Основные физические процессы, приводящие к поглощению и переизлучению энергии

Основной вид взаимодействия излучения с плазмой, влияющий на особенности спектра атмосферы, – это неупругие столкновения фотонов и свободных электронов с атомами и молекулами.

2.4.1. *Связанно-связанные переходы.*

Образование спектральных линий

Образование спектральных линий обычно описывают в терминах модели атома Бора. При неупругом столкновении фотона, обладающего энергией $h\nu$, с атомом, находящемся в энергетическом состоянии ε_l , возможно возбуждение уровня с более высокой энергией ε_u , если $h\nu = \varepsilon_u - \varepsilon_l$. Этот «связанно-связанный» (*bb*) переход является элементарным актом поглощения и его вероятность обозначается B_{lu} . Величины ε_l и ε_u называются потенциалами возбуждения нижнего и верхнего уровней соответственно. В отсутствие столкновений атом может находиться бесконечно долго только на основном уровне ($\varepsilon_l = 0$). На любом другом уровне, в том числе на уровне ε_u , время жизни ограничено: атом возвратится на исходный уровень или на любой другой нижний уровень. При этом в первом случае будет испущен тот же квант $h\nu$. Вероятность такого события – спонтанного переизлучения – обозначается A_{ul} . Однако время жизни может стать еще короче, если прервется столкновением возбужденного атома с другим квантом, обладающим энергией $h\nu$. Опять переизлучится квант той же частоты. Процесс называется вынужденным излучением или отрицательным поглощением; его вероятность обозначается символом B_{ul} . Величины A_{ul} , B_{lu} и B_{ul} носят название *коэффициентов Эйнштейна*. Они рассчитываются в атомной физике для рассматриваемых конкретных переходов.

Аналогичное по своим последствиям действие вызовут неупругие столкновения, в которых возмущающими частицами служат не фотоны, а свободные электроны. Здесь элементарными актами являются процессы обычного и отрицательного поглощения, вероятность которых дается коэффициентами C_{lu} и C_{ul} .

Уже упоминалось, что время жизни атома Δt в возбужденном состоянии ограничено. Оно обратно пропорционально коэффициенту Эйнштейна A_{ul} . Если бы возбуждение длилось «вечно», спектральная линия, образовавшаяся в процессе поглощения $l \rightarrow u$, была бы бесконечно узкой. Из-за затухания возбуждения линия размывается и имеет конечную ширину $\Delta\nu = \gamma^{rad} / 2\pi$, где

$\gamma^{rad} \equiv 1/\Delta t$ называется *постоянной затухания*. Распределение энергии по частотам в диапазоне энергий $\Delta\nu$ называется *профилем*. Для неподвижного изолированного атома профиль поглощения φ_ν описывается формулой Лоренца:

$$\varphi_\nu = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\gamma^{rad}}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma^{rad}/4\pi)^2}. \quad (2.14)$$

В действительности частицы плазмы находятся в беспорядочном движении в разных направлениях, так что частоты смещаются в соответствии с законом Доплера. Кроме того поглощающий атом не изолирован от взаимодействия с окружающими атомами. Расширение линии в этом случае описывается профилем коэффициента поглощения в форме

$$\varphi_\nu = \frac{H(a, \nu)}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D}, \quad a = \frac{\gamma}{\Delta\nu_D}, \quad \nu = \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D}, \quad \gamma = \gamma^{rad} + \gamma^{col}. \quad (2.15)$$

Здесь $H(a, \nu)$ есть функция Фойгта, учитывающая как затухание излучения, так и хаотическое движение частиц с наиболее вероятной лучевой скоростью V_0 , которая определяет величину

$\Delta\nu_D = \frac{V_0}{c} \nu_0$ — доплеровскую ширину линии. Полная постоянная

затухания γ содержит в себе кроме естественного радиационного затухания еще и затухание γ^{col} , обусловленное «досрочным» прекращением возбуждения в результате столкновений соседних частиц («столкновительное» затухание, или «затухание давлением»). Функция Фойгта имеет вид:

$$H(a, \nu) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2}}{(\nu - y)^2 + a^2} dy. \quad (2.16)$$

Профиль коэффициента спонтанного излучения ψ_ν связан с профилем φ_ν сложным образом. В простейшем случае, когда переизлученный квант «забывает» частоту поглощенного кванта (случай *полного перераспределения по частотам*, «CRD»), оба профиля равны. Однако возможное изменение лучевой скорости и изменение конфигурации соседних частиц за время пребывания атома на верхнем уровне перехода приводят к тому, что $\psi_\nu \neq \varphi_\nu$. Этот более общий случай называется *частичным перераспределением по частотам* («PRD»), и

$$\psi_\nu = \varphi_\nu \cdot \Phi\{n_m, P_u = \sum_m (R_{um} + C_{um}), \text{scattering matrix}\}$$

$$l \leq m < u$$

Профиль отрицательного поглощения χ_ν обычно приравнивают профилю φ_ν , либо профилю ψ_ν .

Безразмерная величина $\Delta\nu_D$ играет роль масштаба в теории спектральных линий. Между тем ее определение связано с большими трудностями. Разумно предположить, что скорость хаотического движения V_0 есть тепловая скорость движения частиц вдоль луча зрения, равная $\sqrt{\frac{2kT}{m}}$, где m – масса атома данного элемента. Однако изучение многочисленных фраунгоферовых линий привело к выводу, что их наблюдаемые ширины намного больше ожидаемых при разумной температуре. Поэтому предположили, что на луче зрения в солнечной атмосфере находится множество очень малых (за пределами разрешающей способности телескопа) объемов плазмы, тоже участвующих в хаотическом движении. Характер этого движения не ясен, и его условно назвали *микротурбулентностью* с наиболее вероятной лучевой скоростью V_t . Тогда

$$\Delta\nu_D = \frac{v_0}{c} \left(\frac{2kT}{m} + V_t^2 \right)^{1/2}. \quad (2.17)$$

Параметр V_t является свободным параметром задачи при вычислении контуров спектральных линий. Он вводится как заданная величина наряду с термодинамическими параметрами модели атмосферы, если она известна, или наряду с теми исходными данными, которые служат для вычисления самой модели.

При учете PRD коэффициенты поглощения и излучения в линии имеют вид:

$$\kappa_{\nu}^l = \frac{h\nu}{4\pi} (n_l B_{lu} \Phi_{\nu} - n_u B_{ul} \Psi_{\nu}), \quad j_{\nu} = \frac{h\nu}{4\pi} n_u A_{ul} \Psi_{\nu}. \quad (2.18)$$

2.4.2. Связанно-свободные переходы.

Источники непрерывного поглощения

Модель атома Бора недаром часто называют планетарной. Действительно, электрон в поле действия ядра может переходить из одного энергетического состояния в другое, изменяя свою скорость, – подобно кометам, с одной «гиперболической» орбиты на другую или со связанной («эллиптической») орбиты на параболическую или гиперболические. В последних случаях переходы называются *связанно-свободными (bf)*. Они также хорошо нам знакомы под названием *ионизация*, а обратный им процесс *свободно-связанных (fb)* переходов является *рекомбинацией*. Первопричиной перечисленных процессов, как и при связанно-связанных переходах, являются неупругие столкновения атомов или ионов с возмущающими частицами – фотонами (*фотоионизация и фоторекомбинация*) или со свободными электронами (*столкновительные ионизация и рекомбинация*). Основное отличие от связанно-связанных переходов состоит в том, что энергия возмущающих частиц не квантована. Так, например, любой квант с энергией $h\nu > \chi_{r,l}$ способен вызвать ионизацию с уровня i r -раз ионизованного атома ($\chi = \chi_{r,l}$) называется потенциалом ионизации иона r). Поэтому в таких переходах рождаются не спектральные линии, а непрерывный спектр (континуум). Каждый уровень иона r создает полосу непрерывного поглощения, которая начинается на границе спектральной серии $(\nu_i)_{гр}$ и простирается в сторону меньших частот (больших длин волн). Множество уровней i создает совокупность этих налагающихся полос, которая при суммировании определяет коэффициент непрерывного поглощения $\kappa_c = \sum \kappa_i$ данного иона. Очевидно, что в создании непрерывного поглощения не все элементы играют одинаковую роль. Важны наиболее обильные элементы и преимущественно те переходы в них, которые имеют наибольшую вероятность (к сожа-

лению, из-за их громоздкости не привожу здесь сведений о вероятностях, играющих роль приведенных в § 2.4.1 коэффициентов Эйнштейна и коэффициентов типа C_{ul} и C_{lu}). Естественно, в первую очередь рассмотреть водород как наиболее обильный элемент.

Для водорода не приходится суммировать по стадиям ионизации, так как ионизированный водород – это протоны, лишённые дискретных уровней. Для нейтрального водорода поперечное сечение при связанно-свободных переходах вычисляется по формуле Крамерса:

$$a_{\nu}^{bf} = \frac{64\pi^4 m_e e^{10}}{3\sqrt{3}ch^6} \frac{1}{i^5 \nu^3} g^{bf}. \quad (2.19)$$

Здесь e – заряд электрона. Множитель g^{bf} называется множителем Гаунта, он рассчитывается в квантовой механике и близок единице. Соответствующий коэффициент поглощения

$$\kappa_{\nu}^{bf} = n_e n_p \frac{64\pi^4 e^{10} m_e}{3\sqrt{3}ch^3} \frac{n_p n_e}{(2\pi m_e kT)^{3/2}} \frac{1}{\nu^3} \sum_{i=i_0}^{\infty} \frac{g_i^{bf}}{i^3} e^{-\chi_i/kT} \quad (2.20)$$

получается из (2.19) путем суммирования по всем полосам, начиная с полосы i_0 , граница которой имеет частоту меньше данной частоты ν . При выводе формулы (2.20) учтено распределение атомов водорода по степеням возбуждения и стадиям ионизации (см. гл. 3).

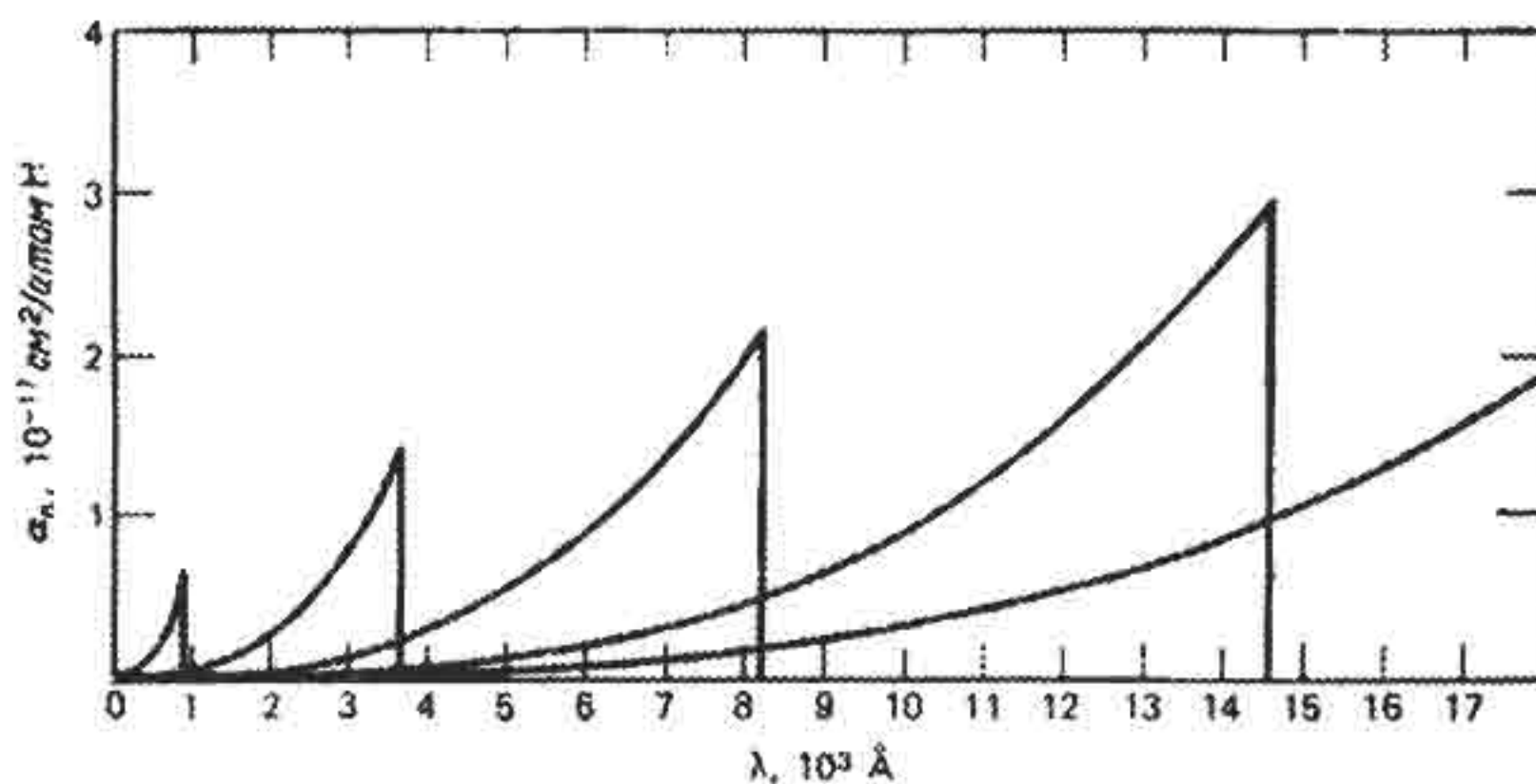


Рис. 2.5. Полосы непрерывного поглощения атомарным водородом H I. (Из книги Д. Грея «Наблюдения и анализ звездных фотосфер», рис. 8.2)

Полный коэффициент поглощения для водорода $\kappa_H = \kappa_v^{bf} + \kappa_v^{ff}$; выражение для коэффициента при ff переходах не приводится, поскольку $\kappa_v^{ff} \ll \kappa_v^{bf}$. Таким образом, в соответствии с картиной поведения κ_v^{bf} , изображенной на рис. 2.5, в непрерывном спектре должны появиться скачки интенсивности. Действительно, широко известны такие скачки (особенно часто исследуется «бальмеровский» скачок) в спектрах звезд, но они почти не заметны в спектре Солнца!

Чтобы найти причину такого расхождения с теорией (ведь при температуре солнечной фотосферы почти весь водород нейтрален), Чандрасекхар решил обратную задачу: он вычислил, как должен вести себя коэффициент поглощения k_c при наблюдаемом распределении интенсивности непрерывного спектра Солнца с частотой (с длиной волны). Он получил картину, показанную на рис. 2.6.

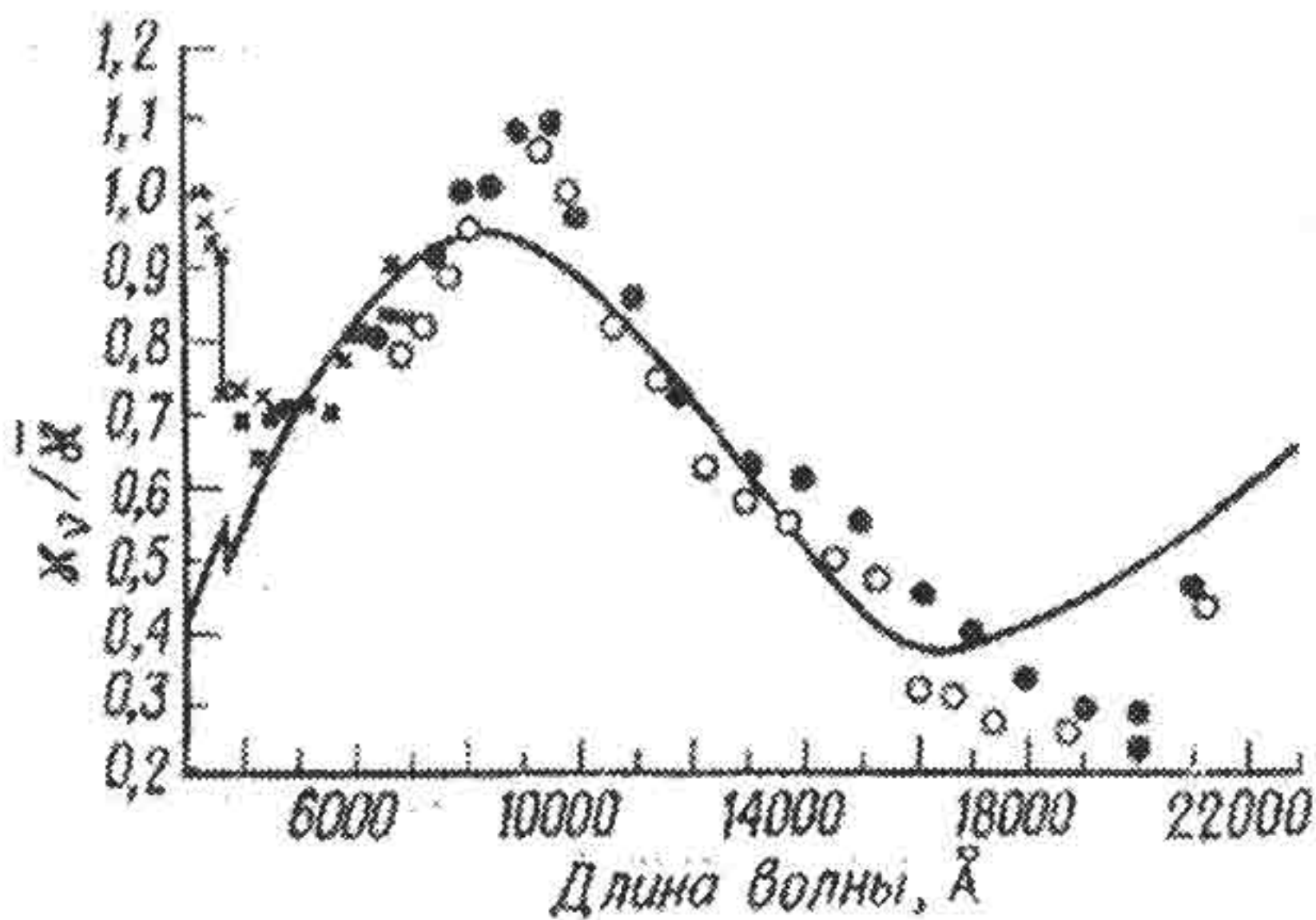


Рис. 2.6. Распределение интенсивности непрерывного спектра Солнца с длиной волны. (Рисунок заимствован из книги Э. Гибсона «Спокойное Солнце», рис. 4.10)

Если не считать очень маленького зубчика на границе бальмеровской серии (364,7 нм), остальная часть графика не имеет ничего общего с рис. 2.6. Зато оказалось, что график очень похож

на то, что происходит в процессах ионизации и рекомбинации другой очень обильной на Солнце модификации водорода.

При неупругом столкновении свободного электрона с протоном образуется обычный атом нейтрального водорода. Но свободный электрон часто сталкивается и с атомом нейтрального водорода и при этом присоединяется к нему, образуя своеобразную молекулу – *отрицательный ион водорода* H^- (рис. 2.7).

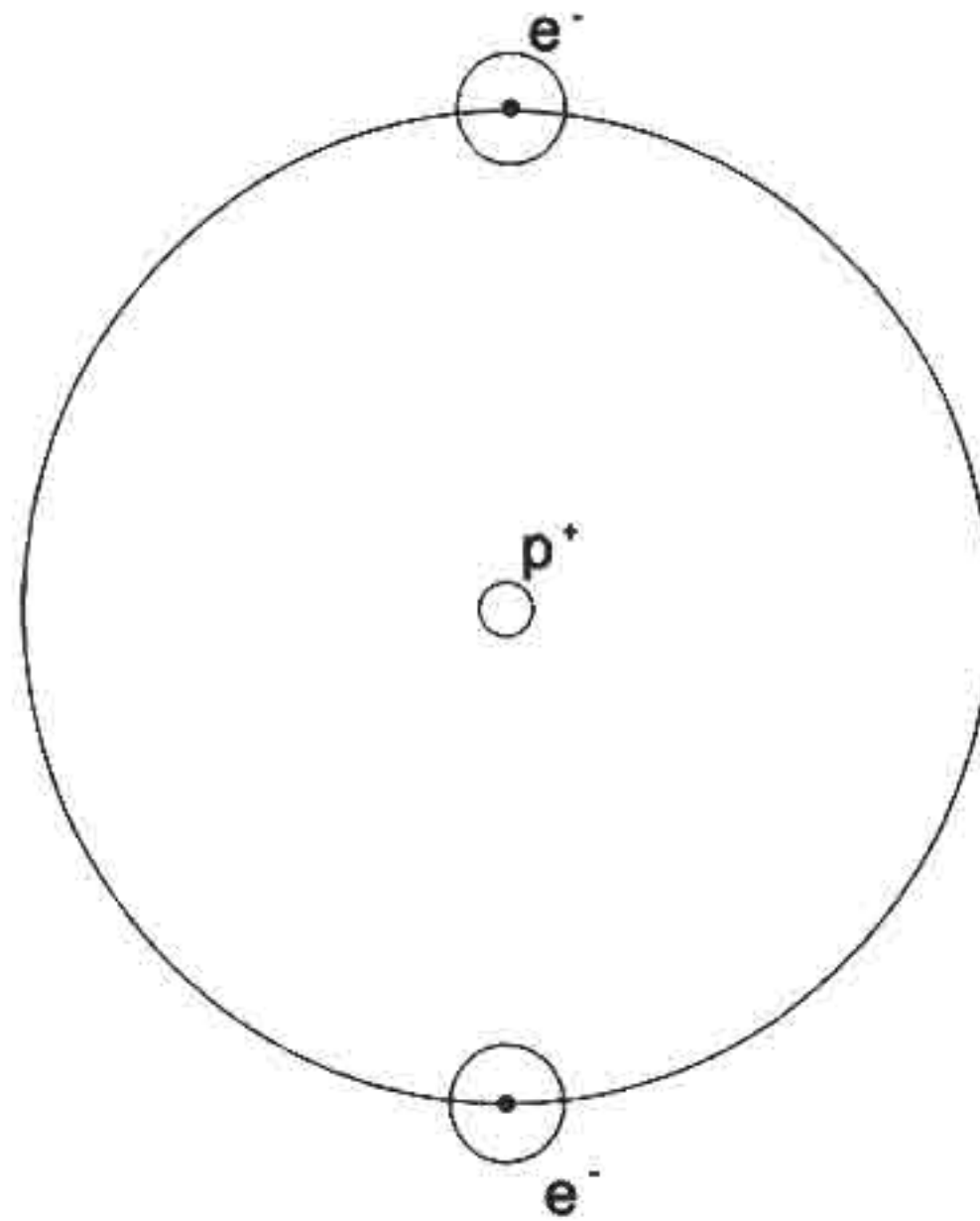


Рис. 2.7. Отрицательный ион водорода

Такая система неустойчива. Достаточно кванта с энергией 0,754 эВ, чтобы вызвать фотоионизацию молекулы H^- и вернуть ее в состояние атома нейтрального водорода. Поперечные сечения фотоионизации a_{vi}^{bf} и a_{vi}^{ff} рассчитываются в квантовой механике, причем для bf -переходов имеется единственная полоса ($i = 1$), что естественно следует из рис. 2.7. Коэффициент поглощения κ_v^{bf} вычисляется по обычной формуле Саха (см. гл. 3) с потенциалом ионизации $\chi = 0,754$ эВ.

$$\kappa_v^{bf}(H^-) = 4,158 \cdot 10^{-10} a_v^{bf}(H^-) P_e \left(\frac{5040}{T} \right)^{5/2} e^{-0,754 \frac{5040}{T}}, \quad (2.21)$$

(выражение для $\kappa_v^{ff}(H^-)$ не приводится).

Полная величина $\kappa_{\nu}(\text{H}^-)$ замечательно согласуется с величиной, ожидаемой по наблюдениям. Полоса связанно-свободных переходов имеет максимум поглощения на 850 нм и простирается до 1600 нм. Дальше превалируют свободно-свободные переходы, заметные очень далеко – до 160 $\mu\text{м}$. Особого внимания заслуживает длина волны 1600 нм, где коэффициент $\kappa_{\nu}(\text{H}^-)$ минимален. Этот факт означает, что, измеряя параметры солнечного излучения в этой длине волны, мы проникаем в самые глубокие слои фотосферы Солнца.

Существуют и другие источники непрерывного поглощения, обусловленного неупругими столкновениями фотонов и частиц, – молекулярный водород и его ионы, гелий, металлы, но для солнечной атмосферы основную роль играет все-таки H^- , так что сведений об остальных не привожу. Однако важной составляющей полного коэффициента поглощения являются упругие столкновения (не приводящие к изменению внутренней энергии частиц), т. е. процессы рассеяния. Это, прежде всего, *томсоновское рассеяние* фотонов на свободных электронах с объемным коэффициентом

$$\sigma_e^T = \frac{8\pi}{3} (e^2 / m_e c^2)^2 n_e. \quad (2.22)$$

ГЛАВА 3

ПРИНЦИПЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ СОЛНЦА

3.1. Термодинамическое состояние солнечной атмосферы

Солнечная плазма состоит из атомов и ионов, из молекул и свободных электронов; все они участвуют в тепловом движении, а также могут обладать и другими скоростями. Населенности возбужденных уровней атомов и молекул, стадии ионизации химических элементов, тепловая скорость свободных электронов и других частиц – всё это зависит от температуры. Температура совместно с другими факторами, действующими на плазму (гравитация, гидродинамические силы, магнитное поле), контролирует давление и плотность в среде. Набор параметров – температура T , давление атомов и ионов P_a и P_i , давление свободных электронов P_e , турбулентное давление P_t , плотность вещества ρ или концентрация частиц n – определяют термодинамику среды (или, как говорят, её *термодинамическую модель*). Вычисление термодинамической модели – необходимый этап исследования каждой из солнечной оболочек и каждого из отдельных структурных образований. «Дирижирует» моделью температура, поэтому вначале надо разобраться в том, что такое температура в данной точке Солнца.

3.1.1. *Термодинамическое и локальное термодинамическое равновесие*

Строго говоря, в физике понятие температуры приложимо лишь к единственному термодинамическому состоянию среды – к изолированному объему абсолютно черного тела. Интенсивность излучения абсолютно черного тела (она стандартно обозначается B_ν) не зависит от координат и направления и описывается законом Планка:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1}. \quad (3.1)$$

T – единственный (кроме частоты) параметр, от которого зависит функция Планка B_ν . Этот параметр и называется температурой.

В состоянии термодинамического равновесия (ТР) тот же параметр T входит во все законы распределения. Так, скорости частиц любого сорта v_u , масса которых m_u , подчиняются распределению Максвелла с одним и тем же значением T :

$$\frac{dn_u(v_u)}{n_u} = 4\pi \frac{m_u^3}{(2\pi kT m_u)^{3/2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m_u v_u^2}{kT}\right) v_u^2 dv_u, \quad (3.2a)$$

n_u – концентрация частиц сорта u . В частности, для свободных электронов

$$\frac{dn_e(v_e)}{n_e} = 4\pi \frac{m_e^3}{(2\pi kT m_e)^{3/2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m_e v_e^2}{kT}\right) v_e^2 dv_e, \quad (3.2b)$$

n_e – концентрация свободных электронов.

Распределение числа атомов или ионов стадии ионизации r по степеням возбуждения i описывается формулой Больцмана:

$$\frac{n_{r,i}}{n_{r,j}} = \frac{g_{r,i}}{g_{r,j}} \exp\left(-\frac{h\nu_{i,j}}{kT}\right), \quad h\nu_{i,j} = \varepsilon_{r,j} - \varepsilon_{r,i}, \quad (i < j). \quad (3.3)$$

Распределение числа ионов некоторого химического элемента по стадиям ионизации описывается формулой Саха:

$$\frac{n_{r+1,1}}{n_{r,1}} n_e = \frac{2g_{r+1,1}}{g_{r,1}} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^3}\right)^{3/2} \exp(-\chi_r / kT), \quad (3.4a)$$

$$\frac{n_{r+1}}{n_r} n_e = \frac{U_{r+1}}{U_r} \frac{2(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp(-\chi_r / kT), \quad (3.4b)$$

$$\frac{n_{r+1}}{n_r} n_e = \frac{U_{r+1}}{U_r} \frac{2(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp(-\chi_r / kT) \quad (3.4b)$$

где

$$U_r(T) = \sum_i g_{r,i} \exp(-\varepsilon_{r,i} / kT)$$

есть так называемая сумма по состояниям. Величины h и k здесь означают постоянные Планка и Больцмана соответственно; $n_{r+1,i}$ и $n_{r,i}$ — это концентрации ионов в двух последовательных стадиях ионизации на основных уровнях ($i = 1$); $\chi_{r,1}$ — энергия, необходимая для ионизации иона r из основного состояния 1 (потенциал ионизации иона r).

От абсолютно черного тела с его постоянной температурой возвратимся к реальному Солнцу. В его ядре возможны ядерные реакции, для чего необходима температура по крайней мере не ниже 15 млн К, тогда как эффективная температура, т. е., по определению, температура абсолютно черного тела с радиусом и светимостью, равными радиусу и светимости Солнца, составляет всего $T_{ef} = 5785$ К. Таким образом, основное условие ТР на Солнце не выполняется. Но если ТР нет, то T изменяется не только с локализацией позиции внутри Солнца, но нет и единственного параметра, описывающего все четыре закона распределения. Мы обязаны различать параметры в этих законах и поэтому дадим каждому из T свое собственное имя. Для закона Максвелла введем *кинетическую температуру* T_{kin} , причем для каждого сорта частиц она может быть разной; чаще всего используют кинетическую температуру электронов T_e . Параметр T в законе Больцмана называют *температурой возбуждения* T_{ex} . С уравнением Саха связывают *температуру ионизации* T_{ion} . Температура в законе Планка называется *яркостной температурой* T_b .

На первый взгляд положение представляется безнадежным: если нет ТР, то о какой локальной температуре можно говорить? Однако на самом деле положение гораздо проще. Во-первых, различие «температур» на четыре порядка реализуется на громадном расстоянии около $7 \cdot 10^{10}$ см между ядром и атмосферой Солнца; так что средний градиент температуры очень мал (приблизительно 10^{-7} К·см⁻¹). Во-вторых, известно, что при ядерных реакциях в ядре излучаются γ -кванты, а из атмосферы выходят кванты видимого света, т. е. те, которые могли родиться только близко к поверхности. Изначальные кванты в процессах взаимодействия с плазмой претерпели колоссальную трансформацию, что свидетельствует об очень большой непрозрачности солнечной плазмы. Поэтому каждый элементарный объем можно рас-

смаатривать как маленькую сферу, внутри которой соблюдаются условия термодинамического равновесия, а именно

$$T_{ex} = T_e, T_{ion} = T_e, T_b = T_e. \quad (3.5)$$

При этом все параметры можно для краткости обозначить единственной локальной температурой $T = T_e$. Такую среду называют находящейся в состоянии *локального термодинамического равновесия* (ЛТР или LTE). Благодаря соблюдению условий ЛТР удастся сравнительно легко промоделировать внутренние слои Солнца и отчасти фотосферу.

3.1.2. Отклонения от ЛТР

Чем меньше плотность среды, тем меньше её непрозрачность, и тем вероятнее, что нарушается цепочка равенств (3.5). Если хотя бы одно из них не выполняется, говорят об отсутствии ЛТР или о том, что среда находится в условиях *NLTE*. В таком случае единой температуры нет, а есть $T_e, T_{ex}, T_{ion}, T_b$ – каждый вид температуры в отдельности.

В 1961 г. вышла книга «Physics of the Solar Chromosphere» (в русском переводе Р. Томас и Р. Атей «Физика солнечной хромосферы»), в которой авторы настаивали на том, что отклонения от ЛТР надо учитывать обязательно, начиная с хромосферы. Долгое время этому утверждению противились. Еще в 1969 г. в своей прекрасной книге «Перенос излучения и спектры небесных тел» В. В. Иванов писал «Трудно предвидеть, насколько сильно результаты будут отличаться от того, что дают расчёты, основанные на гипотезе ЛТР». Сейчас уже твердо установлено, что различие может быть очень большим.

Необходима количественная оценка отклонений, но так как ЛТР предполагает выполнение четырех условий, то и оценок может быть несколько. Наиболее популярны мензеловские множители, которые вводятся изменением уравнения Саха. Вместо (3.4) записывают модифицированное уравнение Саха – Больцмана

$$\frac{n_{r,i}}{n_{r+1}} = b_i n_e \frac{g_{r,i}}{2g_{r+1,1}} \left(\frac{h^3}{2\pi m_e kT} \right)^{3/2} \exp(\chi_{r,i} / kT), \quad (3.6)$$

т. е. мензеловский множитель есть

$$b_i \equiv \frac{n_{r,i}/n_{r+1}}{(n_{r,i}/n_{r+1})_{LTE}} \equiv \frac{n_{r,i}/n_{r+1}}{(n_{r,i}/n_{r+1})^*} \quad (3.7)$$

(символ «*» означает условие ЛТР). Для континуума $b_c = 1$. Для дискретных энергетических уровней атомов и ионов на больших высотах атмосферы $h = -z$ множители b_i достигают значений $10^3 - 10^4$.

Часто используют множители Цвана как оценку отклонений от формулы Больцмана:

$$c_i = \frac{n_{r,i}}{n_{r,i}^*}.$$

Другой способ оценки отклонений от ЛТР связан с определением функции источников. В фотосфере функция источников совпадает с функцией Планка (3.1), при этом $T = T_e$. В отсутствии ЛТР пишут

$$S_\nu = B_\nu(T_r) = \frac{2h\nu^3}{c^2} (e^{h\nu/kT_r} - 1)^{-1}. \quad (3.8)$$

где T_r в данном случае называется *температурой излучения*. Таким образом, при *NLTE* $S_\nu \neq B_\nu$.

На рис. 3.1 схематически сравнивается ход $B_\nu(h)$ с ходом $S_\nu(h)$ в хромосфере; видно, что после температурного минимума функция источников становится меньше функции Планка, и различие увеличивается с высотой h . Если же следить за этим различием, продвигаясь вниз из хромосферы к фотосфере, то на некоторой глубине z функция источников становится равной функции Планка. Эта глубина называется *глубиной термализации*. В условиях *NLTE* для каждого атома или иона область термализации занимает свое собственное положение в атмосфере.

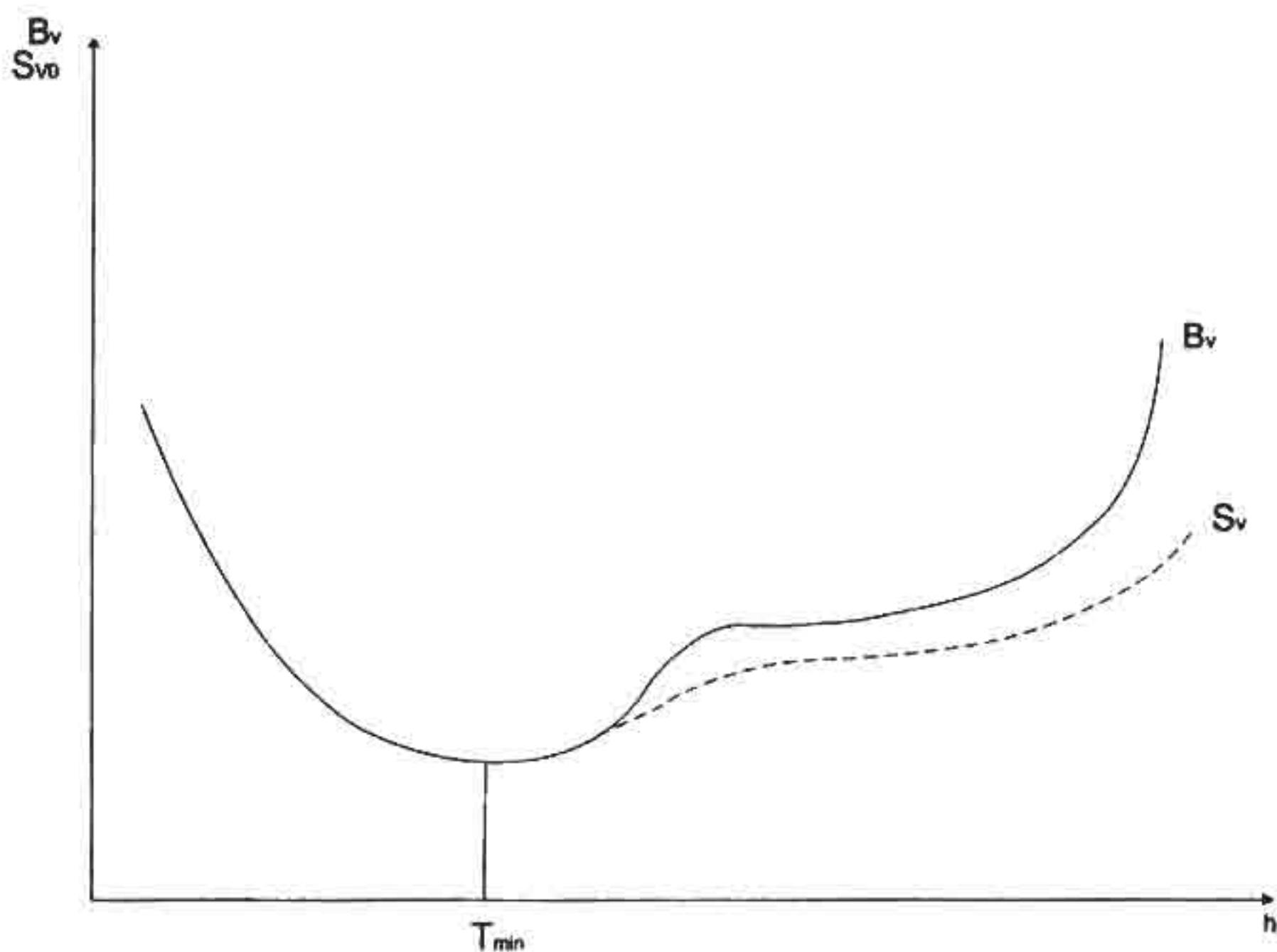


Рис. 3.1. Сравнение функции источников S_ν с функцией Планка B_ν

3.2. Теоретическое и практическое значение моделирования солнечной атмосферы

Основные теоретические проблемы физики Солнца – источники атмосферного нагрева, влияние магнитных полей на образование активных областей, определение химического состава – нельзя решить, не зная *термодинамической модели* атмосферы. Как упоминалось выше, даже терминология при разбиении атмосферы на отдельные «слои» связана с ходом температуры. Наряду с вертикальным ходом изменения термодинамических параметров, имеет место и значительная неоднородность в горизонтальной плоскости солнечного диска. Общее излучение Солнца, представляющее огромную важность для гелиогеофизики, складывается из излучения крупномасштабных структурных образований; следовательно, необходимо «построить» также термодинамические модели отдельных структур. Кроме термодинамических моделей, все явления в атмосфере определяются характером поля скоростей, имеющих свои особенности в каждом крупномасштабном и в каждом типичном мелкомасштабном образовании. Поэтому в понятие модели в настоящее время входит и распределение векторов скорости. Динамика и термодинамика прак-

тически неразделимы при изучении атмосферы Солнца. Приведу лишь один пример, который очень ярко иллюстрирует это обстоятельство.

При введении понятия локального термодинамического равновесия отмечалось, что в фотосфере благодаря большой непрозрачности плазмы элементарные объемы можно рассматривать как изолированные тела, пренебрегая боковым переносом излучения. Это так, если говорить только об излучении. Однако наличие сосуществующих рядом поднимающихся и опускающихся, расширяющихся и сжимающихся, холодных и горячих потоков грануляции, при том, что порождаемые турбулентной конвекцией колебания интерферируют и приводят к горизонтальному переносу момента количества движения, – всё это сопровождается настолько значительными неоднородностями температуры, что в настоящее время почти отказались от построения одномерных плоскопараллельных моделей. Появились трехмерные радиативно-гидродинамические и даже радиативно-магнитогидродинамические модели атмосферы. С практической точки зрения новый подход к моделированию существенно влияет на расчёты и методы прогноза иррадиации, а также на поиск условий, способствующих возникновению особенно важных для гелиогеофизики спорадических явлений на всех уровнях солнечной атмосферы.

3.3. Основные уравнения при моделировании плоскопараллельных атмосфер

Примем уравнение переноса излучения в его простейшей форме одномерного уравнения для плоскопараллельной среды

$$\mu \frac{dI_v(\tau_v, \mu)}{d\tau_v} = I_v(\tau_v, \mu) - S_v(\tau_v) \quad (3.9)$$

и запишем его формальное решение

$$I_v(\tau_v = 0, \mu) = \int_0^{\infty} S_v(t_v) \exp(-t_v / \mu) dt_v / \mu \quad (3.10)$$

Цель моделирования состоит в решении уравнения (3.9) относительно термодинамических параметров T , P_g (газовое давление), P_e (электронное давление), ρ (плотность газа) в каждом кон-

кретном слое. В фотосфере (кроме ее самой верхней части) выполняются условия ЛТР, так что известна функция источников как функция температуры: $S_\nu(\tau_\nu) = B_\nu[T(\tau_\nu)]$. Это позволяет превратить формальное решение (3.10) в реальное и при известном из наблюдений распределении интенсивности излучения с частотой или с величиной μ , найти распределение температуры как с оптической глубиной, так и с геометрической глубиной, поскольку $d\tau_\nu = \kappa_\nu dz$. Кроме того, понадобится использовать и другие уравнения, справедливые при ЛТР (Больцмана и Саха), а также привлечь уравнение гидростатического равновесия

$$\frac{dP_{tot}}{dh} = -g\rho \quad (3.11)$$

и уравнение состояния идеального газа

$$P_g = nkT. \quad (3.12)$$

На практике переход от распределения температуры к распределению других термодинамических параметров осуществляется путем довольно громоздких вычислений, что, для современных компьютеров, конечно, вполне доступно. Однако есть одна весьма неприятная сложность. Она состоит в том, что полное давление

$$P_{tot} = P_g + \frac{1}{2}\rho v_t^2 + \frac{H^2}{8\pi} \quad (3.13)$$

есть сумма газового, «турбулентного» и магнитного давлений. В спокойной фотосфере магнитным давлением можно пренебречь, а вот турбулентное давление связано со свободным параметром – скоростью микротурбулентности, физический смысл которой не ясен. Тем не менее, первые модели фотосферы были построены именно таким путем, и до сих пор используются там, где соблюдение условия ЛТР не ставится под сомнение.

Уже в верхней фотосфере сомнения появляются, а в хромосфере учет отклонений от ЛТР обязателен. Это значит, что функция источников неизвестна, и система выписанных выше уравнений не замкнута. Необходимы дополнительные уравнения, и ими являются уравнения, имеющие несколько названий: уравнения статистического равновесия, уравнения для населенностей, уравнения для «скоростей» (*rates* – имеются в виду скорости заселе-

ния атомных уровней). В одномерном случае общий вид этих уравнений таков:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i v)}{\partial h} = n_i \sum_{j \neq i} (R_{ij} + C_{ij}) - \sum_{j \neq i} n_j (R_{ji} + C_{ji}), \quad (3.14)$$

где R_{ij}, R_{ji} – скорости радиационных переходов, C_{ij}, C_{ji} – скорости столкновительных переходов, v – скорость движения частиц. Для стационарной во времени атмосферы первое слагаемое левой части уравнения (3.14) равно нулю, и уравнение называется уравнением стационарности. Кроме того, в упомянутом в главе 1 «классическом» периоде солнечной физики приравнивали нулю и второе слагаемое, заменяя реальную скорость v скоростью микротурбулентности и включая последнюю в качестве свободного параметра в полное давление и в выражение для доплеровской ширины линии (2.17). Поэтому уравнение стационарности выглядело так:

$$n_i \sum_{j \neq i} (B_{ij} J_{ij} + n_e C_{ij}) - \sum_{j \neq i} n_j (A_{ji} + B_{ji} J_{ji} + n_e C_{ji}) + n_c (R_{ci} + C_{ci}) - n_i (R_{ic} + C_{ic}) = 0 \quad (3.15)$$

Здесь последние два слагаемых относятся к переходам в континуум и они не расписаны более подробно. Система уравнений (3.15) для каждого рассматриваемого i , гласит, что в стационарном состоянии полное количество всех возможных переходов на уровень i равно полному количеству всех возможных переходов с этого уровня.

Особого внимания заслуживает величина J_{ij} – средняя интенсивность излучения, интегрированная по частотам в пределах линии. С учетом профилей поглощения и излучения интегрирование должно быть взвешенным по частоте, т. е.

$$J_{ij} = \frac{1}{4\pi} \int \varphi_\nu J_\nu d\nu, \quad (3.16a)$$

$$J_{ji} = \frac{1}{4\pi} \int \psi_\nu J_\nu d\nu. \quad (3.16b)$$

Второе существенное различие между классическим и современным подходами состоит в том, что в первом случае принимали $J_{ij} = \dot{J}_{ji}$, т. е. полное перераспределение по частотам; сейчас рассматривают частичное перераспределение и в уравнении (3.15) используют обе версии уравнения (3.16).

Система уравнений (3.15) решается относительно населенностей уровней n_i . Зная населенности, можно вычислить коэффициенты поглощения и излучения, функцию источников – реальную, а не функцию Планка, – и решить уравнение переноса относительно интенсивности излучения. Однако для этого вначале требуется задать T , P_g , P_e , ρ , т. е. ту самую модель, которую мы ищем. Тем самым, уравнения стационарности особенно наглядно демонстрируют сугубо нелинейный характер исследований поля излучения. Все связанные с переносом излучения задачи решаются численно, итерационным путем.

Даже в сравнительно простом случае CRD вычисления сталкиваются со сложными ситуациями, среди которых особенно выделяется медленная сходимость итераций. Она часто возникает при использовании уравнения (2.12), дающего связь между средней интенсивностью и функцией источников. Разные широко используемые в мировой литературе пакеты программ, предназначенных для вычислений переноса излучения, предлагают свои версии преодоления проблемы Λ -оператора. Другая проблема связана с ресурсами памяти компьютеров: когда изучаются атомы с очень большим числом уровней, или когда очень большие градиенты термодинамических параметров требуют мелкого дробления вычислительных сеток. Поэтому каждый шаг, направленный на отказ от более или менее грубого приближения или упрощения, может быть реализован только при условии дальнейшего прогресса в области численных методов и техники компьютеров. Такие шаги предпринимаются постоянно, но не всегда при соблюдении упомянутого условия. Тогда случается, что желаемое уточнение вносят за счет отказа от какого-либо из прежде принятых уточнений. Этому обстоятельству обязаны оживленные дискуссии, ведущиеся сейчас в связи с успехами современной наблюдательной техники, но при недостаточной еще возможности адекватной интерпретации результатов новых наблюдений. Перейдем конкретно к перечислению последовательности известных моделей с упоминанием степени их приближения к реальной физике.

3.4. Основные одномерные полуэмпирические модели фотосферы и хромосферы

Полуэмпирическая модель вычисляется так. Задается начальное распределение температуры с высотой h , а также распределение скорости микротурбулентности $v_i(h)$, установленное с помощью компиляции многолетних измерений множества спектральных линий. С этими данными совместно решаются уравнения гидростатического равновесия, стационарности, ионизационного равновесия и вычисляются в соответствии с формулой для формального решения уравнения переноса излучения (2.11) интенсивности в континууме и в некоторых спектральных линиях. Найденные распределения $I_\nu(\mu)$ сравниваются с наблюдениями. Исправляя пробный ход температуры, добиваются оптимального согласия с ними.

Наиболее популярна система моделей Vernazza, Avrett, Loeser (VAL); она содержит модели фотосферы и хромосферы для нескольких крупномасштабных образований спокойного Солнца, а также среднюю модель спокойного Солнца, известную как модель VAL IIIС. Позже эту систему сменила система моделей Fontenla, Avrett, Loeser (FAL); учет некоторых дополнительных процессов, например, диффузии гелия в верхних слоях, позволил модернизировать модели VAL и даже включить в моделирование нижнюю часть переходной области.

Достоинством моделей VAL и FAL является подробный учет отклонений от ЛТР и частичного перераспределения по частотам. Однако в последние годы они подвергаются серьезной критике, потому что не могут объяснить присутствие на краю диска и за лимбом, т. е. на довольно большой высоте, линий молекулы СО: молекула может существовать только при температуре, намного меньшей, чем температура этого слоя в модели. Ахиллесова пята моделей известна – включение мало понятного свободного параметра $v_i(h)$ и, – что еще хуже, – пренебрежение пространственными и временными неоднородностями в реальной атмосфере. Второе обстоятельство не столь опасно, если неоднородности относительно невелики, тогда модели могут дать представление о среднем состоянии рассматриваемых объектов. В этой своей роли модели VAL и FAL, несмотря на критику, широко используются и сейчас при обсуждении многих вопросов геогеофизики.

3.5. Радиативно-гидродинамические модели

Скорость v_t была в своё время введена, чтобы как-то объяснить сверхтепловую ширину спектральных линий, и получила свое название «турбулентная» чисто формально. О ней было известно только то, что она относится к малым объемам газа и распределена вдоль луча зрения по закону Максвелла. Позднее для лучшего согласия с наблюдаемыми контурами линий понадобилось ввести еще одно понятие – скорость «макротурбулентности». В отличие от микротурбулентности происхождение этого беспорядочного движения (никак не связанного с колмогоровской турбулентностью), вполне понятно. Явление отражает ограниченную разрешающую способность, еще недавно свойственную даже лучшим солнечным телескопам. На щель спектрографа попадает несколько соседних неразрешенных мелкомасштабных элементов плазмы, участвующих в более или менее беспорядочном движении. В результате отдельные контуры линии сливаются, образуя одну более широкую линию.

Сейчас положение изменилось. Во-первых, теоретики предсказали и позже подтвердили численным моделированием свойства турбулентной колебательной конвекции, порождающей акустические волны, распространяющиеся затем в атмосферу на частотах выше частоты акустического обрезания. Именно эти движения, проецируемые на луч зрения, вызывают наряду с тепловыми движениями, доплеровское расширение спектральных линий. Во-вторых, телескопы последнего поколения дают столь высокое пространственное разрешение, что «макротурбулентность» стала заметна на спектрограммах в форме извилистых спектральных линий (рис. 3.2). Зигзаги линий непосредственно демонстрируют доплеровские смещения при движениях отдельных участков грануляции.

Внешний вид спектральных линий особенно своеобразен у самых мощных линий солнечного спектра – H и K CaII. Ядра этих двух линий образуются в хромосфере, и поэтому на фоне очень широких линий поглощения их центры переходят в двухвершинное эмиссионное самообращение (рис. 3.3а). Пики самообращения обозначаются H_2 и K_2 . На спектрограммах высокого пространственного и спектрального разрешения видны периодически появляющиеся на одном и том же участке щели спектрографа сильные поярчения H_2 и K_2 с фиолетовой стороны (H_{2v} и K_{2v}) Такие участки названы H_{2v} - и K_{2v} -зёрнами.

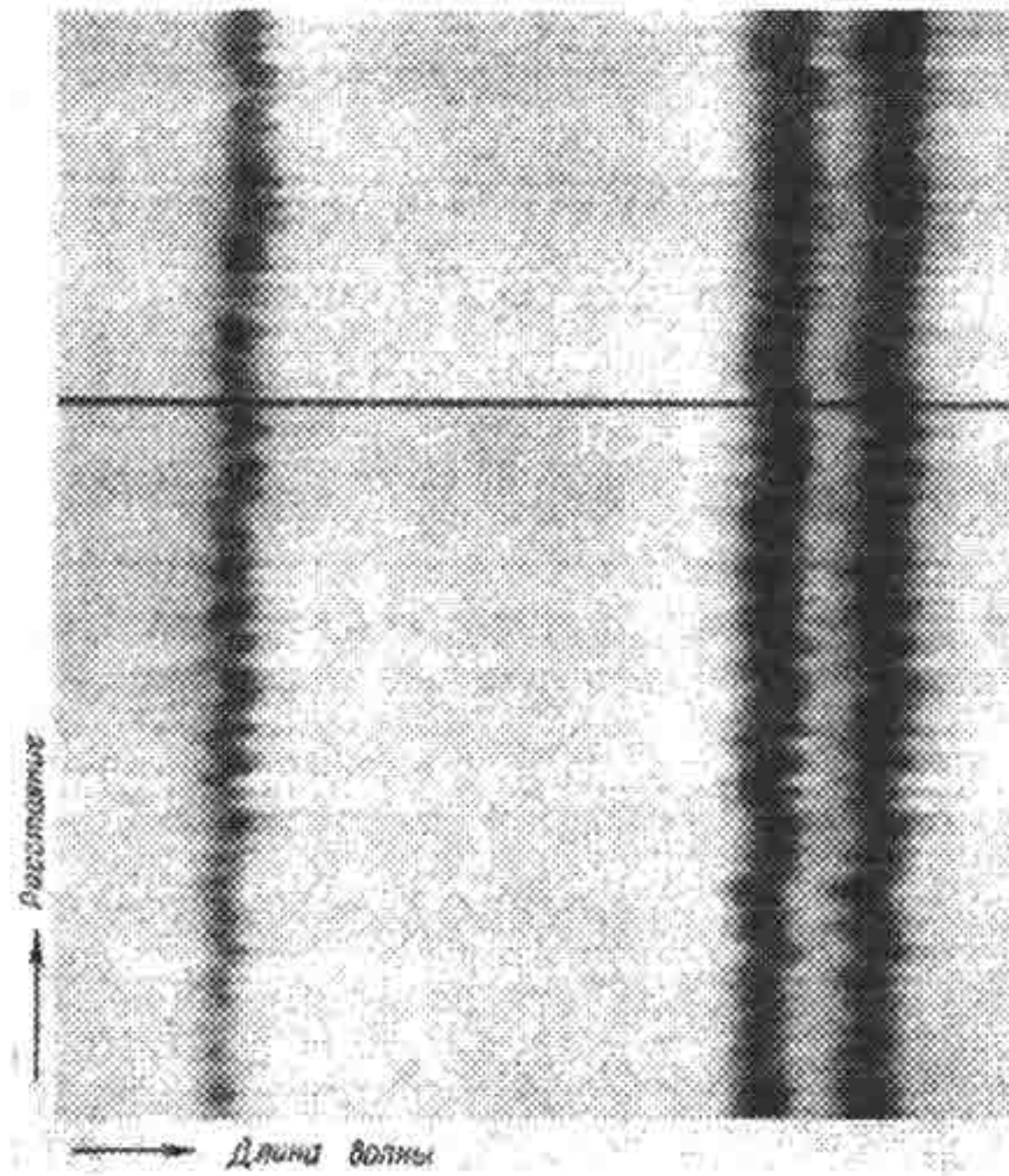


Рис. 3.2. Участок спектра спокойного Солнца, полученный при высоком пространственном разрешении. Извилистость линий позволяет судить о наличии локальных потоков массы в каждой точке пространства, проецируемой на щель спектрографа (Из книги Д. Грея «Наблюдения и анализ звездных фотосфер», рис. 5.3)

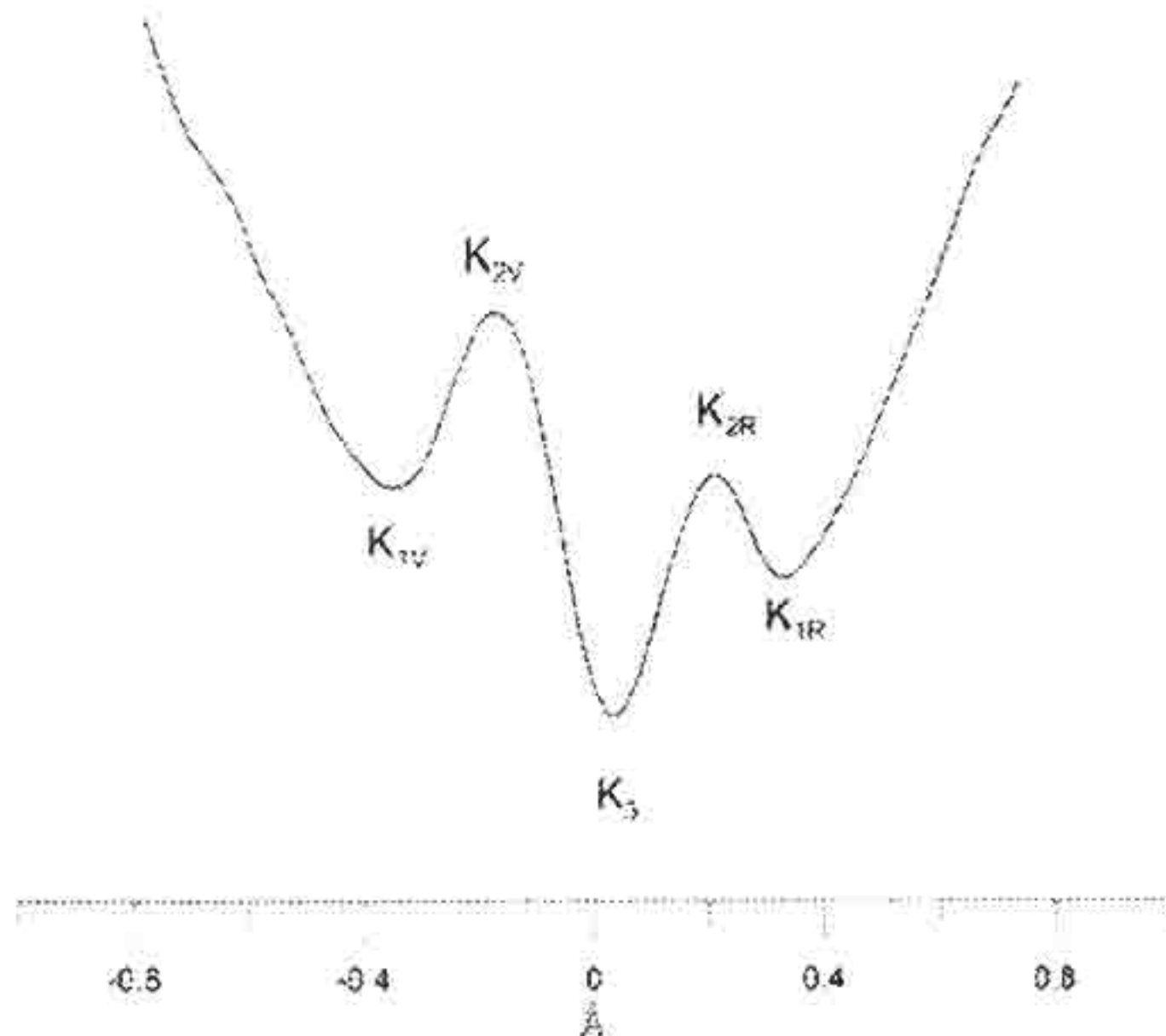


Рис. 3.3а. Схема распределения интенсивности излучения в ядре линии К Са II: K_3 – центральное поглощение; K_{2V} и K_{2R} – синий и красный эмиссионные пики; K_{1V} и K_{1R} – интенсивности на синем и красном краях двойного самообращения.

На рис. 3.36 показана спектрограмма спокойной области Солнца с линией К CaII (негатив). Она получена в Саянской солнечной обсерватории; очень хорошо видны двойное самообращение в ядре линии и три ярких K_{2v} -зерна.

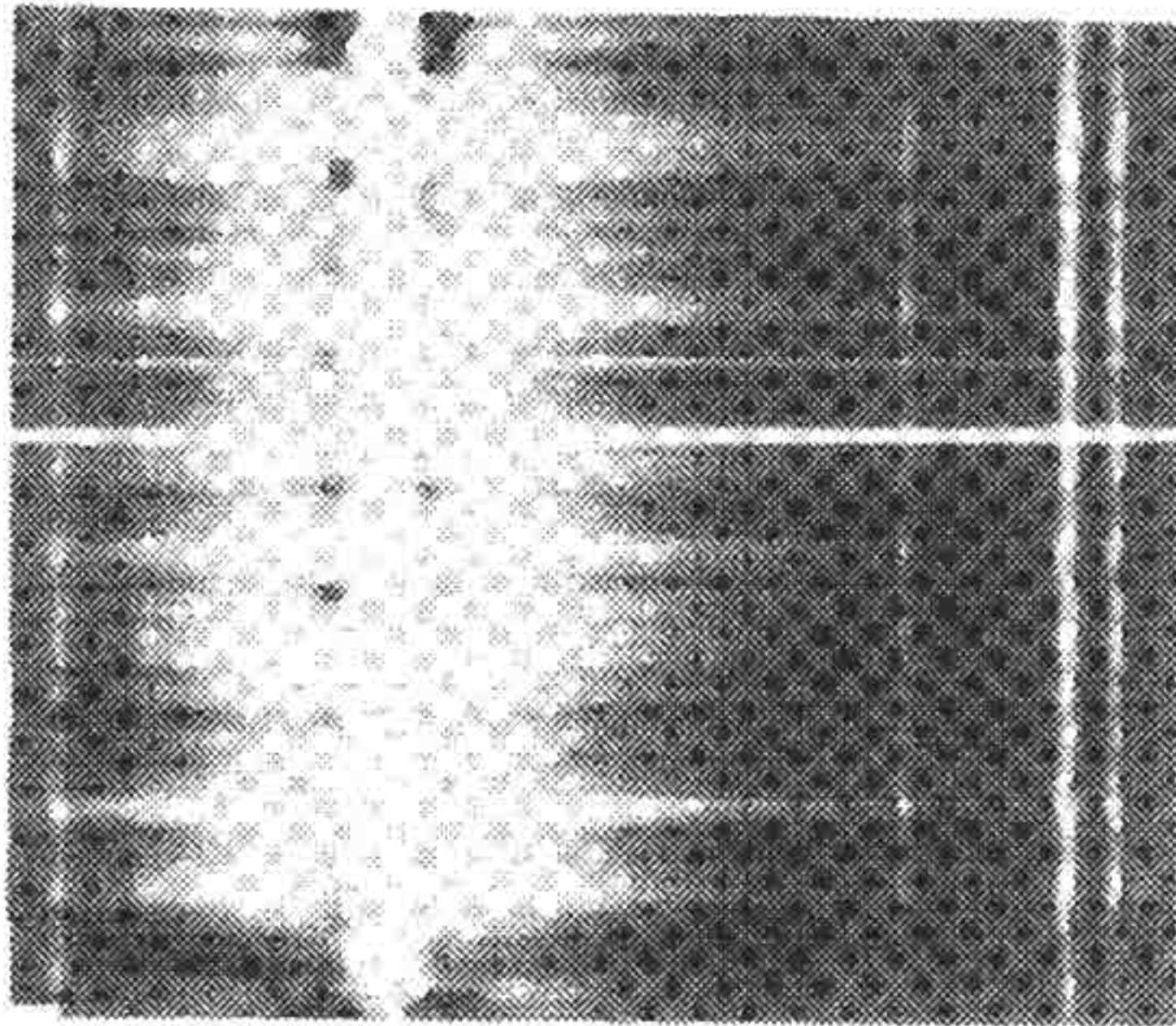


Рис. 3.36. Спектрограмма спокойного участка Солнца (негатив), содержащая ядро наиболее сильной линии видимой области спектра (Саянская солнечная обсерватория)

В начале 90-х гг. XX в. Карлсон и Стайн (далее КС) поставили перед собой две цели – разобраться в природе H_{2v} - и K_{2v} -зёрен и понять, почему на хромосферных высотах видны молекулы CO. Они выполнили численное моделирование фотосферно-хромосферного слоя, отказавшись от уравнения стационарности (3.15) и заменив его более реалистичным уравнением (3.14). Поле скоростей они впервые рассчитали, исходя из реальных наблюдений. Основой моделирования послужила часовая временная серия, полученная в обсерватории Сакраменто Пик в области линии H CaII, на спектрограммах которой в одних и тех же местах щели периодически появлялись четыре H_{2v} -зерна; кроме того, хорошо были заметны колебательные доплеровские смещения соседней фотосферной линии Fe I 396,68 нм. По измеренным в этой линии колебаниям лучевых скоростей были найдены свойства акустических волн, возбужденных «поршнем»,

расположенным в вершине конвективной зоны. Затем прослеживалось изменение характера таких волн при распространении снизу вверх в хромосферу. Со временем волны укрупняются и на высоте около 1000 км над основанием фотосферы некоторые из них трансформируются в ударные волны. В местах ударов резкое повышение температуры инициирует сильное увеличение интенсивности синего крыла эмиссионного самообращения в ядре линии H CaII, что интерпретировалось как появление H γ -зерна. В двух случаях из четырёх место и время вычисленных и наблюдаемых явлений в точности совпали! При том, что рассматривался только одномерный случай (сцена действия – щель спектрографа), такой результат численного моделирования единодушно был признан выдающимся. Следует упомянуть, что вычисления проводились при пренебрежении магнитным полем, поэтому они могут воспроизводить картину только внутри самых спокойных участков солнечной поверхности – так называемых ячеек, о которых подробнее будет рассказано позже.

На рис. 3.4 показаны подробности расчётов. Хотя усредненное по времени и по пространству распределение интенсивности излучения (штрихи) напоминает таковое (штрих-пунктир) в модели VAL IIIA (модель ячейки), вычисленное в модели КС распределение температуры (толстая сплошная линия) не имеет с VAL IIIA ничего общего. Вместо плавного роста температуры над температурным минимумом, характерного для полуэмпирических моделей, в модели КС – короткие по продолжительности сильные скачки температуры (на высоте 1000 км) сменяются длительными низкими температурами (две тонкие сплошные линии). Усредненная по времени кривая истинных температур не содержит никакого температурного минимума, она близка модели лучистого равновесия (пунктир) и даже немного холоднее её.

Динамическая одномерная модель КС позволила вполне естественно объяснить присутствие сильных линий поглощения молекулы CO (они образуются в «холодные» промежутки времени), и это еще одна из причин того, что она сразу завоевала много сторонников. Подход КС к моделированию атмосферы дал столь впечатляющие результаты, что он быстро перерос в основное средство изучения всех наблюдаемых слоев Солнца в их взаимной связи и единстве – в радиативно-гидродинамический подход.

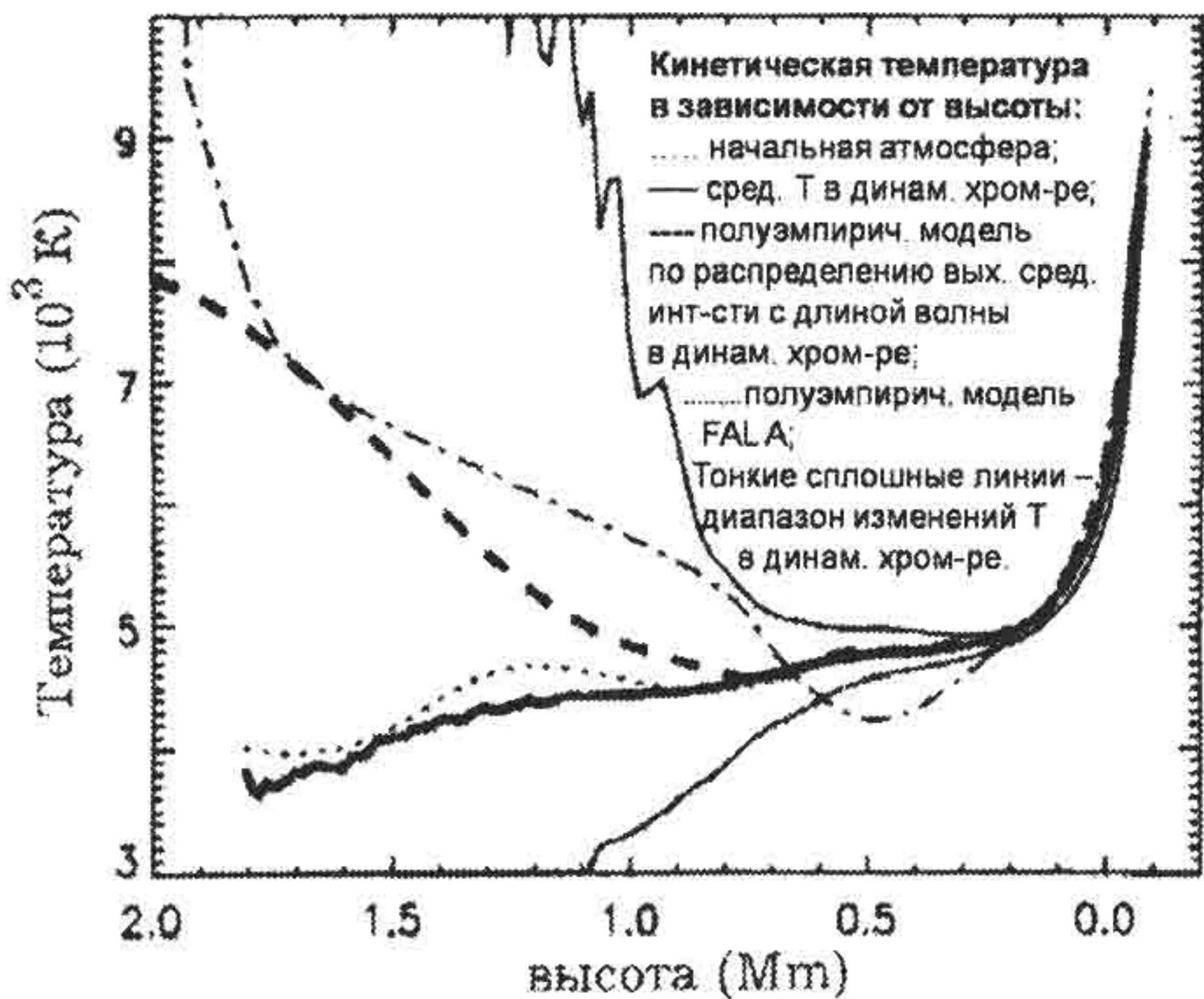


Рис. 3.4. Динамическая модель Карлсона и Стайна (КС), построенная для свободных от магнитного поля участков спокойного Солнца. (Рисунок заимствован из оригинальной статьи: Carlsson M. and Stein R. F. // *Astrophysical Journal*. 1995. Vol. 440. P. L42–L52, рис. 3)

3.6. Моделирование 3D

Общепризнанные успехи новой теории не завуалировали её основного недостатка. Сторонники полуэмпирических статических моделей типа VAL, FAL выдвинули серьёзный контраргумент: кратковременные и узко локализованные повышения температуры в модели КС не могут объяснить постоянное и повсеместное существование *эмиссионных* линий в дальнем ультрафиолете, доказанное наблюдениями на космическом аппарате SOHO. Не вдаваясь в дальнейшую полемику, содержащую множество и других доводов «за» и «против» каждого из двух типов одномерных моделей, приведем главный факт, заставивший перейти от одномерных динамических моделей к трехмерным динамическим моделям.

Одномерные динамические модели, построенные рядом авторов после работ КС, показали, что ожидаемый режим хромо-

сферы критически зависит от принятого нижнего граничного условия – свойств колебаний акустического поршня. Это заставило более подробно рассмотреть динамику вершины конвективной зоны, трехмерное динамическое моделирование которой уже в 80-е гг. XX в. позволило успешно воспроизвести явление фотосферной грануляции. Среди прочих выводов было доказано, что порождаемые конвекцией акустические волны являются не плоскими (как предполагается в 1D-моделях), а сферическими, очень сильно взаимодействующими друг с другом. Распространяясь вверх под разными углами, трансформируясь в хромосфере в ударные волны, они могут усиливать или гасить друг друга. Амплитуды на ударных фронтах могут быть существенно меньше, чем в одномерном приближении, при котором интерференция волновых пакетов действует только как усиление амплитуд (и связанных с ними температурных неоднородностей). Кроме того, критическим является принятый диапазон частот начального спектра мощности акустических волн. От него зависит ответ на вопрос, достаточна ли энергия ударных волн для нагрева атмосферы. Естественным продолжением одномерного радиативно-гидродинамического моделирования является его трехмерная версия.

Временная последовательность моделей вычисляется как самосогласованное решение полной системы уравнений движения и теории переноса излучения. (Следующий шаг должен включать в себя и уравнения магнитогидродинамики; здесь уже сделаны первые шаги, но мы пока эти уравнения не рассматриваем). Возможное присутствие магнитного поля отражено в ниже следующих уравнениях только учетом магнитного давления и джоулева тепла как дополнительного источника нагрева. Итак, имеем:

Уравнение непрерывности (сохранения массы)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot \rho \mathbf{v}. \quad (3.17)$$

Уравнение движения (сохранения момента)

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p - \rho g e_r. \quad (3.18)$$

Здесь e_r – единичный вектор радиального направления; p вычисляется по формуле (3.13); P_g – по уравнению состояния (3.12).

Уравнение сохранения числа частиц

$$n_{tot} = (1 + a_{He} + \sum a_{el}) + n_e. \quad (3.19)$$

Уравнение сохранения энергии

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho E_s + \rho \phi \right) = -\nabla \cdot \rho v \left(\frac{1}{2} v^2 + E_s + \frac{p}{\rho} + \phi \right) + \Phi_r + \Phi_j + \Phi_c + \Phi_v. \quad (3.20)$$

Здесь E_s – внутренняя энергия движения частиц; $\phi = -\frac{GM}{r}$ – гравитационный потенциал движения плазмы в гравитационном поле; $\Phi_r, \Phi_j, \Phi_c, \Phi_v$ – нагрев излучением, джоулевым теплом, теплопроводностью и вязкостью соответственно.

Используются также уравнение переноса излучения (2.10) и система уравнений для населенностей в зависящей от времени форме (3.14).

В настоящее время построено довольно много трехмерных радиативно-гидродинамических моделей атмосферы (и даже магнитогидродинамических); распространены для вычисления на суперкомпьютерах соответствующие пакеты программ. Однако, как уже упоминалось, при этом приходится отказываться от некоторых важных положений теории переноса излучения. Так, например, в своих вычислениях КС рассматривали только полное перераспределение по частотам, что могло существенно исказить форму контура линии H CaII, так важную для их выводов. В новых 3D-моделях экономия вычислительных ресурсов достигается за счет неполного учета NLTE или менее подробного привлечения источников непрерывного поглощения, и, насколько мне известно, всегда принимается CRD вместо PRD.

Пока 3D-модели не привели к общепринятому мнению о величине температурных неоднородностей в атмосфере, так что еще нельзя ответить на вопрос, существует ли немагнитная хромосфера как слой с повсеместным и постоянным ростом температуры. Вместе с тем некоторые результаты трехмерного моделирования уже используются при изучении ряда фундаментальных проблем физики Солнца. Это прежде всего касается химического состава Солнца, поскольку различия данных, полученных при 1D и 3D-моделировании, оказали столь серьезное влияние на расчеты стандартной модели внутреннего строения Солнца, что вызва-

ли представление о «кислородном кризисе», дебаты, по поводу которого не прекращаются уже несколько лет.

Несмотря на не преодолённые пока недостатки, важно подчеркнуть, что заслугой нового метода моделирования является то, что при его разработке производится ревизия всех принятых ранее предположений. Например, существенно изменилось представление об ионизационном равновесии в хромосфере. Из-за сильной кратковременной ионизации водорода на фронтах ударных волн, не успевают произойти акты его фоторекомбинации. Сейчас усиленно изучается, как эта неравновесная ионизация отражается на состоянии хромосферы, каков бы ни был подход – одномерный или трехмерный.

ГЛАВА 4

СТРУКТУРА ФОТОСФЕРЫ И ХРОМОСФЕРЫ

В предыдущих главах было продемонстрировано, насколько тесно переплетаются между собой условия в разных «слоях» Солнца. Поэтому имеет смысл рассматривать, по крайней мере, фотосферу и хромосферу совместно.

4.1. Грануляция

Грануляция – первое, что бросается в глаза, когда поверхность Солнца рассматривается с помощью обычного солнечного телескопа, и, пожалуй, – это единственное явление, которое можно довольно подробно изучать без диспергирующей оптики. Грануляция имеет вид светлых зерен в форме неправильных многоугольников, разделенных узкими темными дорожками. Контраст отдельных гранул и их внешний вид изменяются в пространстве и во времени (рис. 4.1).

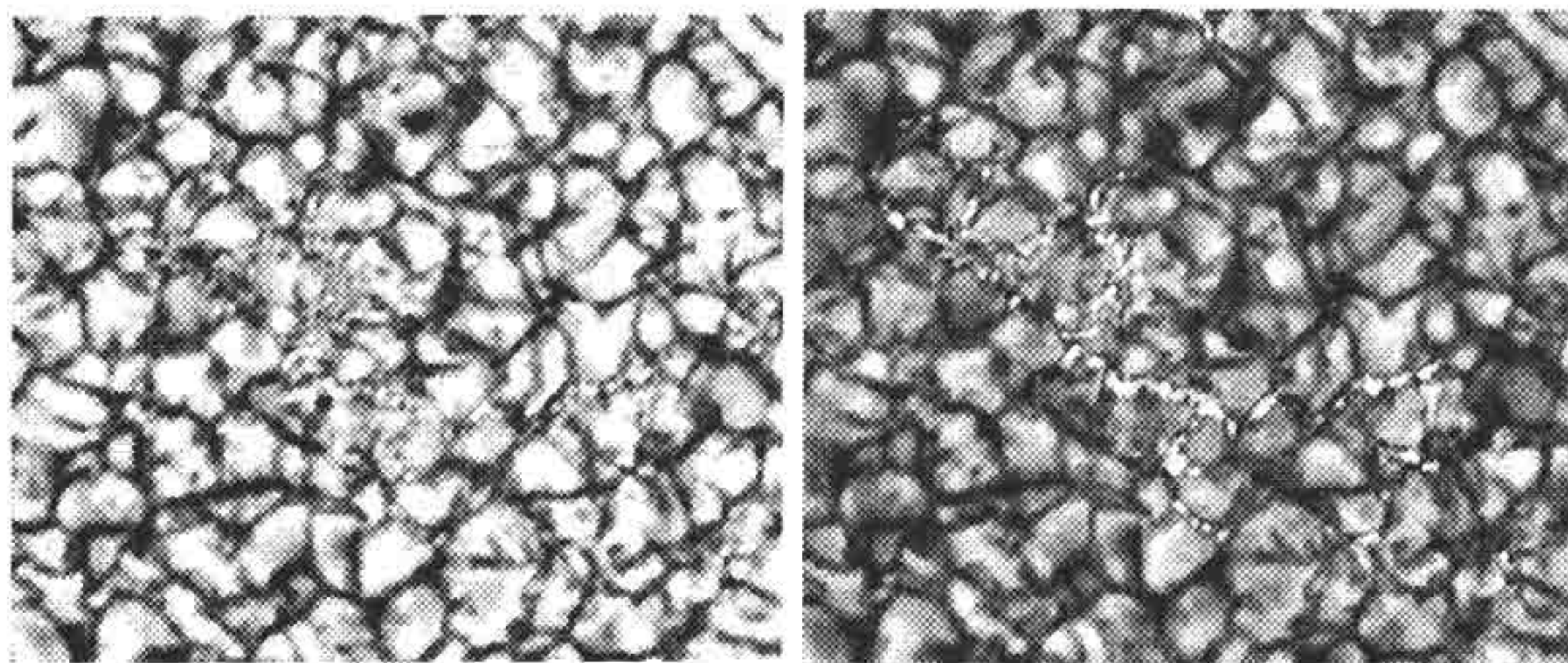


Рис. 4.1. Изображение грануляции, полученное для двух уровней спокойной фотосферы при высоком пространственном разрешении. (Рисунок заимствован из оригинальной статьи Hasan S. S. and van Ballegoijen // *Astrophysical Journal*. 2008. Vol. 680. P. 1542–1552, рис. 1)

На спектрограммах фотосферы грануляция видна в форме светлых полосок непрерывного спектра, параллельных направлению дисперсии, а при высоком пространственном и спектральном разрешении также в форме *извилистых* фраунгоферовых линий (см. рис. 3.2). Таблица 4.1 суммирует данные наблюдаемых морфологических свойств грануляции.

Таблица 4.1

Диаметр гранулы	1000 км
Ширина межгранульной дорожки	250–450 км (0,4'')
Среднее расстояние между гранулами	1400 км
Средняя продолжительность жизни гранулы	5–10 мин
Средний контраст интенсивности	9–14 %
Максимальный контраст интенсивности	21%
Среднеквадратическая максимальная вертикальная скорость	0,3–0,45 км/с
Среднеквадратическая максимальная горизонтальная скорость	0,25 км/с

Внешний вид грануляции настолько напоминает знакомую в быту картину конвекции, что первые же попытки интерпретации опирались именно на связь грануляции с конвективной зоной. Однако такая интерпретация отнюдь не проста. Начнем с того, что даже описание наблюдаемых свойств грануляции в литературе весьма противоречиво. Мы столкнулись с этим, составляя итоговую табл. 4.1, которая представляет собой компиляцию данных из книг Гибсона (1974), Foukal (1989) и Иллюстрированного словаря терминов (1980). Противоречивость связана, конечно, с условиями наблюдения (*seeing*), с инструментарием, с тем, в какой области спектра выполнены наблюдения, и т. п. Однако главная причина состоит в индивидуальных особенностях гранул, в их пространственной и временной изменчивости. Например, экстремальные скорости и наибольший контраст, приведенные в табл. 4.1, относятся к так называемым *взрывающимися гранулам*. Они отличаются не столько своими экстремальными характеристиками, сколько внешним видом – кольцеобразной формой. Яркое кольцо в конце их жизни распадается на ряд мелких осколков. Совсем не исключено, что такие гранулы не являются особым типом, а демонстрируют конец существования обычных гранул.

Поиски корреляционных связей между параметрами с целью извлечения полезной информации о динамическом состоянии верхней части конвективной зоны и нижней атмосферы затруднены самой природой переноса излучения в плазме – его нелокальным и нелинейным характером. Так, яркая гранула обычно отождествляется с потоком горячего поднимающегося вещества, следовательно, на спектрограммах, полученных вблизи центра диска, должен был бы наблюдаться соответствующий изгиб линий в синюю сторону. Однако чем горячее газ, тем больше его непрозрачность. Поэтому излучение горячей колонки исходит из ее верхней части, где газ уже охлажден и, если еще не опускается, то, по крайней мере, превращается в горизонтальный поток, перпендикулярный лучу зрения. К этому следует добавить, что наблюдаемые лучевые скорости плазмы в фотосфере только в самой глубокой ее части непосредственно обусловлены овершутом. Конвекция порождает также распространяющиеся вверх акустические колебания (см. § 4.2), скорости которых в более высокой фотосфере превалируют над конвективной скоростью. Чтобы оценить истинные скорости конвективных потоков, надо удалить из измеренных скоростей их колебательную составляющую, что представляет собой самостоятельную сложную задачу, при решении которой приходится прибегать и к экстраполиванию.

Несмотря на указанные трудности, в изучении грануляции достигнуты большие успехи, причем полнее удастся описать динамику фотосферы косвенно, исходя из её численного моделирования, чем непосредственно из наблюдений. Этому способствует то обстоятельство, что в фотосфере используемая система уравнений радиативной гидродинамики (2.10), (3.17)–(3.20) не нуждается в учете отклонений от ЛТР (т. е. в привлечении уравнений (3.14)) и тем более в учете эффектов PRD (т. е. уравнений 3.16а, 3.16б).

На рис. 4.2 показаны вычисленные распределения яркости континуума (слева) на участке спокойного Солнца вместе с распределением температуры на том же участке (справа), восстановленным численным моделированием. Сходство с рис. 4.1 отличное! Поэтому целесообразно привлечь для описания морфологических свойств грануляции рис. 4.3, на котором показан один из мгновенных вертикальных разрезов моделируемой кубической области.

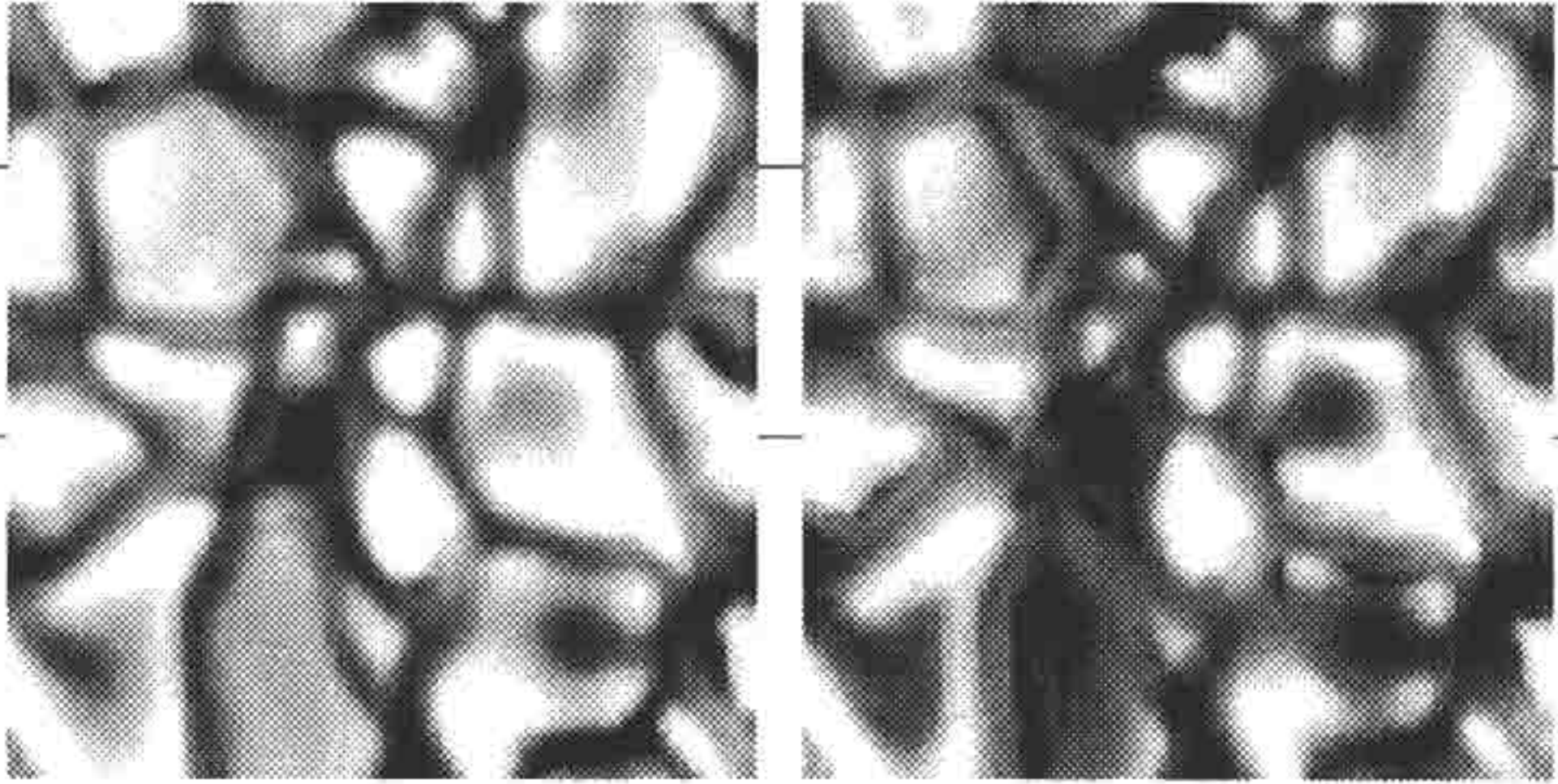


Рис. 4.2. Изображение грануляции, полученное путем численного моделирования верхней части конвективной зоны и фотосферы. (Рисунок заимствован из книги Rutten R. J. Radiative Transfer in stellar Atmospheres. 1997, рис. 8.5)

На рис. 4.3, а сплошными линиями проведены изотермы. Их форма и местоположение свидетельствуют, во-первых, о том, что грануляция простирается высоко в фотосферу; это согласуется с тем, что ее можно проследить при наблюдениях почти у самого края диска. Во-вторых, в центральных частях гранул температура убывает наружу. Однако из-за сложного характера изолиний непрозрачности, также проведенных на рис. 4.3, трудно разобраться в том, как должен изменяться видимый контраст. Лучше это прослеживается на четырех горизонтальных разрезах, показанных на рис. 4.4.

При моделировании хорошо заметно изменение знака контраста температуры в верхнем слое куба моделирования. Такое явление тоже известно из наблюдений: оно получило название *обращенных гранул*.

На рис. 4.3, б проведены изолинии скорости. Их вид резко отличается в зависимости от направления вектора скорости. Подымающиеся гранулы демонстрируют широкие плавные течения (сплошные линии). В темных межгранульных дорожках изолинии имеют вид быстро опускающихся «пальцев» (*fingers*). Еще наглядней картина в подфотосферных слоях, где очень узкие дорожки опускания выделяются на неструктурированном фоне общего подъема плазмы (нижние панели на рис. 4.4). В целом численное моделирование самосогласованно описывает картину «сверхохлаждения» вещества гранул, вызванного быстрым расширением по мере его подъема.

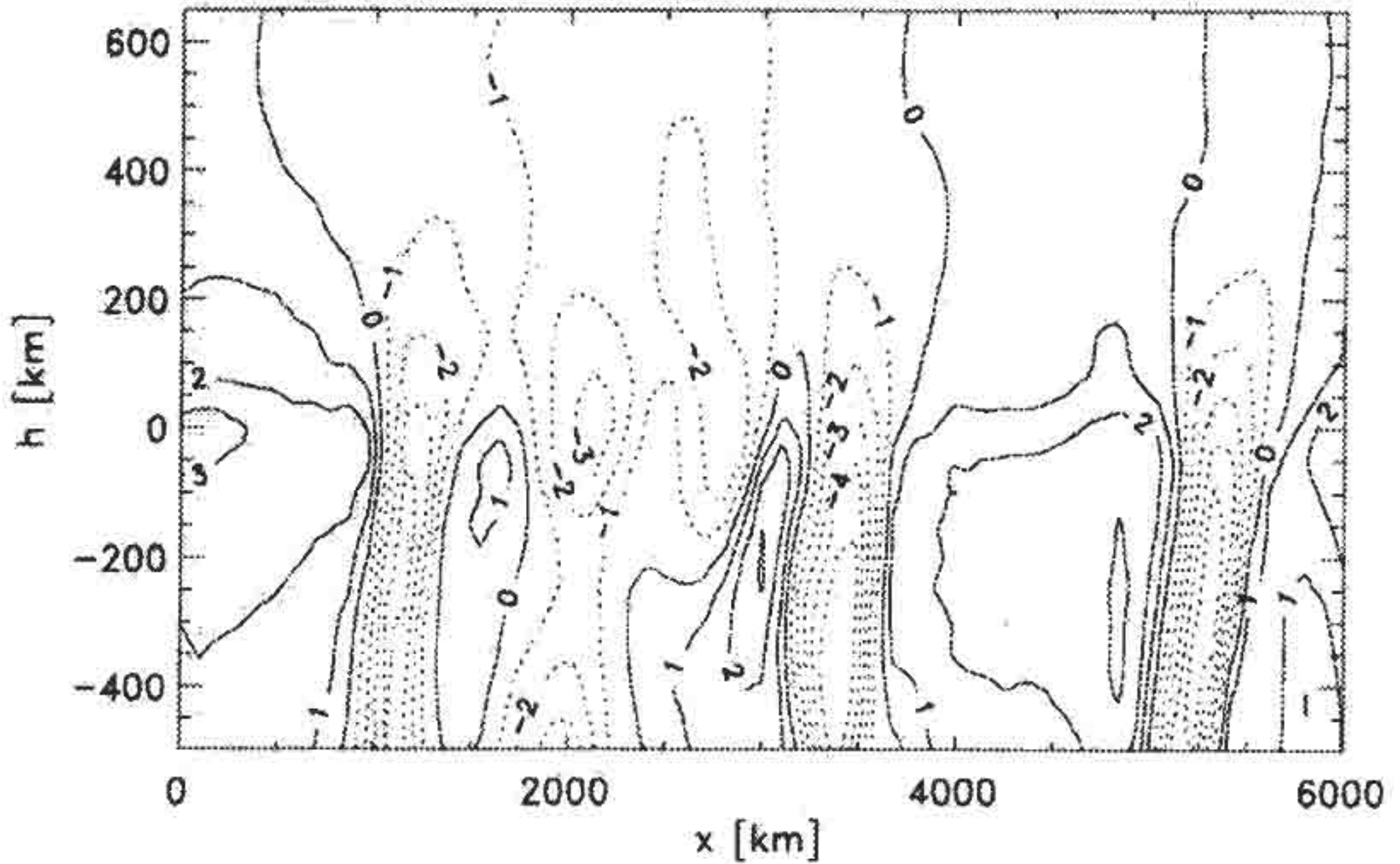
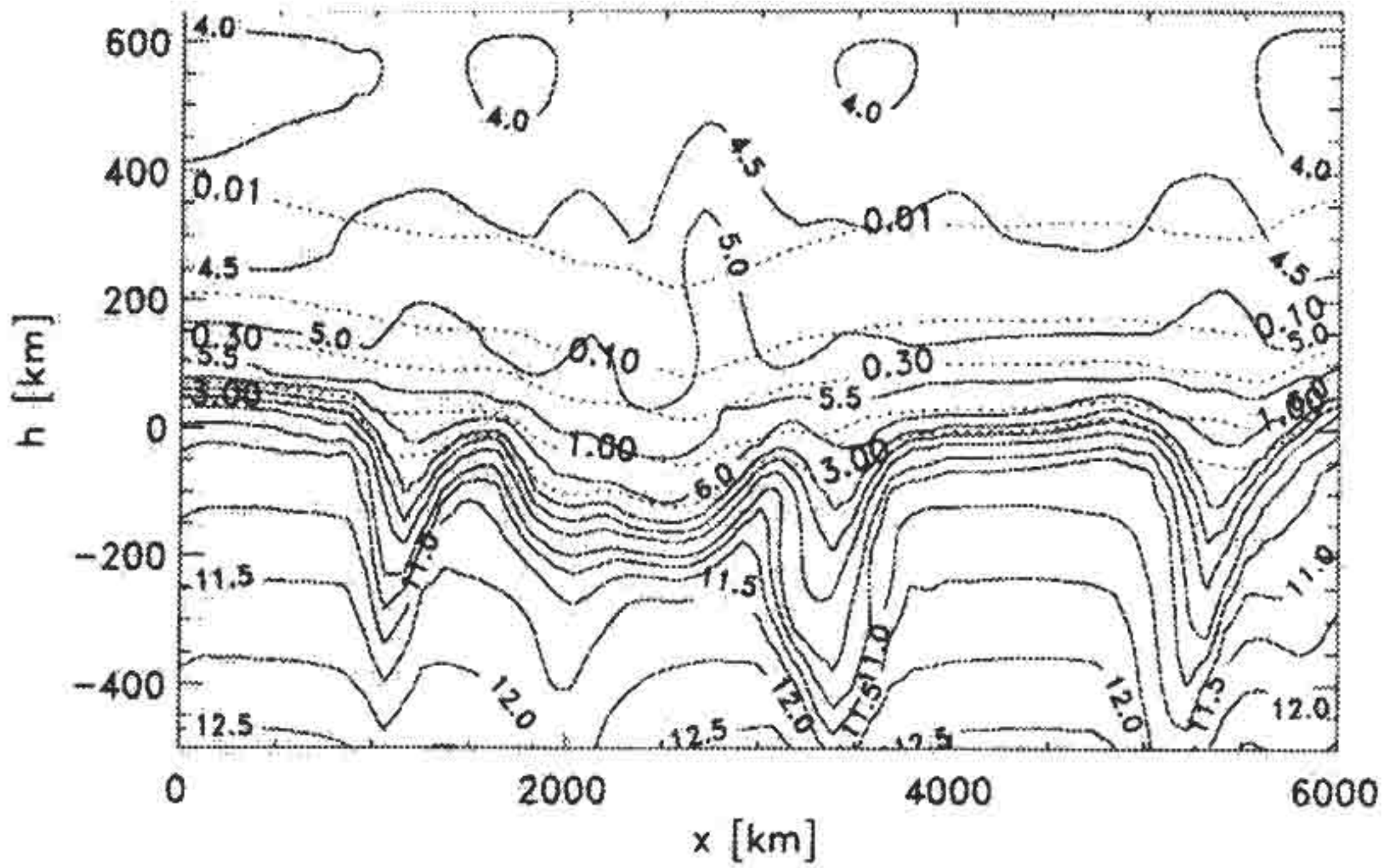


Рис. 4.3. Распределение температуры (верхняя панель, сплошные линии) и вертикальной скорости (нижняя панель; скорости подъема – сплошные линии, скорости опускания – пунктир) на вертикальном разрезе численного моделирования верхней части конвективной зоны и в фотосфере. (Рисунок заимствован из книги: Rutten R. J. Radiative Transfer in Stellar Atmospheres. 1997, рис. 8.6). Светлыми тонами обозначены высокие температуры и большие скорости подъема

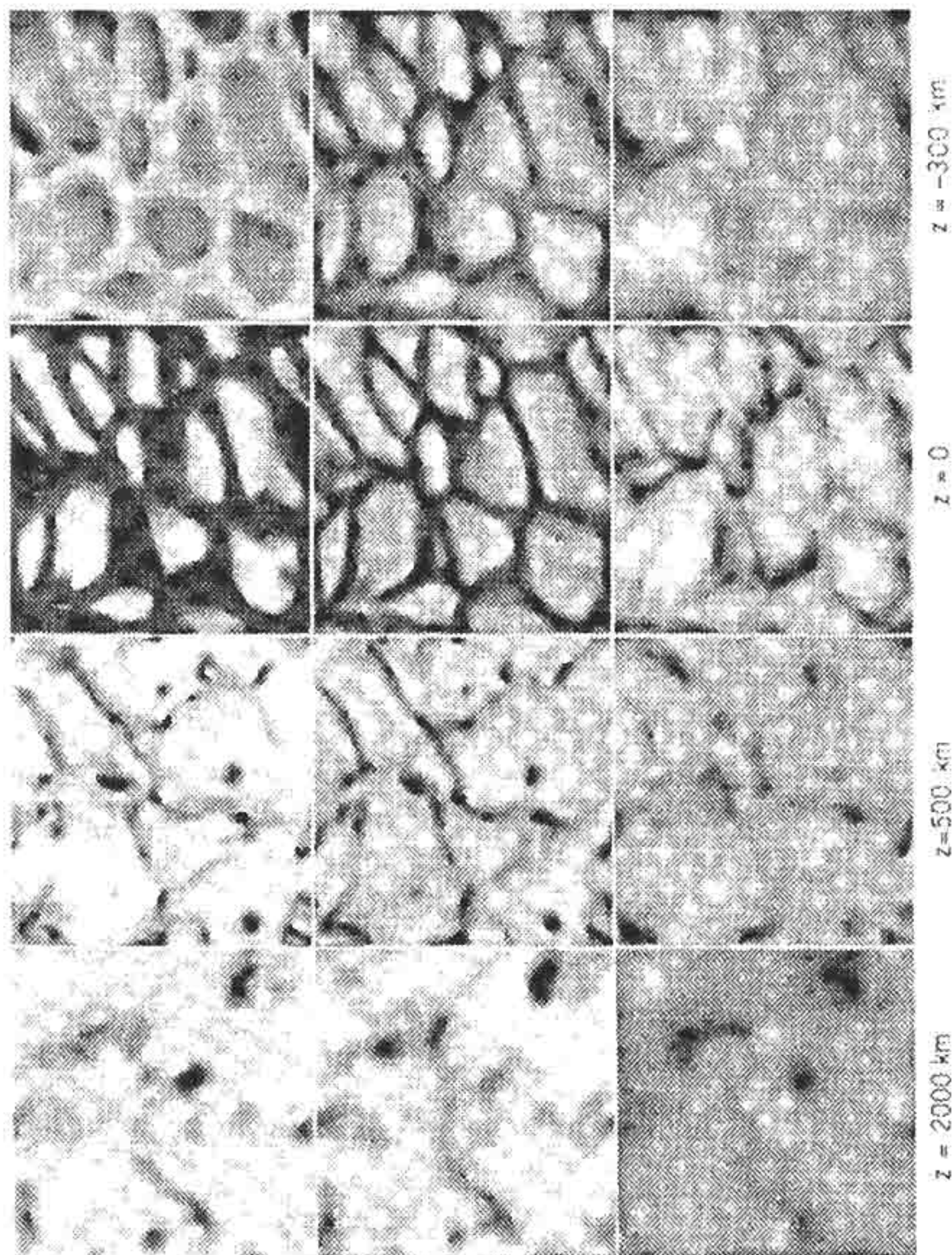


Рис. 4.4. Изменение температуры и вертикальной скорости плазмы по результатам численного моделирования. Показаны четыре горизонтальных разреза соответствующих высотам -300 км (высокая фотосфера), 0 ($t_{500} = 1$), -500 км (под фотосферой), -2000 км (еще глубже). (Рисунок заимствован из книги: Foukal P. Solar Astrophysics. 1990, рис. 7–6)

На очень хороших изображениях Солнца на фоне грануляции видны еще более мелкие образования – почти точечные яркие структуры, преимущественно внутри межгранульных дорожек (см. рис. 4.1). Эти структуры названы *филигранью*. Они, по-видимому, образуются в глубоких слоях фотосферы, так как наблюдаются в далеких крыльях фраунгоферовых линий. Чаще всего они упоминаются в связи с встречаемостью в фотосферных

факелах. Это, наряду с тем, что видимость филиграни коррелирует с магнитным потоком, регистрируемом при увеличении апертуры магнитографов, наводит на мысль об общей природе элементов филиграни и мелкомасштабных магнитных силовых трубок. Филигрань подозревается также, как причина «провалов» (gaps) спектральных линий. Наряду с извилистостью линий, которая заметна на спектрограммах высокого разрешения, в некоторых местах щели создается впечатление, что линия исчезает (см. рис. 3.3а; линии по соседству с ядром линии CaII). Если провалы действительно связаны с филигранью, а та – с магнитным полем, то уменьшение контраста в контуре линии может быть вызвано эмиссионным повышением «дна» линии поглощения из-за повышения температуры. На существование мелкомасштабных сильных полей даже в спокойной фотосфере неоднократно указывают наблюдатели, исходя и из других доводов. Численное моделирование Нордлунда и Стайна, описанное выше, не привлекает уравнений магнитогидродинамики, поэтому воспроизведенная ими картина не содержит признаков филиграни.

Говоря о контурах линий в спектрах фотосферы, необходимо упомянуть об их характерной асимметрии. При определении лучевых скоростей встает вопрос: что считать доплеровским сдвигом? Можно измерять смещение длины волны центра линии относительно лабораторного источника или от ее теоретического значения в вакууме. Но и шум измерений, и соображения, связанные с нелокальным характером поля излучения, заставили отдать предпочтение так называемому методу бисекторов. На рис. 4.5 показана схема метода. Контур линии поглощения пересекается рядом хорд, проложенных на разных значениях остаточной интенсивности I_{λ} ; на каждой хорде отмечается точка на половине ее длины; кривая, оптимально пересекающая все точки (скажем, вычисленная по методу наименьших квадратов), образует *бисектор*. Если рассеяние точек относительно бисектора обусловлено только шумом измерений, то бисектор должен иметь форму вертикальной прямой. Наклонная прямая свидетельствовала бы о монотонном изменении лучевой скорости с высотой в атмосфере. Реально измеренные контуры большинства спектральных линий в центре диска дают *S-образную форму* с выпуклостью, обращенной в синюю сторону.

Принятая интерпретация С-формы связана с грануляцией. Численное моделирование свидетельствует, что контур линии в области ее средней интенсивности формируется наиболее быстро поднимающимся потоком горячей плазмы, и поэтому эта часть линии максимально смещена в синюю сторону. Центральная часть контура формируется выше в атмосфере плазмой, которая ускоряется баллистически падающим потоком вещества. Здесь бисектор смещается в красную сторону. В крыльях линии из-за меньшей непрозрачности видны самые глубокие слои, где максимальная скорость достигается в опускающейся плазме межгранульных дорожек, – смещение тоже в красную сторону. Таким образом, метод бисекторов интересен тем, что позволяет подтвердить правильность результатов численного моделирования. Однако его значение этим не ограничивается. Так как поля скоростей на Солнце изменяются от структуры к структуре в сильной зависимости от магнитного поля и от других причин, то С-образная форма бисекторов служит популярным диагностическим средством изучения атмосферы.

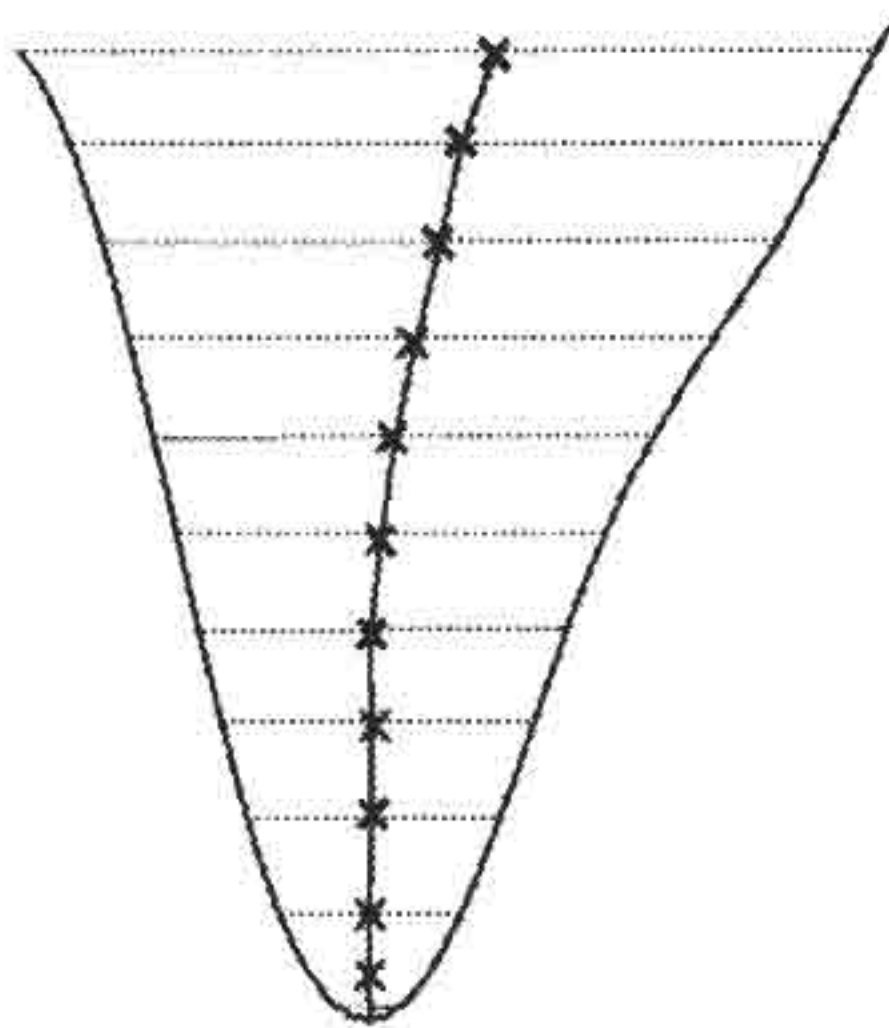


Рис. 4.5. Измерение лучевых скоростей методом бисекторов фраунгоферовых линий

Говоря о самом характерном явлении в фотосфере Солнца – о грануляции, мы не могли обойтись без описания подфотосферного слоя – конвективной зоны. Даже рис. 4.4, демонстрирующий результаты моделирования грануляции, в большей своей части

содержит сведения о конвективной зоне, чем о фотосфере. С другой стороны, в главе 3 мы говорили о влиянии температурных неоднородностей на модели атмосферы и фактически не смогли провести четкую границу между средними моделями фотосферы, хромосферы и даже переходной области. Другими словами, параллельно с накоплением знаний о природе Солнца, всё больше проявляет себя необходимость рассматривать его не «послойно», а как единое целое. В параграфе 4.2 это будет, главным образом, относиться к исследованиям поля скоростей в фотосфере и хромосфере, но сейчас, пока мы в основном описываем фотосферу, особо остановимся на межгранульных дорожках.

Численное моделирование грануляции подтвердило концепцию, что конвективная зона вносит в верхние слои Солнца механическую энергию, которая, возможно, служит источником их нагрева. Естественно было бы предположить, что основная роль в этом процессе должна принадлежать гранулам, которые покрывают большую часть видимой поверхности. Однако, как уже говорилось, на поверхность выходит не горячая часть гранул, а их охлажденная верхушка. В параграфе 4.2 будет обсуждаться роль волн, порождаемых турбулентной конвекцией и обладающих наибольшим влиянием на поле фотосферных и хромосферных скоростей. Предваряя это обсуждение, интересно отметить, что сейчас ведущая роль в возбуждении колебаний приписывается не гранулам, а межгранульным промежуткам, конкретнее, тем участкам, которые на рис. 4.3, б в соответствии с желанием авторов рисунка (Stein & Nordlund) названы пальцами; в литературе они имеют и другие названия, часто именуясь *султанами* (*plumes*). Как бы они ни назывались, главное, что их характеризует, – это конечная стадия разрушения гранул с появлением узких нисходящих потоков, падающих вниз со сверхзвуковой скоростью. Предполагается, например, что при этом возникают сотрясения, аналогичные землетрясениям, но в отличие от последних, действующие постоянно. Несомненно, что происходящие здесь процессы заслуживают пристального внимания.

4.2. Колебания и волны

Наглядное существование поля скоростей в фотосфере продемонстрировано на рис. 3.2. Как уже упоминалось, оно состоит из двух составляющих – регулярных поднимающихся и опускающихся потоков плазмы и из колебательных движений. Благодаря успешному моделированию грануляции, удалось оценить скорости потоков теоретически. Что же касается колебаний плазмы, то это самостоятельный сложный вопрос, так как атмосферные колебания могут быть возбуждены многими причинами. Прежде всего, Солнце, как и всякое небесное тело, само возбуждает колебания. Если устойчивая система подвергается малым возмущениям, то в ней возникают силы, заставляющие вернуться в исходное состояние. В теле со сферической симметрией удобно разложить движение по сферическим гармоникам.

Различные гармоники могут возбуждаться разной возвращающей силой. Так, радиальные моды чаще всего подразделяются на акустические и гравитационные – их обозначают p -моды и g -моды соответственно. Обозначения указывают на возвращающую силу – сила давления (p) в первом случае, гравитация (g) – во втором. Мы будем рассматривать именно эти типы мод, причем имея в виду, что на глобальные колебания могут накладываться локальные моды, зарождающиеся в вершине конвективной зоны. Основным интерес к акустическим колебаниям обусловлен тем, что, будучи продольными и имея возможность распространяться снизу вверх, они являются одним из главных кандидатов на роль источника нагрева верхней солнечной атмосферы. Теоретически такая возможность есть и у гравитационных волн, но их пространственные длины волн малы и находятся на пределе разрешения, так что они трудно поддаются измерениям¹. Основным параметром, от которого зависит характер распространения p -мод, – это скорость звука в идеальном газе

$$c_s^2 = \frac{\gamma k}{\tilde{\mu} m_H} T. \quad (4.1)$$

¹ В настоящее время гравитационные волны обнаружены; их пространственные длины волн оказались вполне наблюдаемыми, и, согласно расчетам, они вносят существенный поток механической энергии в верхнюю атмосферу.

Здесь γ – отношение удельных теплоемкостей, $\tilde{\mu}$ – средний молекулярный вес вещества, m_H – единица атомного веса. Распространение акустических колебаний имеет место, если фазовая скорость $V_{ph} = \frac{\omega}{k}$ больше скорости звука (ω – круговая частота; k – волновое число, $(2\pi/\lambda)$).

Таким образом, вероятность распространения колебаний с данной частотой и с данным волновым числом зависит от температуры в данной точке пространства. Когда неравенство $\frac{\omega}{k} > c_s$

при данной температуре не выполняется, то пришедшая в данную точку вертикальная волна претерпевает отражение, или рефракцию, либо другую трансформацию. Поскольку неравенство может не выполняться по двум причинам – мала частота или велико волновое число, то при данной температуре существуют два слоя, которые непреодолимы для распространения. Эти два слоя, внутри которых нераспространяющиеся волны интерферируют и превращаются в *стоячую волну*, образуют *слой захвата*. При некоторых условиях, стоячая волна не появляется и даже сохраняется её распространение, но только в горизонтальной плоскости (т. е. перпендикулярной направлению силы тяжести). Возможно также появление так называемых *исчезающих (evanescent)* волн, которые затухают сразу же после своего возбуждения. Конкретно, частоты обрезания можно найти из приведенного выше неравенства и, воспользовавшись дисперсионным соотношением, связывающим частоту ω и волновое число k .

Для чисто акустических волн дисперсионное соотношение имеет очень простой вид:

$$\omega = kc_s. \quad (4.2)$$

При совместном действии давления и гравитации (*акустико-гравитационные волны*) оно записывается как

$$\omega^2 k_z^2 = \omega^2 (\omega^2 - \omega_s^2) / c_s^2 + (\omega_g^2 - \omega^2) k_x^2, \quad k = k_x^2 + k_z^2, \quad (4.3)$$

где ω_s и ω_g – частоты чисто акустической и чисто гравитационной волн соответственно.

Для акустических волн частота обрезания

$$\omega_s^c = g\gamma / 2c_s, \quad (4.4)$$

т. е. акустические волны с частотой меньшей, чем ω_g^c , не могут распространяться.

Для гравитационных волн частота обрезания

$$(\omega_g^c)^2 = \frac{g^2 (\gamma - 1)}{c_s^2} \left[1 - \frac{\frac{dT}{dz}}{\left(\frac{dT}{dz}\right)_{ad}} \right], \quad (4.5)$$

т. е. гравитационные волны с частотой, большей, чем ω_g^c , не могут распространяться. Частота ω_g^c называется *частотой Брента – Вайсяля*. В области частот $\omega_g^c < \omega < \omega_g^c$ волны ведут себя, как *нераспространяющиеся*.

На рис. 4.6 показаны области распространения акустических и гравитационных волн, построенные для температуры $T = 5000$ КВ при $\gamma = 1,20$. В реальной атмосфере, где температура, плотность и давление повсеместно изменяются, границы между областями распространяющихся и нераспространяющихся волн не столь четкие, как на рис. 4.6; они могут смещаться в область другого типа распространения. Энергия распространяющихся волн может просачиваться через запретные барьеры – аналог туннельного эффекта в квантовой механике (Жугжда). Возможны области, где происходит типичный захват, и образуются стоячие волны. Все эти варианты внимательно изучаются теоретиками и наблюдателями, так они имеют прямое отношение к проблеме механического нагрева атмосферы.

Кроме давления плазмы и силы тяжести, возвращающей силой могут служить магнитное давление и магнитное натяжение, а также сила Кориолиса. Последняя существенно влияет на состояние внутренних слоев, и мы ее здесь не рассматриваем. Что же касается магнитных сил, то совместно с акустико-гравитационными волнами магнитное давление вызывает *магнитоакустико-гравитационные (МАГ)* волны, а магнитное натяжение – *альвеновские* волны. В спокойной фотосфере плазменная β (отношение газового давления к магнитному) много больше единицы, и движения контролируются давлением плазмы. Поэтому, рассматривая колебания в спокойной фотосфере, мы пока ограничимся приведенными выше сведениями об условиях распространения, хотя современные наблюдения требуют здесь осторожности.

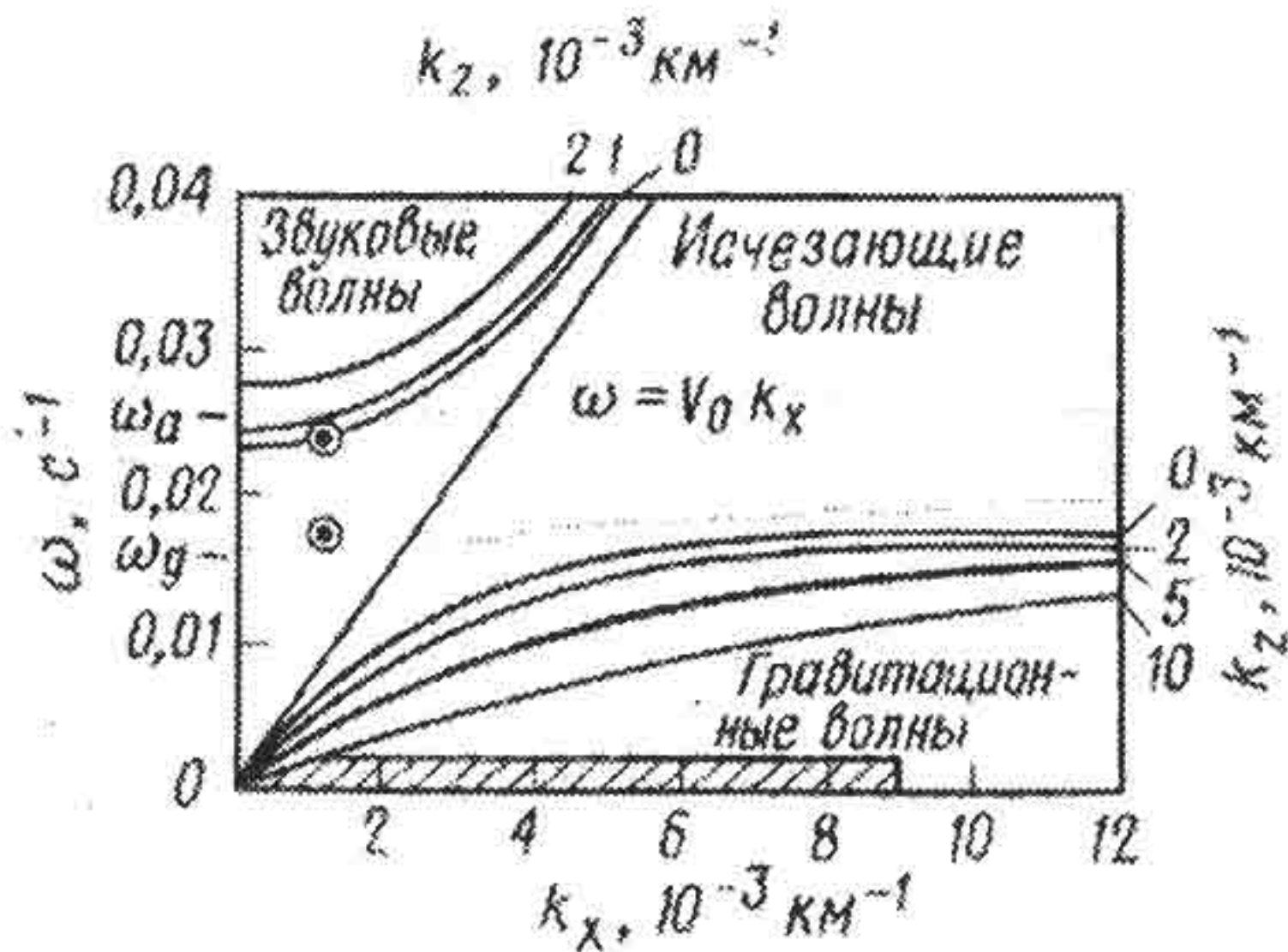


Рис. 4.6. Диагностическая диаграмма для $T = 5000$ км. (Рисунок заимствован из книги Э. Гибсона «Спокойное Солнце», рис. 5.21)

Что же дают наблюдения? В настоящее время есть несколько методов определения скоростей в атмосфере Солнца. Чисто спектроскопический позволяет измерять лучевые скорости по контурам спектральных линий, обычно с помощью бисекторов, или, используя доплеровские сдвиги, полученные на магнитографах компенсаторами лучевых скоростей. Найденные при высоком спектральном разрешении на телескопах с высоким пространственным разрешением скорости весьма точны и особенно ценны, когда имеются одновременные записи магнитного поля. Однако очень большим недостатком является одномерность таких измерений, из-за которой нельзя получить данные о горизонтальном волновом числе k_x . Для двухмерной тахометрии служат ИПФ. Они обычно снабжены лайн-шифтерами, которые быстро поочередно перестраивают полосы пропускания из центра линии в её противоположные крылья; сравнение изображений в красном и синем крыльях дает значения лучевых скоростей в каждой точке двухмерного изображения исследуемой области. Такие фильтрограммы широко используются для построения карт лучевых скоростей. Очевидный недостаток ИПФ – снижение спектрального и временного разрешений. Частично этот недостаток преодолевается с помощью спектрогелиографов.

Именно со спектрогелиографом были совершены два выдающихся открытия в физике Солнца и в астрофизике вообще. В 1961 г. Лейтон предложил новый способ обработки спектрогелиограмм: автоматическое фотометрическое вычитание изображений, полученных в противоположных крыльях используемой спектральной линии. На исследуемом участке поверхности Солнца, там, где лучевые скорости равны нулю, изображения в обоих крыльях совпадают, и разность интенсивностей тоже равна нулю. Там, где имеются подъём или опускание плазмы, появляются положительные или отрицательные значения разностей. Полученные с помощью трёх различных тонов карты (например, нулевые разности – серый тон, положительная разность – светлый тон, отрицательная разность – тёмный тон) называют лейтонограммами (или доплерограммами). Прекрасный образец такой доплерограммы (использован ИПФ Ва II Скоморовского, а не спектрогелиограф) показан на рис. 4.7; он наглядно иллюстрирует поле лучевых скоростей в грануляции активной области.

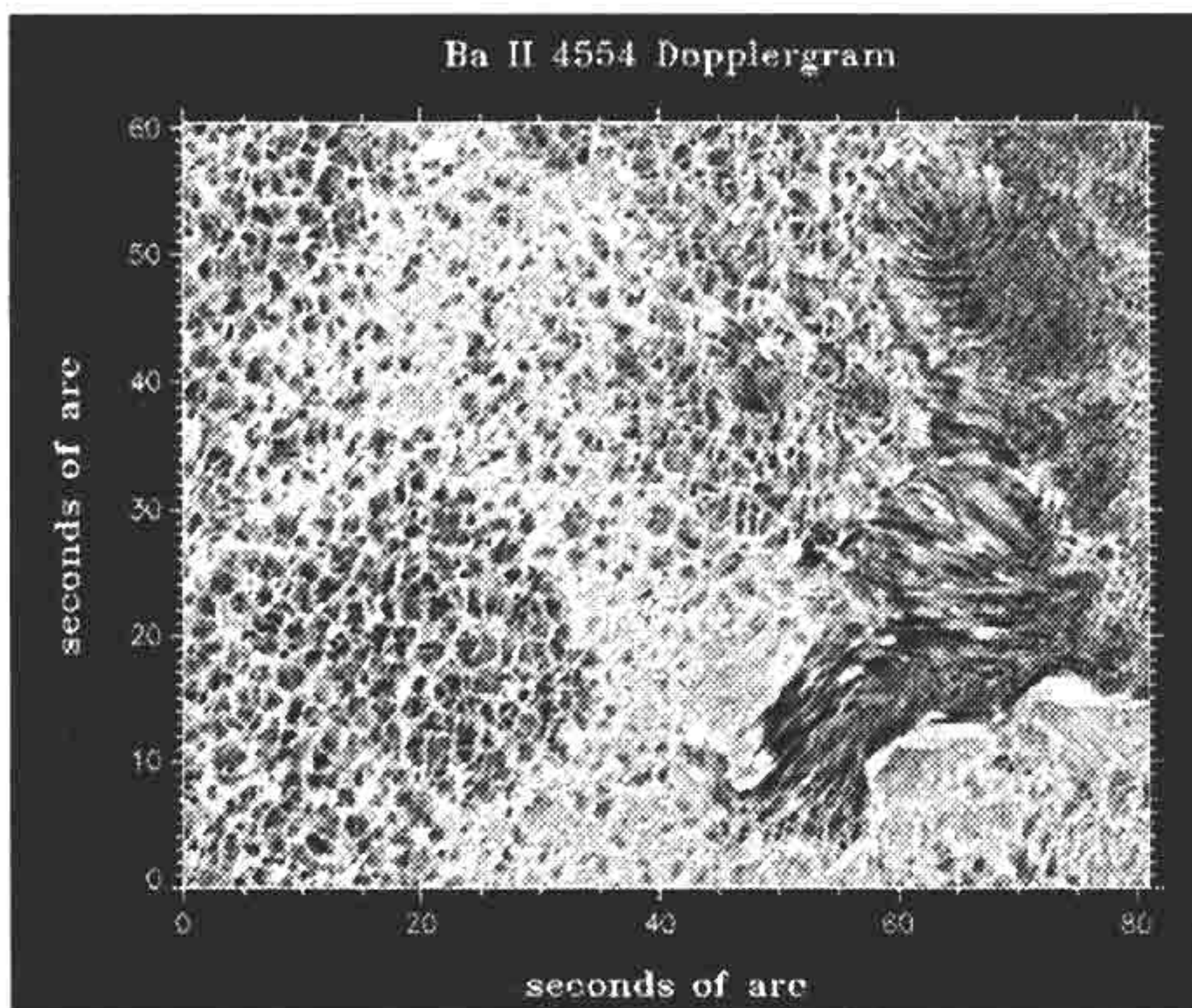


Рис. 4.7. Доплерограмма, иллюстрирующая поле лучевых скоростей в грануляции. (Рисунок заимствован из статьи: Sutterlin P., Rutten R., Skomorovsky V. I. // *Astronomy and Astrophysics*. 2001. Vol. 378. P.251–256.)

Возвратимся к вертикальным скоростям в фотосфере. В том же 1961 г. Лейтон со своими аспирантами сообщил об обнаруженном им явлении: вертикальные скорости в фотосфере носят колебательный характер и их периоды заключены в узкую полосу, центрированную на 5 мин (1,8–4,2 мГц). Это открытие сразу было оценено в связи с проблемой поиска источников нагрева хромосферы и короны. Оно же сыграло решающую роль в рождении гелиосейсмологии как науки, изучающей внутреннее строение Солнца по наблюдениям колебаний на его поверхности.

Ко времени полувекового юбилея «пятиминуток» накопилось столько материала о вертикальных колебаниях в атмосфере Солнца, что нужно было бы больше часов, чем отведено всему разделу о Солнце, чтобы рассказать о них. Разработаны методы и широко используются пакеты программ, с помощью которых можно определять частотные спектры колебаний («спектры мощности»), отождествлять волновые моды, устанавливать характер распространения, оценивать поток механической энергии, связанной с распространяющимися волнами и т.п. Обычно используется представление колебаний путём разложения в ряд Фурье или разложения по другим периодическим функциям (так называемого вейвлет-анализ). В списке рекомендованной литературы предлагается очень подробный обзор Э.Е.Дубова.

И сейчас впечатляют рис. 4.8 и 4.9, полученные по наблюдениям 1969 г. и 1967 г. соответственно. На рис. 4.8 колебания скорости сохраняют когерентность на значительных участках поверхности (сохранение фазы вдоль оси ординат) и во времени (сохранение фазы вдоль оси абсцисс). Амплитуды колебаний более изменчивы, чем фазы, но всё же хорошо прослеживаются более или менее продолжительные цуги. В некоторых местах заметно некоторое смещение положений максимальных амплитуд по пространству, свидетельствующее о распространении колебаний в горизонтальной плоскости. Наряду с флуктуациями доплеровских смещений линий обнаружены и флуктуации интенсивности в центрах линий, в их крыльях и в непрерывном спектре, т. е. имеются флуктуации температуры.

На рис. 4.9 показаны одномерные спектры мощности колебаний скорости, вычисленные по наблюдениям разных линий, а также спектр мощности колебаний интенсивности континуума.

Отдельные спектры расположены снизу вверх по мере увеличения высоты образования линий. Бросаются в глаза следующие особенности.

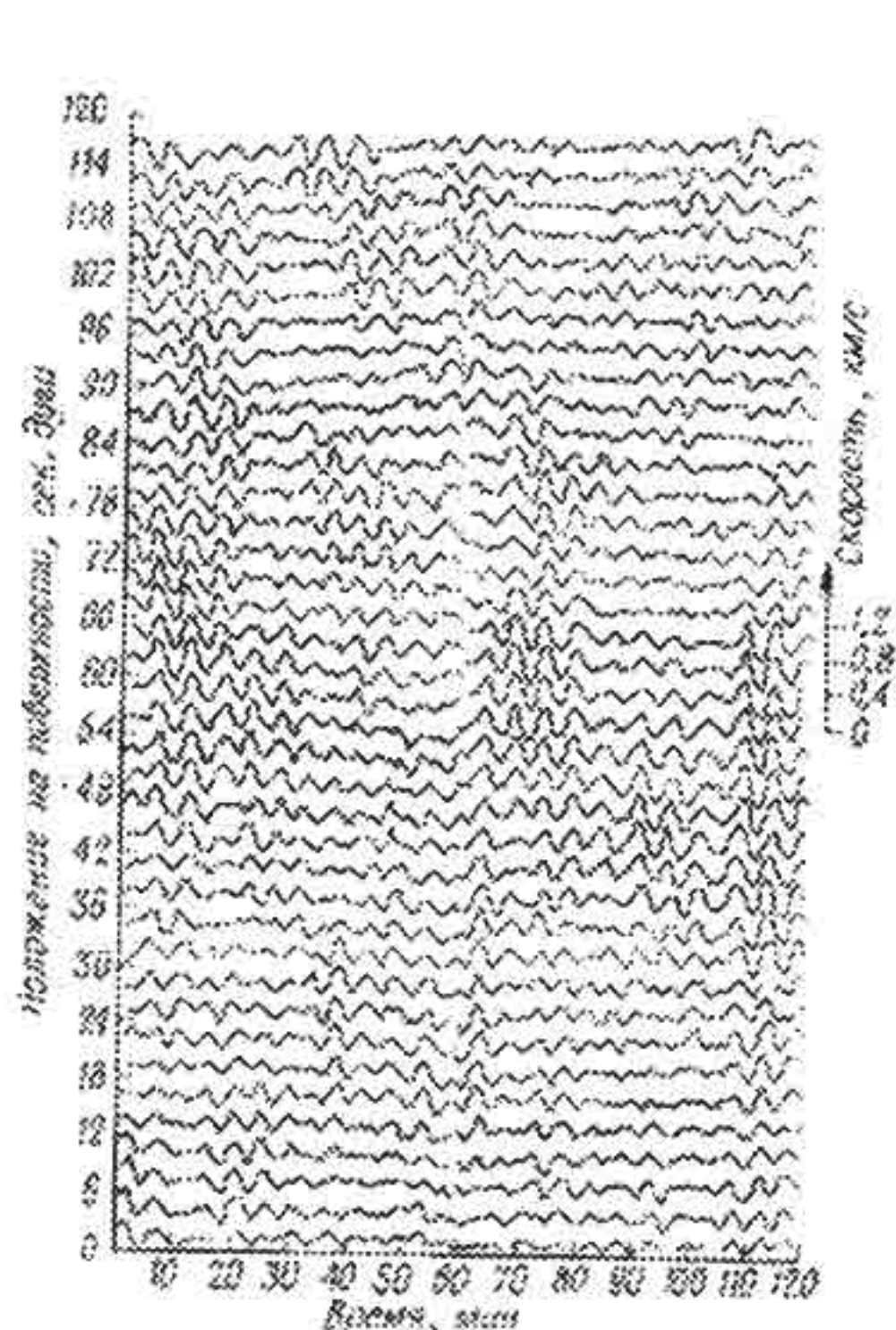


Рис. 4.8. Одна из первых записей колебаний лучевых скоростей на поверхности Солнца. (Рисунок заимствован из книги Э. Гибсона «Спокойное Солнце», рис. 5.10)

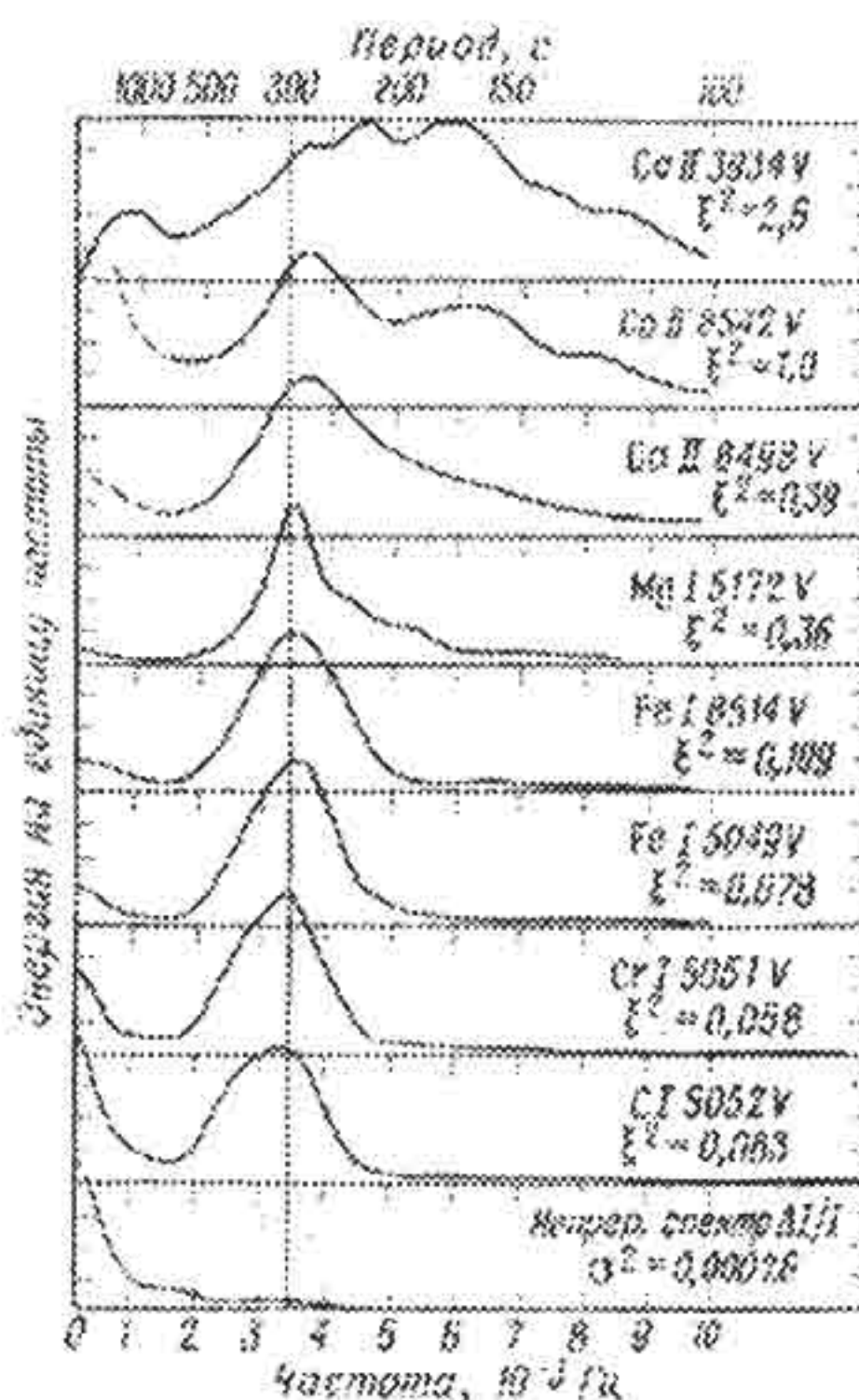


Рис. 4.9. Спектры мощности колебаний в атмосфере Солнца, определённые по фраунгоферовым линиям, образующимся на разных высотах в атмосфере. На рисунке высота увеличивается снизу вверх. (Рисунок заимствован из книги Э. Гибсона «Спокойное Солнце», рис. 5.14)

1. На всех спектрах, кроме нижнего, резко выделяется пик на 300 с. Только в континууме его нет; вместо него есть сильный пик на очень низкой частоте, который соответствует флуктуациям яркости в гранулах.

2. У фотосферных линий, образующихся глубоко (Cr I 505,2 нм и Cr I 505,1 нм) также имеется низкочастотный пик. Он соответствует «конвективным» движениям гранул, тогда как появившиеся здесь 300 с пики явно указывают на наложение акустических колебаний. По мере увеличения частоты конвективный пик постепенно исчезает.

3. Амплитуда скорости 300 с колебаний прогрессивно увеличивается с высотой.

4. В нижней хромосфере (MgI 517,2 нм) начинает «прорезываться» более высокочастотный пик. В хромосфере (CaII K) трехминутный пик (~ 180 с) сравним по мощности с пятиминутным. Появился также новый низкочастотный пик, возможно, соответствующий гравитационным волнам. Подробный анализ одномерных спектров мощности того типа, который изображен на рис. 4.9, и двухмерных спектров мощности, позволил уже в 1960-е гг. разместить на диагностической диаграмме (рис. 4.6) два кружка, которые отождествляют фотосферные колебания с нераспространяющимися волнами. Последующее использование более точных диаграмм, построенных с помощью дисперсионных уравнений, учитывающих радиативные потери энергии, не изменили этого результата, а только конкретизировали области захвата волн. Одна из них расположена в фотосфере ниже температурного минимума. Измеренные в фотосфере разности фаз между колебаниями скорости и интенсивности (около $\frac{1}{4}$ периода) также свидетельствуют о стоячей природе наблюдающихся волн.

Оценки плотности кинетической энергии фотосферных колебаний приводят к значениям, с лихвой обеспечивающих плотности, необходимые для нагрева хромосферы и короны, однако, согласно приведенной выше диагностике, эта энергия «заперта» в фотосфере и не должна проникать в хромосферу. Если колебания в хромосфере всё-таки существуют (а они существуют! См. рис. 4.9), то они могут возбуждаться там локально или проникать из фотосферы через барьер температурного минимума в результате туннельного эффекта. Во втором случае они должны быть захвачены во второй полости захвата между температурным минимумом и $T = 10^4$ К и не смогут греть верхнюю хромосферу и корону. Снять эти противоречия и неопределенности помогает то обстоятельство, что недавние наблюдения с высоким пространственным разрешением обнаружили весьма вероятное присутствие очень малых магнитных элементов с большой напряженностью поля даже в самых спокойных участках солнечной поверхности. Тогда все приведенные выше данные о частотах обрезания акустических и гравитационных волн должны быть пересмотрены. Сейчас такая ревизия выполняется многими исследователями. О

полученных к настоящему времени результатах будет сообщено в конце этой главы. Впрочем, об одном важнейшем результате уже говорилось в главе 3. Это использование измеренных спектров мощности акустических волн в фотосфере для построения первой радиативно-гидродинамической модели Карлсона и Стайна.

Теперь обратимся ко второму фундаментальному открытию, о котором сообщил Лейтон и его сотрудники в 1962 г., – об открытии *супергрануляции*. Открытие также совершено способом построения доплерограмм, но на этот раз анализировались не отдельные участки солнечного диска, а весь диск Солнца.

4.3. Супергрануляция и хромосферная сетка

4.3.1. Супергрануляция и хромосферная сетка на диске Солнца

На рис. 4.10 показана лейтонограмма полного диска, полученная со спектрогелиографом, настроенным на линию $H\alpha$. Бросается в глаза крупномасштабная структура ячеистого распределения скоростей, наиболее чётко видимая по мере удаления от центра диска. Последнее обстоятельство означает, что наблюдаемые скорости ориентированы преимущественно по горизонтали.

В каждой ячейке можно различить темную часть (движение от нас), расположенную со стороны края диска, и светлую часть (движение к нам). Это говорит о том, что газ образует потоки, расходящиеся из центра ячейки к ее краям. Полный размер ячейки составляет 32 000 км. Такая картина движений очень напоминает поле скоростей грануляции, только многократно увеличенной в размерах (приблизительно в 18 раз) и поэтому она была названа *супергрануляцией*. Схема скоростей в ячейках супергрануляции наглядно изображена в книге Гибсона и воспроизведена на рис. 4.11 (а – вид сверху, б – вид сбоку). Стрелки символизируют направления горизонтальных скоростей, их длина – относительные величины: значки «плюс» и «минус» – вертикальные скорости подъема и опускания. Видно, что вертикальные движения распределены более сложно, чем горизонтальные: опускания имеют место не по всей периферии ячейки, а только в местах стыка нескольких супергранул.

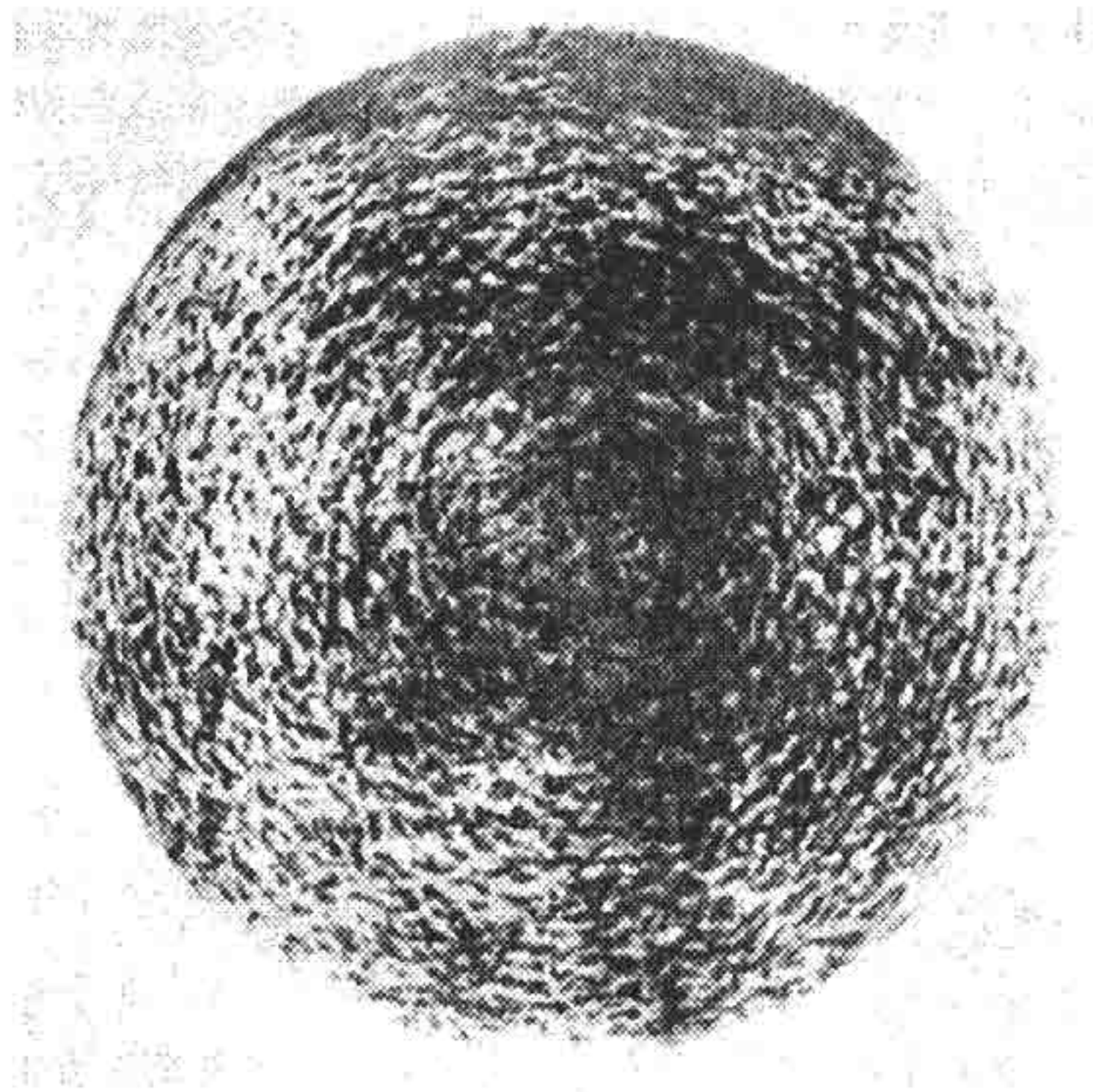


Рис. 4.10. Доплерограмма полного диска Солнца, полученная по линии H α . (Рисунок заимствован из книги Э. Гибсона «Спокойное Солнце», рис. 2.11)

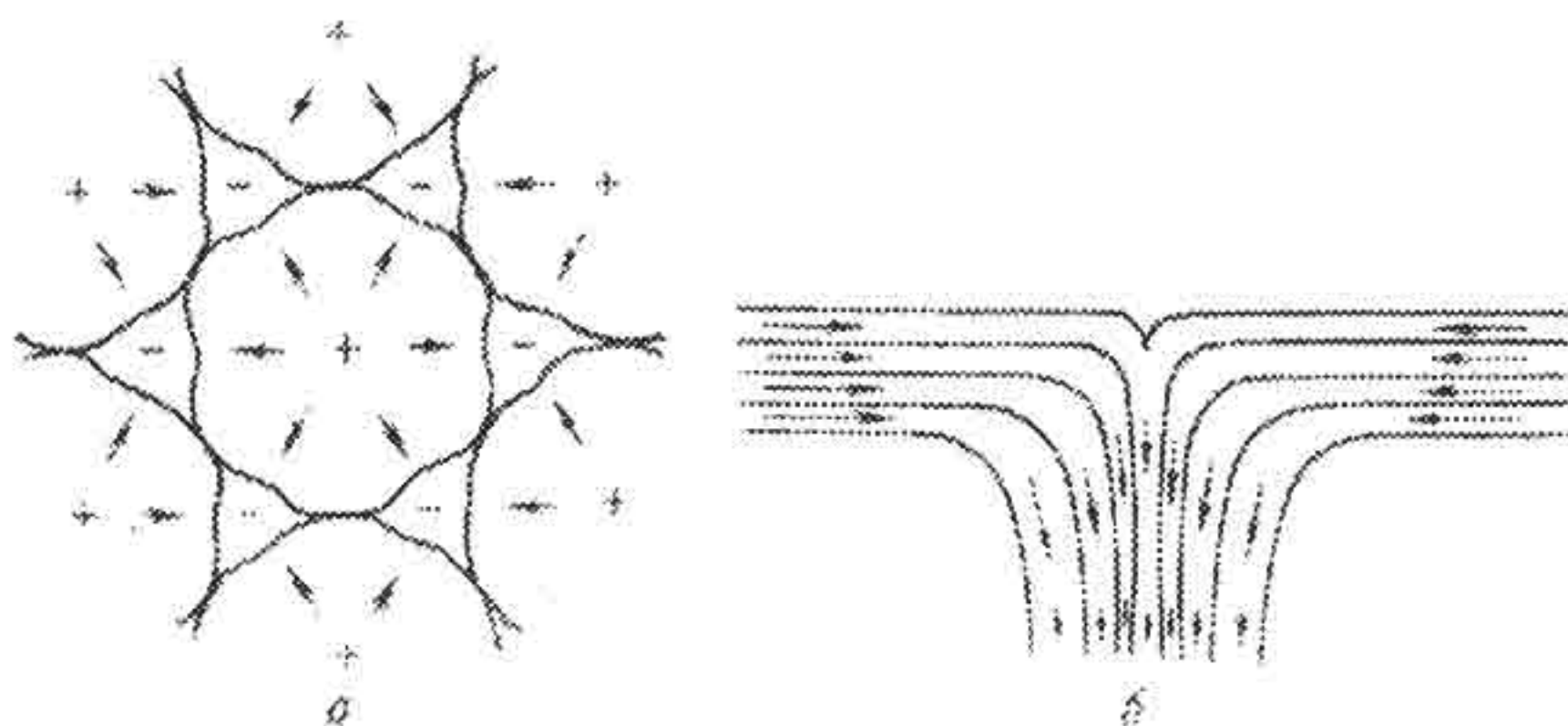


Рис. 4.11. Схема скоростей в супергранулах. а – вид сверху, б – вид сбоку (Рисунок заимствован из книги Э. Гибсона «Спокойное Солнце», рис. 5.8)

Средние вертикальные скорости подъёма в центре супергранулы и опускания на её периферии примерно одинаковы и равны 0,1 км/с, причем скорость опускания заметно увеличивается с высотой; скорости горизонтального растекания от центра к периферии (на рис. 4.11, б они показаны только на участке вблизи периферии) больше вертикальных, достигая 0,3–0,5 км/с

Лейтонограммы – весьма специфический и сложный вид наблюдений, и полную картину всех их особенностей представить трудно. Но более простые наблюдения, а именно обычные фильтрограммы, выполненные в лучах ряда сильных хромосферных линий видимой, инфракрасной и ультрафиолетовой областей спектра, показывают ту же крупномасштабную структуру, но в распределении интенсивности, а не скорости. Она названа *хромосферной сеткой* (рис. 4.12). Лучше всего с лейтонограммами сравнивать фильтрограммы в лучах $H\alpha$, так как лейтонограммы получены в той же линии, только не в ее центре, а в крыльях на уровне полуширины. Средний размер *хромосферной сетки* в линии $H\alpha$ – 33 000 км, практически тот же, что у супергранулы, так что вполне единодушно полагают, что супергрануляция и хромосферная сетка относятся к одному и тому же явлению. Супергрануляция дает картину скоростей на высоте, которая несколько меньше высоты, к которой относится распределение интенсивности излучения в центре линии $H\alpha$.

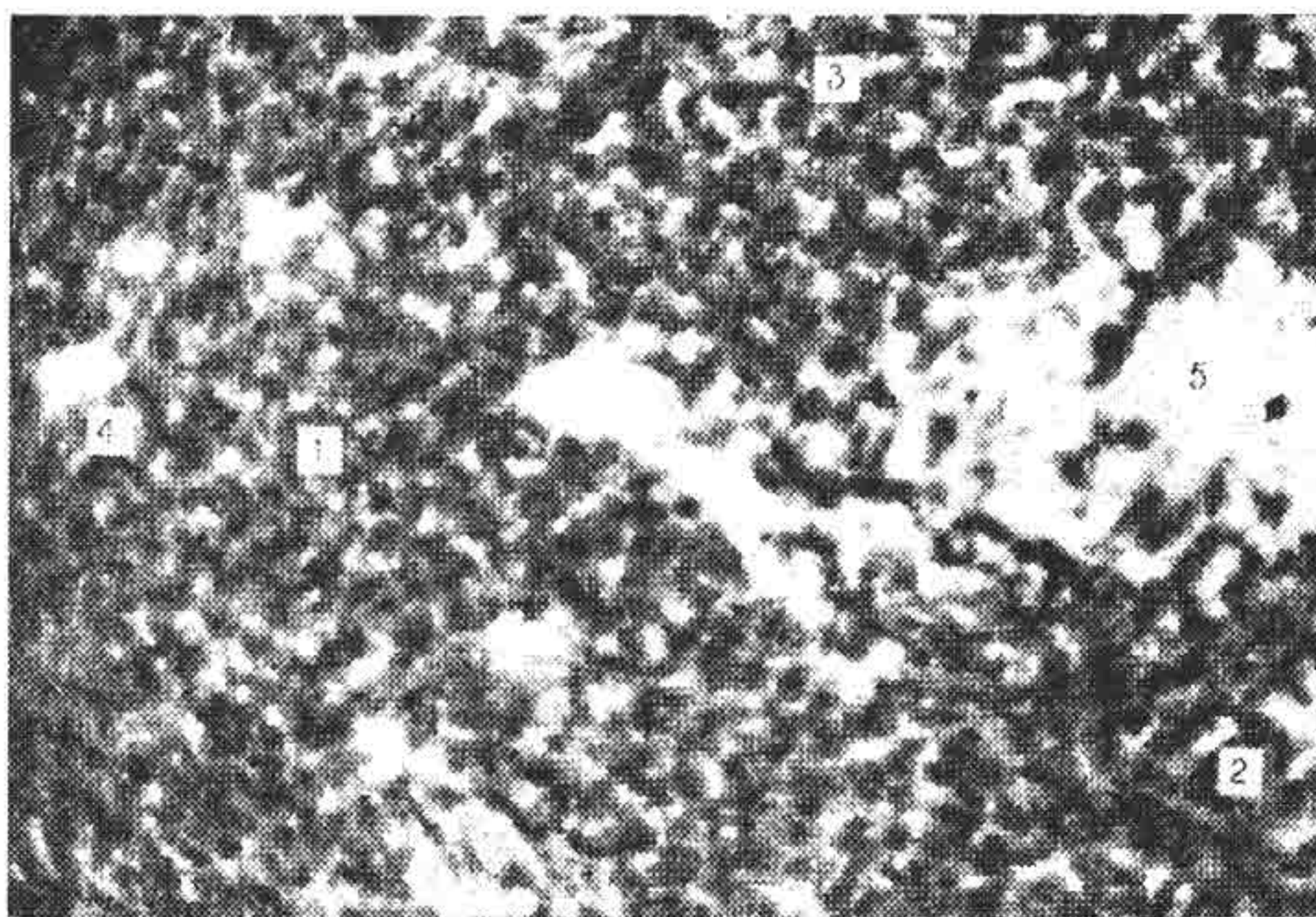


Рис. 4.12. Хромосферная сетка, полученная по фильтрограмме, настроенной на линию $K Ca II$. 1 и 2 – сетка в спокойной области; 3, 4, 5 – сетка в активных областях на разных стадиях своего развития. (Рисунок заимствован из книги под редакцией А. Бруцека и Ш. Дюрана «Солнечная и солнечно-земная физика. Иллюстрированный словарь терминов». 1980, фото 7)

Время жизни хромосферной сетки известно – оно около 20 ч. Можно предположить, что расстояние между глубиной, на которой возникает супергранула, и слоем, где рождается видимое излучение, приблизительно равно вертикальной скорости подъема, умноженной на время подъема (наблюдаемое время жизни). Следовательно, эта глубина должна быть около 7 000 км. В отличие от супергранул, для гранул вертикальный размер определяется непосредственно из наблюдений, и найдено, что глубина гранулы в 4,5 раз меньше её поперечника. Увеличив 7 000 км в 4,5 раз, получим 31 500 км, что близко наблюдаемым поперечникам супергранул. Такое совпадение еще раз убеждает в том, что супергрануляция есть атмосферный отклик на конвективную неустойчивость. Известно, что конвекция происходит в зонах частичной ионизации наиболее обильных элементов – водорода и гелия. Конкретно, грануляция привязана к зоне ионизации водорода. Тогда естественно предположить, что супергрануляция связана с более глубокой зоной – зоной первой ионизации гелия. На рис. 4.13 показаны зоны ионизации водорода (H^+), первой ионизации гелия (He^+) и второй ионизации гелия (He^{++}).

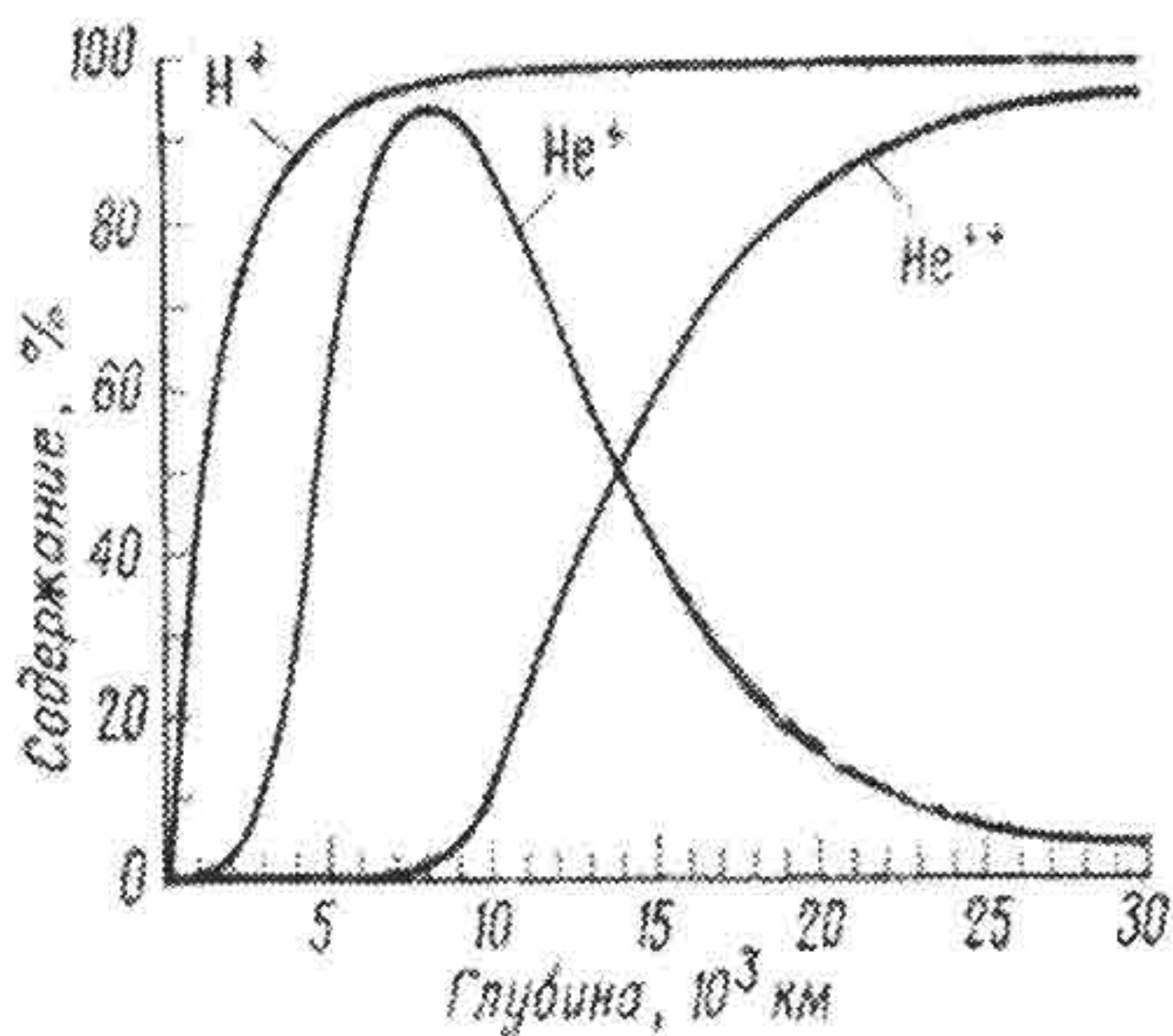


Рис. 4.13. Зоны ионизации водорода и гелия, определяющие структуру конвективной зоны Солнца. (Рисунок 4.1.3 заимствован из книги Э. Гибсона «Спокойное Солнце», рис. 3.3)

Видно, что двигаясь от центра Солнца к поверхности, излучение примерно на глубине 7000 км попадает в область, где нарушается полная ионизация гелия и возникают условия неустойчивости лучевого равновесия. Рисунок также предсказывает существование еще более крупномасштабной регулярной структуры – гигантских ячеек, связанных с областью рекомбинации He^{++} .

4.3.2. Хромосфера на лимбе – спикулы

О неоднородной структуре хромосферы узнали сразу же, как начали наблюдать солнечные затмения вооруженным глазом. Как только происходит второй контракт, «зажигается» розовая полоска хромосферы, сплошь покрытая струями, напоминающими языки пламени. Образно ее даже назвали «пылающей прерией». Здесь не приводится репродукции изображений спикул, которые имеются во всех книгах о Солнце, потому что они, по-видимому, плохо воспроизводят оригинальные снимки, или сами оригиналы уступают разрешающей способности глаза. Позволю себе предположить, что знаменитые строки Ломоносова «...Горящий вечно океан: / Там огненны валы стремятся / И не находят берегов. / Там вихри пламенны крутятся, / Борющись множество веков. / Там камни, как вода кипят, / Горящи там дожди шумят...» обязаны своим происхождением именно спикулам, а иначе, как бы он узнал о волнах и вихрях, имея в своем распоряжении только скромный телескоп (и, разумеется, гениальную интуицию)? Конечно, сейчас спикулы наблюдаются в основном на спектрогелиограммах и фильтрограммах, чаще всего в линии $\text{H}\alpha$. Основные их характеристики, полученные по совокупности многочисленных наблюдений, подытожены в работе Беккерса (1968). Работа очень старая, но настолько фундаментальная, что один из главных «возмутителей спокойствия» и «ревизоров» в современной физике Солнца Р. Руттен советует своим аспирантам и студентам начинать изучение Солнца с этой работы, а затем сразу переходить к наблюдениям Солнца и их интерпретации на уровне XXI в. В табл. 4.2 во второй колонке воспроизводятся выдержки из таблицы Беккерса.

Таблица 4.2

Свойство	Спикулы I типа	Спикулы II типа
Диаметр, км	825	500
Длина, км	4000	1200
Продолжительность жизни	8 мин	45 с
Средний наклон к вертикали, град.	20	
Контраст интенсивности	0.08 -0.5	
Скорость плазмы	до 30 км/с	15–20 км/с
Высота подъема	до 9000 км	2000-10000 км

В табл. 4.2 фигурируют также данные о спикулах II типа, о которых будет сказано немного позже.

Спикулы – динамические объекты. Подобно фотосферным гранулам, они рождаются и исчезают, причем за время своей жизни они вначале становятся ярче, затем ускоренно поднимаются со скоростью до ~ 30 км/с, затем ускорение сменяется замедлением, затем какое-то время они остаются неподвижными и, наконец, исчезают. Динамика спикул проявляется также в их колебаниях, кроме того – во вращениях вокруг своей оси.

То, что спикулы хорошо видны в линии $H\alpha$, свидетельствует об их температуре порядка 10 000 К, так что они, несомненно, горячее верхней фотосферы. Но видны они за лимбом там, где уже положено быть короне, т. е. в действительности, – это струи холодной плазмы, вторгающиеся в горячую корону. Большой интерес, проявленный к изучению спикул, во многом обусловлен их противоречивыми свойствами, а также тем, что многие исследователи рассматривали их в качестве возможных источников нагрева короны. Пока этому не было найдено подтверждения, интерес на некоторое время приутих. Однако сейчас обнаружены новые объекты, внешне похожие на спикулы, но еще более мелкие. Вообще всё у них «более» – они более короткоживущие, более динамичные. Они названы *спикулами II типа*, в отличие от тех, к которым относится вторая колонка табл. 4.2, и опять спикулам (обоих типов) посвящено большое количество исследований.

Свойства индивидуальных спикул, перечисленные в табл. 4.2, не дают основания причислить спикулы к крупномасштабным объектам хромосферы. Однако распределение спикул

на диске Солнца не является случайным. Они организованы в крупномасштабные структуры, внешний вид и схематическое описание которых приведены на рис. 4.14 и 4.15, которые свидетельствуют о тесной связи спикул с хромосферной сеткой.

4.3.3. Компоненты хромосферной сетки

Супергрануляция и хромосферная сетка выявляют основные, наиболее общие, свойства атмосферы. В свою очередь каждое отдельное образование в этой регулярной картине обладает своей тонкой и даже сверхтонкой структурой. По мере развития техники наблюдений появляется всё больше не известных ранее мелкомасштабных элементов, чья роль в динамике атмосферы довольно медленно, но всё-таки постепенно проясняется. Начнем описание с подразделения хромосферной сетки на разные компоненты. Устоявшиеся термины нельзя назвать удачными, но, тем не менее, к ним привыкли. До недавнего времени *хромосферную сетку* подразделяли на собственно *сетку* и на *ячейку*. На фильтраграммах ячейка выглядит темным, почти равномерным, округлым образованием. Обрамляющие ячейку яркие дорожки получили название сетки. Дорожки не образуют сплошное кольцо; это, скорее, набор довольно размытых дуг, но глазу человека свойственно объединять их в одно целое.

Мы говорили также, что спикулы были открыты по наблюдениям края солнечного диска. Однако представление об их общем виде лучше всего составить, рассматривая фильтраграмму участка хромосферы, находящегося хотя и недалеко от лимба, но уже на диске (рис. 4.14). Оказывается, что там спикулы видны как темные удлиненные образования, они занимают на диске сравнительно малую часть поверхности, группируясь вокруг сетки в так называемые *розетки* (или *кусты* около лимба). Фактически, это было обнаружено, независимо от открытия хромосферной сетки, что нашло свое отражение в приведенной здесь специальной терминологии. Схематическое изображение этой картины приведено на рис. 4.15.



Рис. 4.14. Спикулы и хромосферная сетка на краю диска Солнца. (Рисунок заимствован из книги под редакцией А. Бруцека и Ш. Дюрана «Солнечная и солнечно-земная физика. Иллюстрированный словарь терминов». 1980, фото 9)

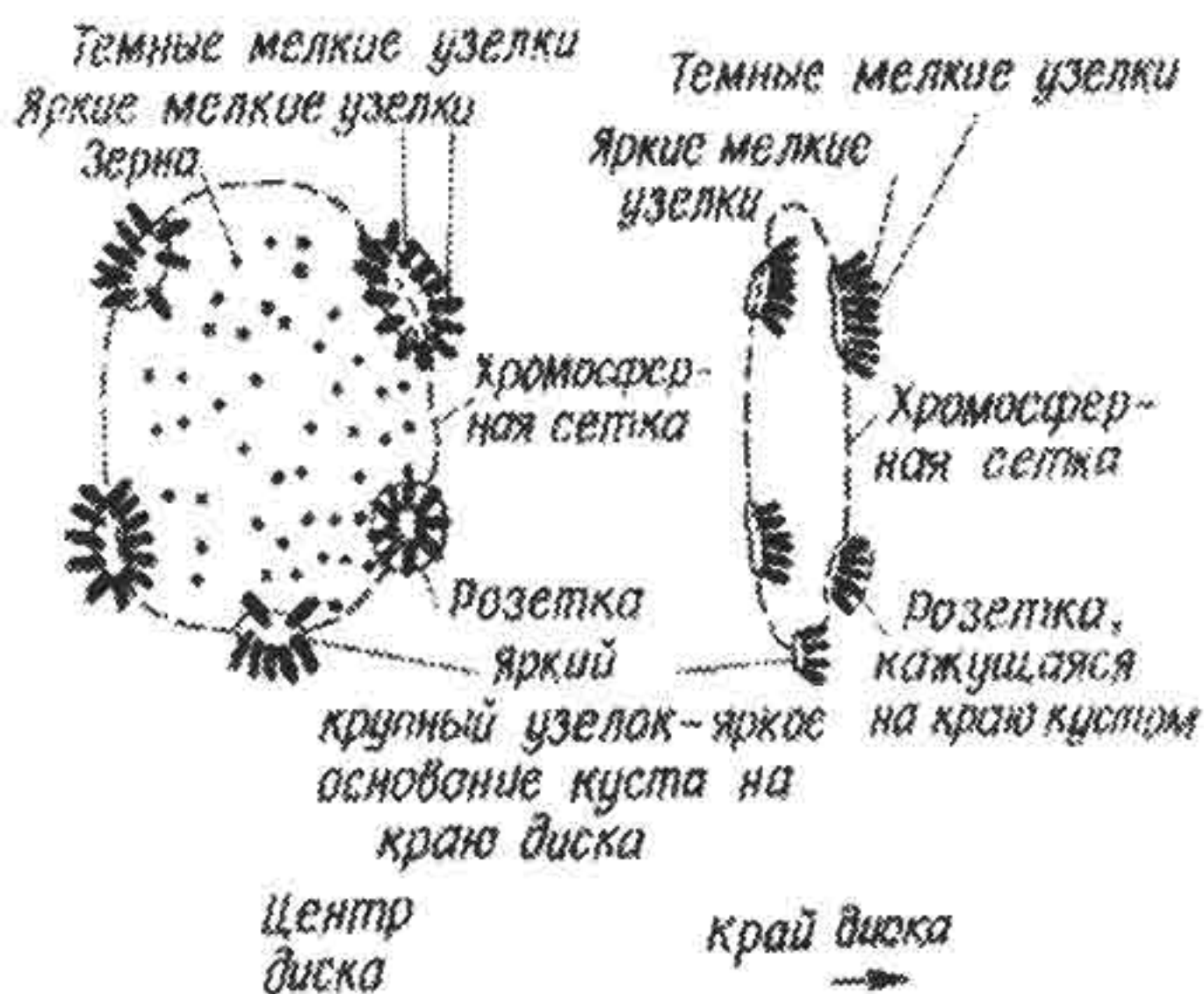


Рис. 4.15. Схема расположения спикул в хромосферной сетке, составленная по наблюдениям хромосферы на диске Солнца. (Рисунок заимствован из книги Э. Гибсона «Спокойное Солнце», рис. 5.66)

Следует отметить, что и на фильтрограмме, и на схеме видно, что розетки спикул не окружают ячейки сплошным кольцом (рис. 4.14), так же, как и дорожки сетки, и так же, как области опускания на периферии супергранул. Возможно, это имеет отношение к новому компоненту хромосферной сетки, введенному в обиход в последнее время. Он еще не получил установившегося термина и сейчас часто называется «*третий компонент*». Оказывается, что этот компонент, который на снимках с умеренным спектральным разрешением ничем не выделяется, разве что только своей непохожестью на четко организованную структуру сеток, ячеек и розеток, на снимках с высоким разрешением оказался состоящим из волоконцев (*фибрилл*) неизвестной ранее формы. Свойствами третьего компонента обладает почти половина площади поверхности, так что важность этого открытия для понимания природы хромосферы несомненна. Но пока оно привело только к разрушению некоторых сложившихся представлений без замены их новыми.

Компоненты хромосферной сетки различаются центральными остаточными интенсивностями той спектральной линии, в которой они наблюдаются, так что критерием для их отождествления на спектрографах или фильтрограммах прежде всего служит яркость. Различие яркости хромосферных компонентов свидетельствует об их разной температуре; диапазон наблюдаемых остаточных интенсивностей зависит от используемой линии, и конкретное изменение температуры можно определить только путем строгого численного моделирования переноса излучения.

Наиболее важным диагностическим средством при изучении хромосферы являются измерения магнитного поля. Техника измерения магнитных полей в хромосфере – более сложная задача, чем в фотосфере. Подробнее об измерениях магнитных полей в атмосфере Солнца рассказывается в лекциях другого участника чтения курса о солнечной атмосфере – Н. И. Кобанова; здесь только сообщается о тех результатах, которые необходимы в связи с анализом структуры хромосферы.

На рис. 4.16 показаны две примыкающие друг к другу супергранулы и типичные направления движения в них. Внутри супергранул (в *ячейках*) поля слабые и на этом рисунке они не показаны. Достаточно сильные поля измерены на стыке супер-

гранул. Это объясняется тем, что вмороженные в плазму магнитные поля гранул уносятся горизонтальными течениями на периферию ячейки (см. рис. 4.11), где они взаимно усиливают друг друга, а на стыке нескольких супергранул усиление еще больше увеличивает напряженность поля. Здесь силовые линии одного знака создают систему *силовых трубок*, простирающуюся в хромосферу. Диаметр такой системы увеличивается с высотой из-за уменьшения плотности плазмы, так что на некоторой высоте силовые линии, идущие от противоположных стенок супергранул или от соседней супергранулы, соединяются друг с другом. Над супергранулой образуется «балдахин» («сапору») горизонтального магнитного поля. Рисунок даёт грубое представление о распределении магнитного поля; действительность намного сложнее, что будет показано на следующем рисунке. Однако концепция силовых трубок на стыке супергранул и балдахина над супергранулой остается неизменной. Она подтверждается и визуализируется повышенной яркостью сетки и хаотическим распределением более темных элементов внутри ячеек на рис. 4.12.

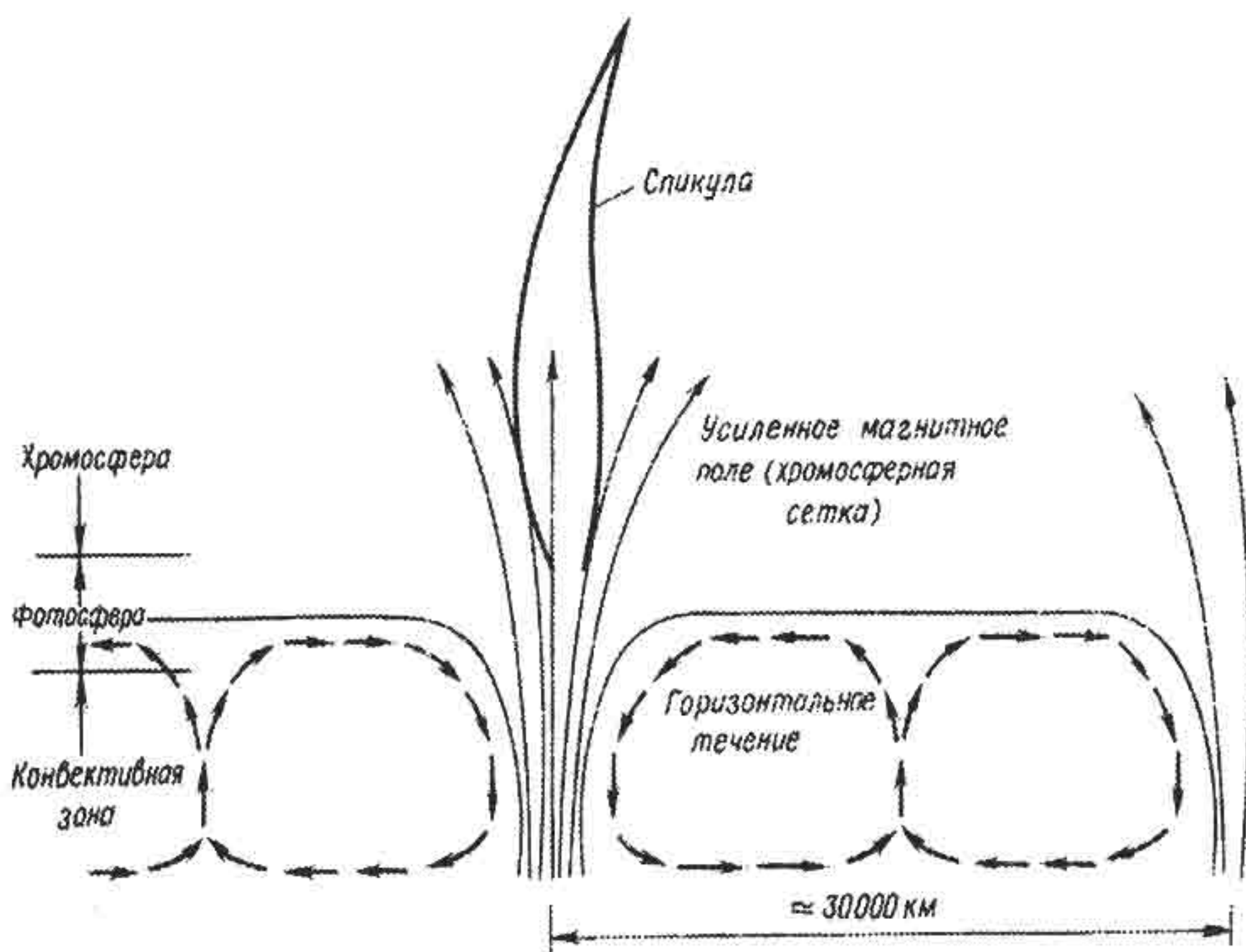


Рис. 4.16. Более подробная схема движений на стыке двух супергранул. (Рисунок заимствован из книги Э. Гибсона «Спокойное Солнце», рис. 2.12)

4.3.4. Режим колебаний в хромосферной сетке

При описании поля скоростей в атмосфере (см. параграф 4.2.) уже говорилось о том, что колебания скорости и интенсивности были зарегистрированы и при наблюдениях сильных хромосферных линий; правда, при этом частотное распределение спектров мощности по сравнению с фотосферными линиями несколько изменилось. Упоминалось также о том, что с точки зрения классической газодинамики проникновение низкочастотных, в данном случае пятиминутных, акустических волн из фотосферы в хромосферу запрещено. Тем не менее, пятиминутные колебания в хромосфере не только обнаружены, но было также доказано, что это распространяющиеся волны. Таким образом, изучение режима колебаний в хромосферной плазме представляет фундаментальный интерес, что отразилось в огромном числе публикаций на эту тему.

Прежде всего, очевидно, что применять классическую гидродинамику к хромосферным условиям нельзя, так как при низком значении плазменной β важен учет присутствия магнитного поля. Магнитное поле в аспекте распространения волн может играть как пассивную, так и активную роль. В первом случае оно лишь служит каналом, внутри которого осуществляется распространение; во втором случае – локально генерирует или модифицирует те или иные моды МГД волн. То, что учет магнитного поля действительно очень важен при изучении режима колебаний в хромосфере и, следовательно, при поиске механизма (механизмов) нагрева верхней атмосферы, подтверждается резким отличием характера колебаний в разных компонентах хромосферной сетки.

Начнем с описания колебаний в ячейках, где магнитное поле при наблюдениях с умеренным разрешением не обнаружено. В параграфе 3.5 уже подробно рассказывалось о явлении K2v (H2v)-зёрен на спектрограммах, содержащих линии K и H CaII (рис. 3.2). Это явление происходит с хорошо выраженной периодичностью около трех минут и наблюдается только в ячейках. Похожие явления регистрируются и в других сильных хромосферных линиях. Карлсон и Стайн доказали, что зёрна ячеек возбуждаются распространяющимися фотосферными волнами, которые в нижней хромосфере переходят в ударные волны. Взаимодействие ударных волн между собой и с расположенными вы-

ше сапорієс приводит к спорадическому нагреву хромосферы. Исследование КС оказалось настолько важным для физики Солнца, что даже был введен новый термин *клатиосфера* (или *флактосфера*) для слоя от температурного минимума до высоты ~ 1000 км, а термин *хромосфера* многие теперь относят только к слою над этой высотой.

В *сетке* магнитное поле достаточно хорошо изучено. Его влияние на режим колебаний, несомненно, и проявляется оно многообразно. Подытожим результаты многочисленных исследований следующим образом.

1. Режим колебаний определяется значением плазменной β . На уровне $\beta = 1$ (часто именно этот уровень называют балдахинном) могут происходить отражение и преломление волн, а также конверсия волновых мод.

2. В областях $\beta > 1$ колебания являются акустическими, частота основного пика спектра мощности близка частоте акустического обрезания ω_s^c (период около 5 мин).

3. В областях $\beta \leq 1$ наблюдаются распространяющиеся магнитоакустические волны на частотах ниже классического порога ω_s^c ; снижению частоты акустического порога способствует также увеличение угла наклона магнитных силовых линий к нормали.

Магнитоакустические волны просачиваются в верхние слои атмосферы там, где сочетаются благоприятные условия – малые значения β и достаточно большой наклон магнитного поля; такие области называются *магнитоакустическими порталами*. При достаточно больших напряженностях магнитного поля, например в факелах, порталы возможны и при вертикальной ориентации силовых линий.

Дальнейшее обсуждение влияния магнитного поля на режим колебаний продолжим в следующем параграфе.

4.4. Общая картина фотосферы-хромосферы по наблюдениям с ультравысоким пространственным разрешением

Как уже упоминалось, классическая картина строения солнечной атмосферы, хотя сама по себе сложилась фактически недавно (только во второй половине XX в.), уже успела значительно устареть. Новые данные постарались отразить Ведемейер – Бём со своими сотрудниками (далее WLN) в обширном обзоре 2009 г. В этом обзоре важны не столько подробности, сколько очень чётко сформулированная концепция.

Во-первых, нельзя обсуждать режим хромосферы изолированно от свойств, лежащих под ней частей солнечной атмосферы, а всё, что обнаружено в хромосфере, в свою очередь, должно быть использовано при рассмотрении короны. Солнце есть единое целое!

Во-вторых, необходимо найти основное звено, которое связывает между собой отдельные составляющие солнечной атмосферы. В своем изложении я подчеркивала исключительную роль поля излучения в установлении режима солнечной плазмы. Однако на расстоянии около $0,7R_e$ мы уже встретились с тем, что контролирующая роль частично перешла к полю скоростей. Конечно, излучение сохраняет своё значение, как почти единственный источник информации для земного наблюдателя, но по мере удаления от ядра Солнца вклад излучения в термодинамическое и динамическое состояние плазмы несколько уменьшается (но нельзя забывать об его определяющей роли в установлении баланса энергии). Свою картину атмосферы WLN построили, основываясь на одной из особенностей магнитного поля. По их мнению, стержнем, относительно которого располагаются различные структурные образования атмосферы, являются *CANOPIES*. Выше этот термин переводился как «балдахины», но твердо установленного русского термина, насколько мне известно, нет; поэтому дальше будет использоваться английское наименование. На рис. 4.17 приведена копия рис.16 из обзора WLN, в котором авторы назвали свой рис.16 упрощенным схематическим эскизом структуры нижней атмосферы спокойного Солнца. Но, чтобы описать «упрощенный эскиз», им понадобилось 6 страниц убогистого текста. Ниже следует краткое, следовательно, еще более упрощенное описание этого эскиза.

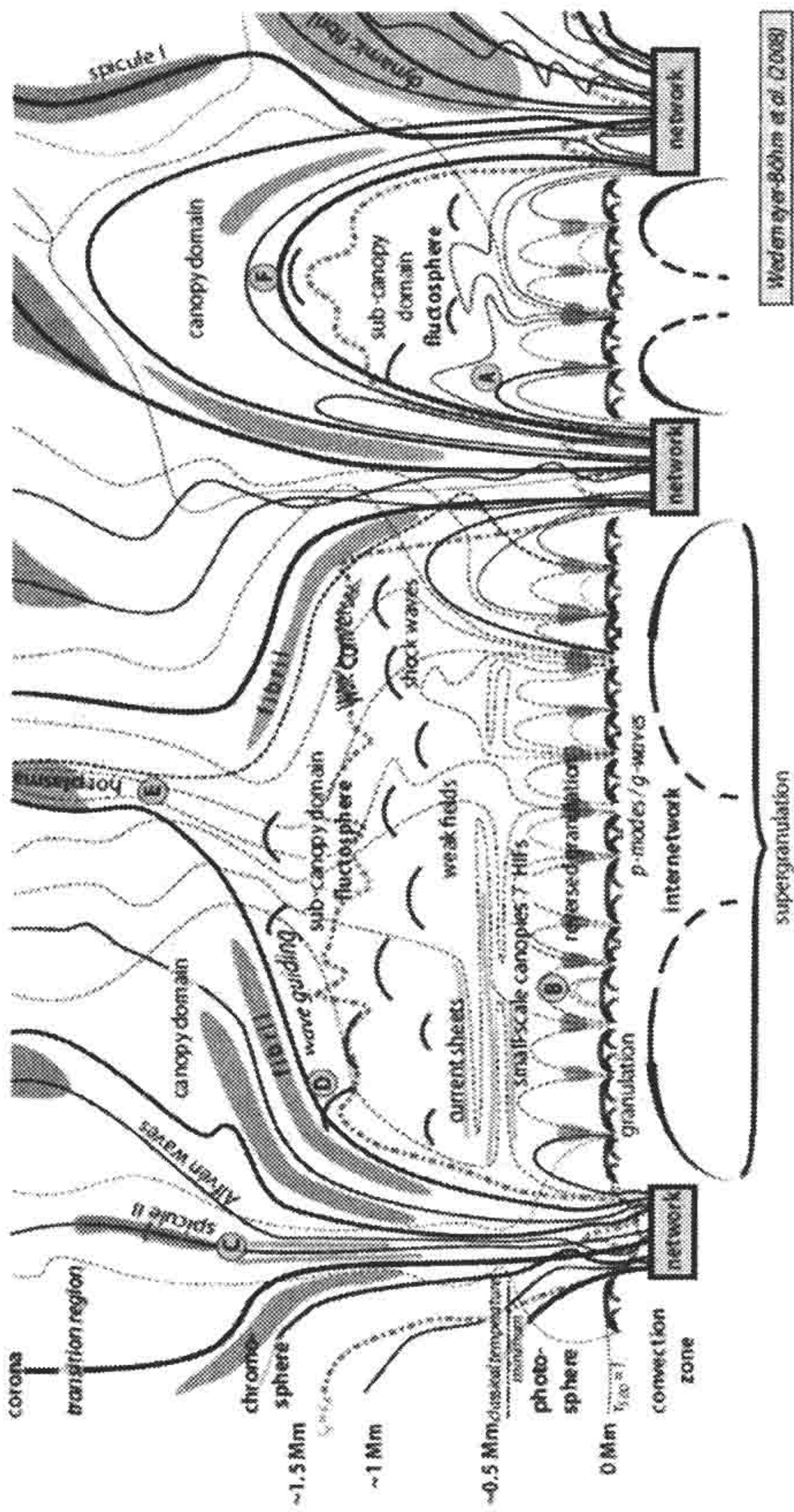


Рис. 4.17. Схема связи хромосферы и короны с фотосферой (Рисунок заимствован из оригинального обзора Wedemeyer-Böhm S., Lagg. A., Nordlund A. // Space Sci. Rev. 2009. Vol. 144. P. 317–350, рис. 16)

Сапорієс являются обязательным и непосредственно наблюдаемым магнитным атрибутом явления супергранулы. Вся схема на рис. 16 в статье WLN основана на сочетании прежних и новых наблюдений. Поэтому с учетом современных наблюдений «сетка» больше не является трубкой магнитного потока, а делится на множество отдельных тонких пучков или просто отдельных магнитных силовых линий. По мере увеличения высоты силовые линии расходятся, и на некоторой высоте в зависимости от знака полярности либо сливаются с полем той же полярности у противоположной стенки, образуя горизонтальное поле петли над «ячейкой» (точка F), либо поднимаются вертикально и формируют воронки, либо где-то над ячейкой уходят в корону (точка E). Конкретно, начальное положение поля сапору приписывается высоте, на которой $b = 1$ или, точнее, где скорость звука c_s равна альвеновской скорости c_a . У этой высоты нет единственного значения. Она может иногда находиться чуть ли не в фотосфере, или, что более привычно, на высоте в несколько сотен километров над $\tau_{500} = 1$, в зависимости от напряженности и топологии магнитного поля. WLN подразделяют то, что обычно называют хромосферой, на район сапору (*saпору domain*) и район ниже сапору (*sub-saпору domain*).

Второй район в свою очередь делится на нижнюю фотосферу, являющуюся явным отпечатком проникающей конвекции в форме гранул (рис. 4.4, верхняя панель), и среднюю фотосферу, где проникающая конвекция проявляется в форме обращенной грануляции (рис. 4.1, правая панель). В отличие от описания прежних наблюдений грануляции, сейчас непосредственно обнаружено, что на этих уровнях фотосферы в гранульных ячейках имеются слабые магнитные поля; их косвенные признаки уже упоминалось в параграфе 4.1. Полагают, что они организованы подобно полям супергрануляции. Следуя такой аналогии, WLN вводят в рассмотрение слой верхней фотосферы, где образуются малые петли типа малых сапорієс (точки A и B). Наличие горизонтальных полей в фотосфере, более сильных, чем вертикальные поля, подтверждается наблюдениями так называемых *HIFs* (*Horizontal Internetwork Fields*). В фотосфере сеток, как уже сообщалось, давно были обнаружены довольно сильные магнитные поля. Главное отличие верхней фотосферы от нижней и средней состо-

ит в том, что поле скоростей в ней больше не является прямым отпечатком конвекции, а образовано разными типами колебаний и волн. В ячейке это, скорее всего, акустические волны – захваченные глобальные или локально генерируемые турбулентной конвекцией. В достаточно сильных магнитных полях сетки – это быстрая или медленная мода МГД волн, а также здесь подозревают возможность генерирования альвеновских волн.

Если условия таковы, что волне разрешено распространяться вверх, то на некоторой высоте она укручается и, в конце концов, переходит в стадию ударной волны. Значение этой высоты, по грубым оценкам, простирается от 500 км (высоты бывшего температурного минимума) до приблизительно 1500 км. Наглядным свидетельством существования слоя ударных волн являются знаменитые *зёрна ячейки*, вычисленные и отождествленные Карлсоном и Стайном. Бурный характер динамического режима в этой части атмосферы послужил поводом назвать её *клаттиосферой* (от англ. *clap* – хлопать) или *флактосферой* (согласно, WLN). Основная отличительная черта флактосферы состоит в том, что именно здесь в самой разнообразной форме происходят процессы взаимодействия магнитного поля с полем скоростей, когда *ударные фронты встречаются сапорис* (подчеркиванием цитируется подзаголовок статьи WLN). При некоторых условиях, зависящих от относительной ориентации акустических волн и магнитного поля, возможно преломление или полное внутреннее отражение входящих акустических волн. Здесь также происходит конверсия волн: входящие снизу акустические волны превращаются в быстрые или медленные магнитоакустические моды и далее распространяются вдоль силовых линий сапорис (*saпору waves*).

Канализованные вверх полем сапору (точка D на рис. 4.17) ударные волны могут сжимать и нагревать газ, расположенный между *воронками* (точка E). В закрытых петлях сапорис сильные волны способны толкать магнитное поле снизу и сжимать его (точка F), тем самым служить триггером для пересоединения, также вносящего вклад в нагрев хромосферы.

В целом флактосфера – чрезвычайно динамическая среда, в постоянно меняющихся во времени и в пространстве условиях которой, магнитное поле и ударные волны активно деформируют друг друга. Так, например, в фотосферных подножиях сапорис, расположенных в сетках супергранул, наклонные магнитные си-

ловые линии снижают порог акустического обрезания и «открывают» магнитоакустические порталы (добавленная мною точка G). Такие порталы могут открываться и в ячейках, благодаря обнаруженной недавно картине малых сапорієс (например, в точках А и В). С другой стороны, известно явление «акустических теней», когда сильное магнитное поле не дает развиваться ударным волнам.

Вся область над высотой, на которой выполняется равенство

$$c_s = c_a,$$

находится под контролем крупномасштабных магнитных полей. Лучше всего они визуализируются на диске фильтрограммами в лучах линии H α , а на лимбе – «спектром вспышки» во время полной фазы солнечных затмений. Оба типа наблюдений традиционно связывались с хромосферой; чтобы не нарушать традицию, WLN именно за этой областью (Сапору Domain) предлагают оставить термин «хромосфера». Очевидно, что при таком определении нет твердо установленного конкретного значения высоты основания хромосферы в километрах. Магнитное поле очерчено волокнами (*фибриллами*) разного масштаба, разной степени динамичности. Часть фибрилл образует розетки и детали в них, описанные в пункте 4.3.3, т. е. тесно связана с морфологией спикул первого типа. Мелкомасштабные фибриллы «третьего компонента» хромосферной сетки исходят из ярких элементов в концентрациях магнитного потока сетки и проникают оттуда на часть площади ячеек или соединяют между собой границы разных супергранул. В общем, полагают, что H α -фибриллы являются прямым результатом ударных волн, образуемых, когда МГД колебания просачиваются в хромосферу вдоль силовых линий концентраций магнитного потока. МГД-колебания могут быть возбуждены множеством процессов – от глобальных акустических волн до индивидуальных деформаций поля сапорієс.

Наряду с магнитоакустическими волнами в хромосфере, по-видимому, распространяются и альвеновские волны, которые порождаются в нижней фотосфере взаимодействием подножия концентраций магнитного потока с конвективными течениями.

Когда говорят о наблюдениях за краем диска, то доминирующим хромосферным образованием, по-прежнему, являются спикулы. Их свойства, приведенные в колонке «Спикулы I типа» табл. 4.2, их местоположение на краях ячеек интерпретируются

как результат ударов, возбужденных возмущениями в фотосфере, и распространяющихся отсюда вдоль силовых линий сетки в верхние слои атмосферы. Однако, наряду с этими классическими явлениями, на телескопе очень высокого разрешения, установленном на борту спутника *Hinode*, были обнаружены также в районе сетки более мелкие струеобразные структуры, названные спикулами II типа. Подробные наблюдения выявили у большинства этих образований заметные периодические смещения (периоды 150–250 с) в направлении, поперечном собственной оси спикулы. Результаты наблюдений, подкрепленные численным моделированием, позволили некоторым исследователям интерпретировать явление как возможное прямое обнаружение альвеновских волн и даже оценить поток энергии (100 Вт/м^3), переносимый ими из хромосферы в корону. Точка С на рис. 4.17 символически показывает, что, несмотря на возможные отражения в хромосфере и переходной области, альвеновские волны могут снизу проникнуть в корону (передаточный коэффициент оценен в 3–15 %). Хотя механизм диссипации таких волн не ясен, тем не менее, он должен каким-то образом термализовать энергию и участвовать в процессах нагрева короны и запуска солнечного ветра. Поток энергии для этого достаточен.

Исходя из того, что спикулы I типа имеют свои проявления на диске (розетки), группой авторов, были организованы поиски соответствующих партнеров и для спикул II типа. Использовался телескоп последнего поколения (IBIS). Отыскивались маленькие участки хромосферы, в которых видны только восходящие потоки плазмы с очень большими скоростями, т. е. те участки, где исследуемая спектральная линия (Ca II 8500 Å) при наблюдениях в центре диска имеет только синее смещение (*RBE*). Такие феномены были обнаружены; все их свойства, кроме величины скорости подъема, оказались в полном соответствии с признаками спикул II типа. Чтобы согласовать и скорости, оказалось необходимым объяснить природу спикул II типа и *RBE*-смещения не прохождением волн, а пересоединениями. Происходит ли в спикулах II типа генерация альвеновских волн, визуализируют ли они пересоединения, или здесь имеют место оба процесса, пока не ясно.

4.5. Краткие выводы о современном состоянии моделирования фотосферы и хромосферы спокойного Солнца

В главе 3 говорилось, насколько важно знать термодинамические модели средней солнечной атмосферы и отдельных ее структурных компонентов для решения основных задач не только солнечной физики, но и гелиогеофизики и астрофизики. В этом разделе было показано, как сложно влияют на режим атмосферы динамические процессы под нею, а также выходящие изнутри на поверхность концентрации магнитного потока. Моделирование атмосферы в таких условиях – очень сложная нелинейная задача. Её решение затрудняется еще и тем, что далеко не всё известно из наблюдений о тонких морфологических особенностях изучаемой среды. Более того, всякий раз переход к новой инструментальной базе выявляет множество новых важных подробностей, так что достигнутый прогресс в теоретической и вычислительной базе не обязательно гарантирует приближение к истинной картине, если учесть, что следующее поколение инструментов может выявить еще более важные подробности. Тем не менее, современные исследования выгодно отличаются тем, что они не просто направлены на обнаружение новых феноменов или на создание более совершенных методов интерпретации уже известных. Вся работа устремлена на достижение главных целей – выяснить, что греет хромосферу и корону, чем отличаются механизмы нагрева спокойных и активных областей, где зарождаются геоэффективные процессы, влияющие на скорость солнечного ветра или на выбросы корональной массы. В процессе этой работы необходимо ответить на следующие более частные вопросы, служащие предметом оживленных дебатов.

- Является ли хромосфера полностью динамической средой или флуктуации параметров являются лишь относительно слабыми возмущениями приблизительно статической среды?

- Имеется ли постоянный нагрев хромосферы, приводящий к плавному росту температуры излучения над высотой температурного минимума, или происходит локальное и почти мгновенное увеличение кинетической температуры плазмы на фронтах ударных волн?

• Какова роль магнитного поля в термодинамическом режиме хромосферы: МГД волны и конверсия мод или чисто акустические волны, пересоединения силовых линий, джоулев нагрев в токовых слоях, каналирование волн, плазменные неустойчивости?

Ответы на эти вопросы тесно связаны с полемикой по поводу пригодности статических полуэмпирических моделей фотосферы+хромосферы+переходной области, в течение многих лет разрабатываемых школой VAL, FAL. Скептицизм распространяется и на динамические модели, если они построены в 1D-приближении. Хотя число противников этих моделей стремительно увеличивается в пользу 3D динамических моделей, и 3D-модели довольно быстро совершенствуются (появились уже радиационно-магнитогидродинамические 3D-модели), сами сторонники 3D-моделей очень часто прибегают к привлечению средних моделей типа VAL3C, FAL3C на разных этапах своих исследований.

Качество построенных моделей определяется проверкой, соблюдаются ли те или иные общепринятые ограничения, налагаемые на синтезированные спектры особенностями наблюдаемого спектра. К числу таких ограничений относится необходимость соблюдения следующих требований:

1. Воспроизведение распределения интенсивности излучения в континууме на возможно большем диапазоне длин волн; воспроизведение наблюдаемого изменения интенсивности к краю диска во всем исследуемом диапазоне длин волн.

2. Воспроизведение контуров наиболее популярных диагностических линий. В частности, особая роль отводится возможности объяснить одновременное и постоянное присутствие в спектрах среднего Солнца линий молекул CO и эмиссионных линий далекого ультрафиолета.

3. К более тонким ограничениям относится воспроизведение наблюдаемого поведения солнечной иррадиации на протяжении цикла активности.

4. Желательно также на основании разработанных для Солнца методов моделирования атмосферы суметь воспроизвести распределение степени хромосферной и корональной активности у звёзд нижней половины главной последовательности – так называемых солнечно-подобных звёзд.

Интересно, что, несмотря на очевидную упрощенность полуэмпирических моделей, они успешно справляются с требованиями, перечисленными в пункте 1. Пункт 2 блестяще удовлетворяется некоторыми из 3D-моделей. Однако динамические модели имели свою ахиллесову пяту в виде EUV эмиссионных линий, а полуэмпирические – не смогли справиться с молекулами CO. В последних, уточненных моделях статического типа этот недостаток почти устранен; о том, как с ним обстоит дело в 3D динамических моделях, еще судить рано. Авторы полуэмпирических моделей большое внимание уделяют требованиям пункта 3 и достигли в этом направлении некоторых успехов. Большим достижением обоих направлений – статического одномерного и динамического многомерного – являются довольно удачные первые попытки воспроизвести графики распределения активности среди звезд с активностью солнечного типа в зависимости от их спектрального класса, скорости вращения и возраста.

Динамические модели незаменимы для понимания основных физических процессов, происходящих в элементах тонкой структуры и в конечном итоге приводящих к нагреву верхней атмосферы и к запуску солнечного ветра. С этой точки зрения подытожим сведения, которые маркированы на рис. 4.17 буквенными символами.

A, B и G – наличие малых магнитных петель в ячейках, которые подобно большим петлям типа *canopies* могут служить магнитоакустическими порталами для пропуска низкочастотных акустических волн в верхние слои, где происходит нагрев за счет образования ударных волн. Наиболее надёжным свидетельством таких ударов являются *яркие зёрна ячеек*. Точка C связана с *яркими точками сетки*; здесь возбужденные в межгранульных промежутках колебания *kink*-моды испытывают конверсию и в виде магнитоакустических колебаний также проникают в более высокие слои и вносят вклад в их нагрев. В более высоких слоях на границах концентрации магнитного потока сетки обнаружены признаки распространяющихся альвеновских волн, с которыми на краю диска отождествляются *спикулы II типа*; механизм диссипации в данном случае не отождествлен, но предполагается, что и он приводит к нагреву. На лимбе спикулы II типа, по видимому, выглядят как *RBEs*, но здесь их наблюдаемые свойства лучше описываются не прохождением волн, а явлением пересо-

единения силовых линий. Источник нагрева вследствие пересоединения подозревается также в точке F, где оно происходит в результате сжатия силовых линий сапору под влиянием сильных толчков ударных фронтов, распространяющихся снизу. Магнитоакустические волны, распространяющиеся вдоль силовых линий сапоріес (точка D), могут попасть в ситуацию, демонстрируемую высоко в атмосфере точкой E; здесь имеет место сжатие и нагрев токового слоя, образованного двумя воронками противоположного знака. Таким образом, подробное исследование тонкой структуры фотосферно-хромосферной оболочки Солнца выявляет множество потенциальных очагов ее нагрева и просачивания энергии волн в еще более высокие слои. Скорее всего, эти процессы протекают одновременно, но по-разному в зависимости от конкретных термодинамических условий и их изменчивости во времени и в пространстве.

Постоянный характер полного спектра Солнца, усредненного за многие годы систематических наблюдений, говорит об ограничениях, налагаемых глобальными характеристиками Солнца, и о наличии некоторых фундаментальных свойств солнечной атмосферы. В целом не зависящие от времени статические модели, по-видимому, могут правильно отобразить наблюдения, выполненные с низким и умеренным пространственным и временным разрешением, и описать общие свойства атмосферы.

Для геофизики особый интерес представляет, в какой степени постоянен характер полного спектра Солнца. Для этого служат измерения иррадиации Солнца (или, другими словами, солнечной постоянной). Специальные инструменты, ведущие наблюдения на борту нескольких спутников, достигли точности, позволившей установить, что солнечная постоянная отнюдь не постоянна, а изменяется в цикле активности. Используя статические модели отдельных крупномасштабных образований (сетки, ячейки, факелов, флоккулов, тени и полутени солнечных пятен) и суммируя их вклад в полное излучение атмосферы с учетом площади, занимаемой ими на каждой фазе цикла, удалось удовлетворительно воспроизвести изменчивость полной иррадиации и, в частности, важной для геофизики FUV и EUV иррадиации. Конечно, амплитуда изменений очень мала, и это объясняли тем, что уменьшение излучения из-за присутствия пятен компенсируется повышенным излучением факелов и флоккулов. В результате солнечная ирра-

диация слегка повышается в эпохи максимума активности. Авторы полуэмпирических моделей даже научились предсказывать значения полной иррадиации и спектральной UV иррадиации на несколько суток вперед, используя сведения об активных областях на видимом диске Солнца, гелиосейсмологические данные об их присутствии на обратной стороне Солнца, а также данные недавно запущенных стереоскопических космических аппаратов. При этом было сделано неожиданное открытие. Оказалось, что спектральная иррадиация в областях спектра, характеризующихся яркостной температурой больше и меньше эффективной температуры 5770 К, изменяется в цикле активности противофазно. Это означает, что более глубокие и менее глубокие слои фотосферы по-разному ведут себя в солнечном цикле. Открытие совсем еще новое и пока ему нет объяснений.

4.6. Определение химического состава атмосферы Солнца

4.6.1. *Кривые роста*

Одна из основных задач солнечной спектроскопии – определение химического состава Солнца. Очевидно, что источником информации являются фраунгоферовы линии, подавляющее число которых полностью образуется в фотосфере. Нелинейность всей теории переноса излучения вносит свои трудности и в практику определения относительного содержания того или иного химического элемента: оно требует знания термодинамической модели атмосферы, а построение модели требует знания полного химического состава. Тем не менее, химический состав Солнца был определен уже к началу 50-х гг. прошлого века, и в дальнейшем, в соответствии с повышающимися требованиями к точности, проводилась и проводится лишь ревизия полученных тогда результатов. Причина столь успешного решения сложной задачи кроется в удачно выбранном методе – *методе кривых роста*, который относительно слабо зависит от принятой модели атмосферы. Очень кратко остановимся на описании этого метода. Сначала будут приведены основные параметры теории кривых роста.

Относительное содержание элемента (abundance). Пусть n_{el} , n_H – концентрации атомов данного элемента и водорода соответственно, тогда величина

$$a_{el} = \log(n_{el}/n_H) + 12, \quad \log n_H = 12 \quad (4.6)$$

называется химическим содержанием.

Силы осцилляторов. Со времен, когда в классической теории света вещество рассматривалось в терминах совокупности гармонических осцилляторов, сохранилось это понятие, но чтобы связать его с квантовой теорией поглощения излучения, ввели силу осциллятора как число классических осцилляторов, заменяющих поглощающее действие одного атома в состоянии l при переходе $l \rightarrow u$:

$$f_{lu} = l \frac{h\nu}{\pi e^2} B_{lu} \quad \text{или} \quad f_{lu} = \frac{c^3}{8\pi^2 e^2 \nu^2} l (g_l / g_u) A_{ul}. \quad (4.7)$$

Силы осцилляторов рассчитываются специалистами по квантовой механике или определяются лабораторно; по мере уточнения устаревших данных постоянно публикуются новые таблицы.

Эквивалентные ширины. Интенсивности I_λ в пределах линии поглощения никогда не измеряются в абсолютных энергетических единицах: это слишком трудоемко и, кроме того, измеренные значения зависят от *seeing* – качества изображения. На практике используют привязку к лучшему стандарту – интенсивности ближайшего к линии участка непрерывного спектра, I_c . Величина $r_\lambda = I_\lambda / I_c$ называется *остаточной интенсивностью*, величина $d_\lambda = 1 - r_\lambda$ называется *глубиной* линии, а величина $W_\lambda = \int (d_\lambda) d\lambda$ называется *эквивалентной шириной* линии. Интегрирование производится по длинам волн, ограничивающих контур линии, т. е. между точками, в которых r_λ достигает 1. Эквивалентная ширина измеряется шириной (в мÅ) прямоугольника, высота которого $r_\lambda = 1$, а площадь равна площади, ограниченной контуром линии (рис. 4.18).

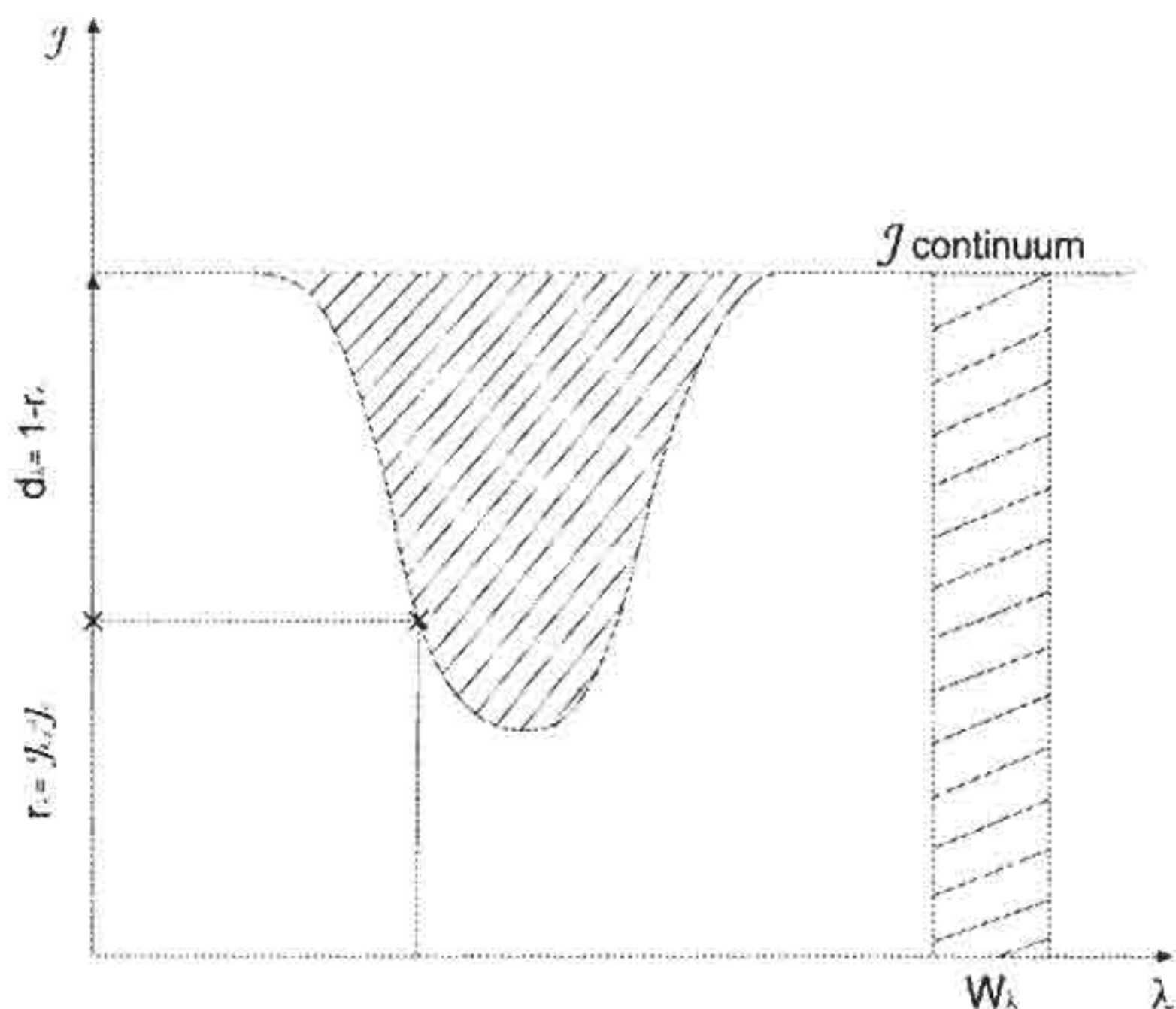


Рис. 4.18. К определению эквивалентной ширины линии

Вся форма контура линии, зависит главным образом от числа атомов при данной стадии ионизации и данной степени возбуждения, умноженного на силу осциллятора соответствующего перехода (рис. 4.19). При малых значениях числа поглощающих частиц, умноженного на силу осциллятора N_{iflu} , и центральная глубина, и ширина контура быстро увеличиваются; соответственно быстро увеличивается и W_λ . Однако при некотором значении N_{iflu} центральная остаточная интенсивность достигает насыщения и перестает уменьшаться; далее увеличение площади контура идет только за счет ширины линии, которая измеряется в единицах доплеровской ширины $\Delta\lambda_D$; при этом до некоторого значения N_{iflu} контур еще сохраняет свою доплеровскую форму, но затем появляются и начинают быстро увеличиваться крылья, форма которых контролируется параметром затухания a . Возобновляется, но менее интенсивно, чем для слабых линий, рост W_λ при увеличении N_{iflu} .

Описанное поведение контура линии удобно представить единой кривой, дающей зависимость эквивалентной ширины от числа N_{iflu} . На практике обе величины используют в логарифмическом виде, что необходимо для дальнейшего применения. Кроме того, чтобы исключить влияние доплеровской ширины, по оси

ординат наносят $\log W_\lambda / \Delta\lambda_D$. Если построить кривую в таких координатах, то она действительно объединит все перечисленные особенности, за исключением влияния параметра затухания, и кривую придется строить для различных значений параметра a . Кривая, дающая зависимость эквивалентной ширины линии от числа поглощающих атомов при заданном значении параметра затухания, называется *кривой роста*. Теоретические кривые роста строят, исходя из соответствующих времени концепций модели атмосферы и учитывая все возможные механизмы расширения линий. На рис. 4.20 приведено семейство кривых роста, заимствованное из книги Унзоляда (обозначения по осям оставлены в их оригинальной форме, которая несколько отличается от принятой здесь).

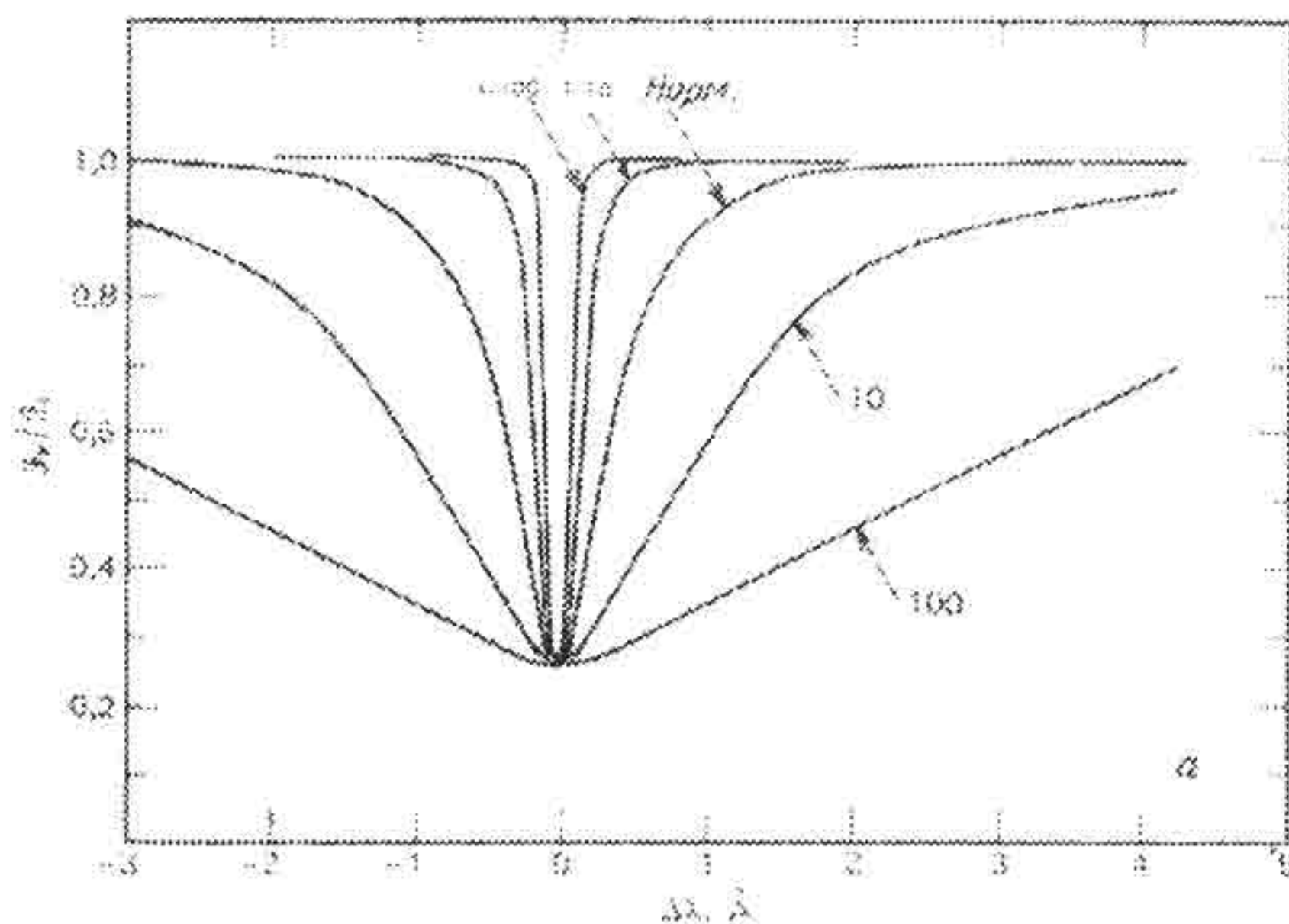


Рис. 4.19. Изменение контура линии поглощения при увеличении числа поглощающих атомов

Для определения N_l интересующего нас химического элемента отбирают все линии с общим нижним уровнем и строят кривую зависимости $\log W_\lambda$ от $\log gf$ (g – статистический вес уровня). Очевидно, расстояние вдоль оси абсцисс этой кривой до теоретической кривой роста дает значение $\log N_l$. Однако, чтобы его измерить с разумной точностью, надо еще осуществить параллельный перенос вдоль оси ординат эмпирической кривой на некоторую подобранную величину $\log \Delta\lambda_D$. Если переносимый

отрезок кривой содержит и сильные линии, то его слияние с одной из теоретических кривых требует также подбора параметра затухания a . Для получения полного содержания элемента N_{el} необходимо использовать формулы Саха и Больцмана или при отклонениях от ЛТР применить другие методы; конечно при этом предполагается, что модель атмосферы известна. Описанная процедура применяется для всех доступных наблюдениям линий с разным набором уровней l и, по возможности как для линий нейтральных атомов элемента, так и для линий его иона. Гарантией правильности подгонки может служить совпадение в пределах ошибок измерений значений N_{el} , полученных по разным мультиплетам и по разным стадиям ионизации.

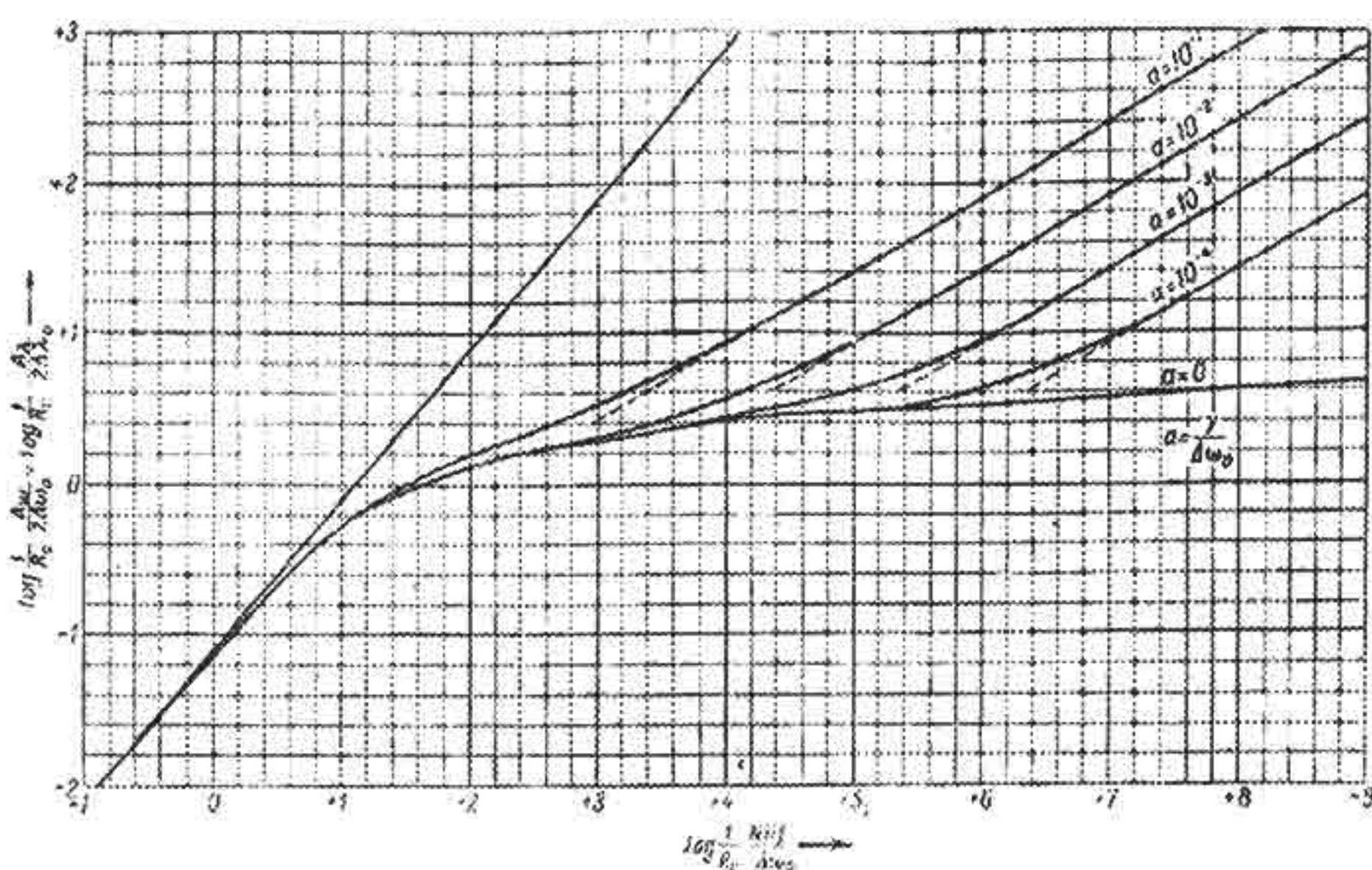


Рис. 4.20. Семейство теоретических кривых роста. (Рисунок заимствован из книги Унзоляда А. «Физика звёздных атмосфер. 1949, рис. 85)

Метод кривых роста сейчас практически не применяется, тем не менее, его изложение имеется во многих современных астрофизических обзорах и монографиях, так как по-прежнему используются некоторые полученные таким способом данные. Кроме того, кривые роста впервые показали необходимость учета нетепловых источников расширения линий («микротурбулентность») и уточнения теории упругих столкновений при расчетах постоянных затухания.

4.6.2. Синтез спектра

Современный – *синтетический* – способ определения химических содержаний элементов стал доступен благодаря достижениям вычислительной техники. Его основным достоинством является возможность привлечения огромного числа линий, присутствующих в спектре, но не пригодных в отдельности из-за взаимного наложения – *блендирования* – линий. Синтез спектра осуществляется тем, что выбранный диапазон длин волн дробится на ряд участков, разделенных как можно более мелким шагом. По очень подробным атласам солнечного спектра отождествляются все спектральные линии, и на основании заданной модели атмосферы вычисляются полные коэффициенты поглощения $\kappa_{\lambda}(z)$ на каждой геометрической глубине z с учетом вклада всех налагающихся линий и вклада всех источников непрерывного поглощения на данной длине волны. Затем полученные значения $\kappa_{\lambda}(z)$ используются для вычисления полных оптических глубин $\tau_{\lambda}(z)$, после чего легко получить распределение выходящих интенсивностей по формуле (2.11). Синтезированный спектр «размазывается» с учетом разрешения используемого спектрографа, после чего он готов к сравнению с наблюдаемыми контурами линий анализируемого химического элемента. Методом проб и ошибок подбирают такое значение a_{el} , при котором вычисленные и измеренные контуры линий оптимально совпадают.

Наиболее полные данные о содержании почти всех элементов таблицы Менделеева, были составлены к началу XXI в. и нашли широкое применение в физике Солнца и звезд, в частности, при вычислении стандартной модели Солнца. Они очень хорошо согласуются с независимыми определениями химического состава Солнца, полученными по данным гелиосейсмологии. Тем не менее, они опять подвергаются ревизии, так как переход к трехмерным моделям внёс некоторые систематические различия в химический состав атмосферы и нарушил прежнее согласие со стандартной моделью Солнца.

ГЛАВА 5

СОЛНЕЧНАЯ КОРОНА

5.1. Корона в белом свете

5.1.1. Морфология

Корона в белом свете видна во всей своей полноте только при полных солнечных затмениях или на спутниковых коронографах. Яркость короны изменяется во всех трех координатных направлениях, а также со временем. Тем не менее, результаты многочисленных экспедиций позволили вывести формулу, дающую среднее распределение яркости в зависимости от расстояния ρ от центра солнечного диска:

$$I(\rho) = \frac{0,053}{\rho^{2,5}} + \frac{1,425}{\rho^7} + \frac{2,565}{\rho^{17}}. \quad (5.1)$$

Эта формула (формула Баумбаха) сейчас потеряла свое практическое значение, но она удобна тем, что позволяет подразделить корону на две основные области. При значениях $1,02R_{\odot} < \rho < 1,30R_{\odot}$ (внутренняя корона) яркость падает очень быстро (последнее слагаемое в формуле (5.1)); во внешней короне падение яркости намного медленнее. Такое подразделение подкрепляется и другими свойствами поля излучения, о чем будет сказано ниже.

На рис. 5.1 показаны снимки короны, полученные с низким пространственным разрешением во время двух солнечных затмений: в минимуме (*a*, *b*) и в максимуме (*в*) цикла активности. Бросается в глаза различие их формы. Если характеризовать форму с помощью изофот яркости (рис. 5.1, *b*) параметром сжатия

$$\varepsilon = \frac{D_e}{D_p} - 1,$$

где D_e – средний из трех диаметров изофот на широтах $0^\circ, \pm 22,5^\circ$ и D_p – средний из трех диаметров изофот на широтах $90^\circ, 90^\circ \pm 22,5^\circ$, то увидим, что сжатие изменяется как с расстоянием ρ , так и со временем. Причина изменения сжатия связана с существованием двух зон активности Солнца – так называемых королевской зоны и полярной зоны. Первая из них существует всегда, вторая заполняется к моменту максимума цикла.

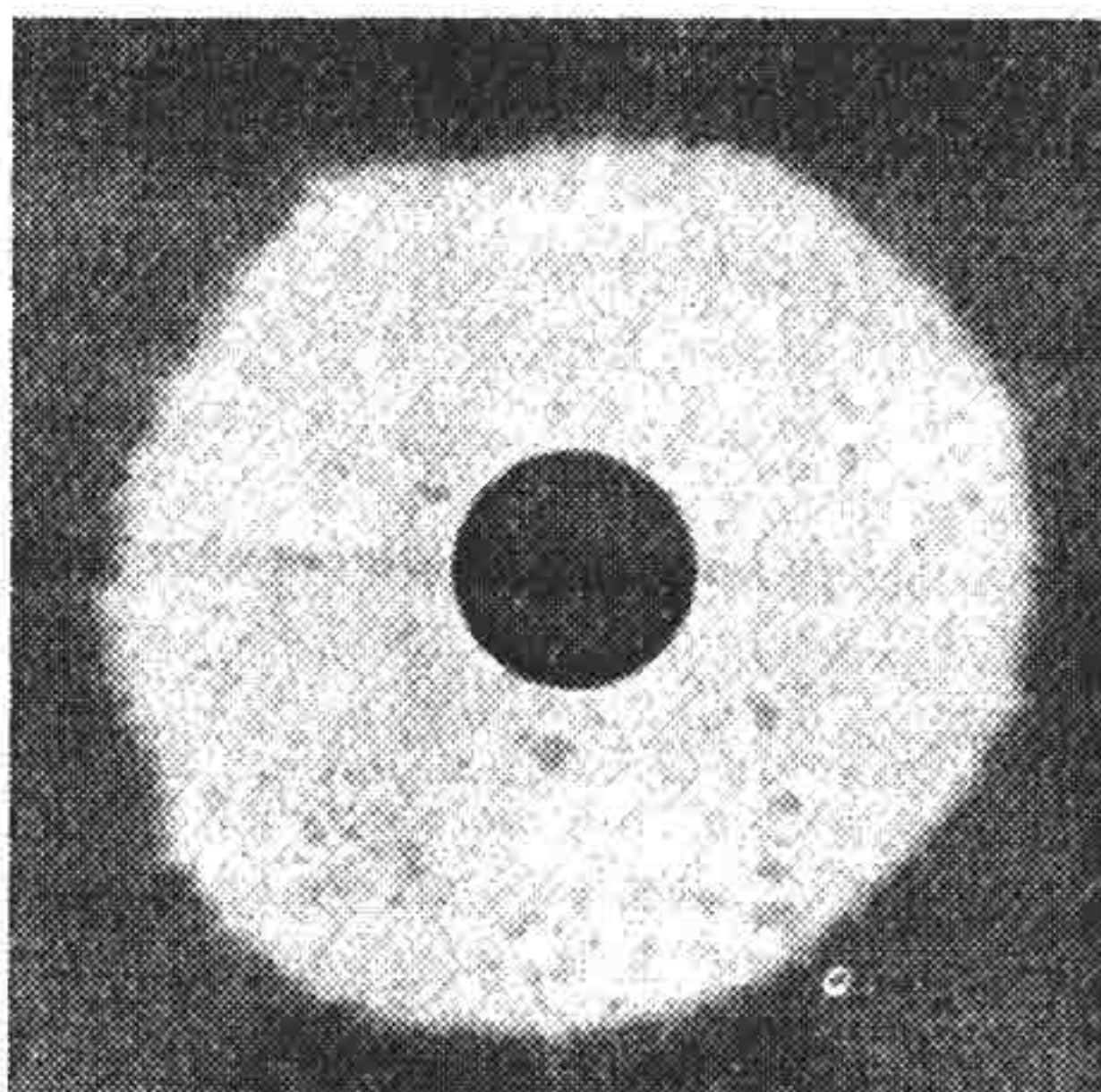
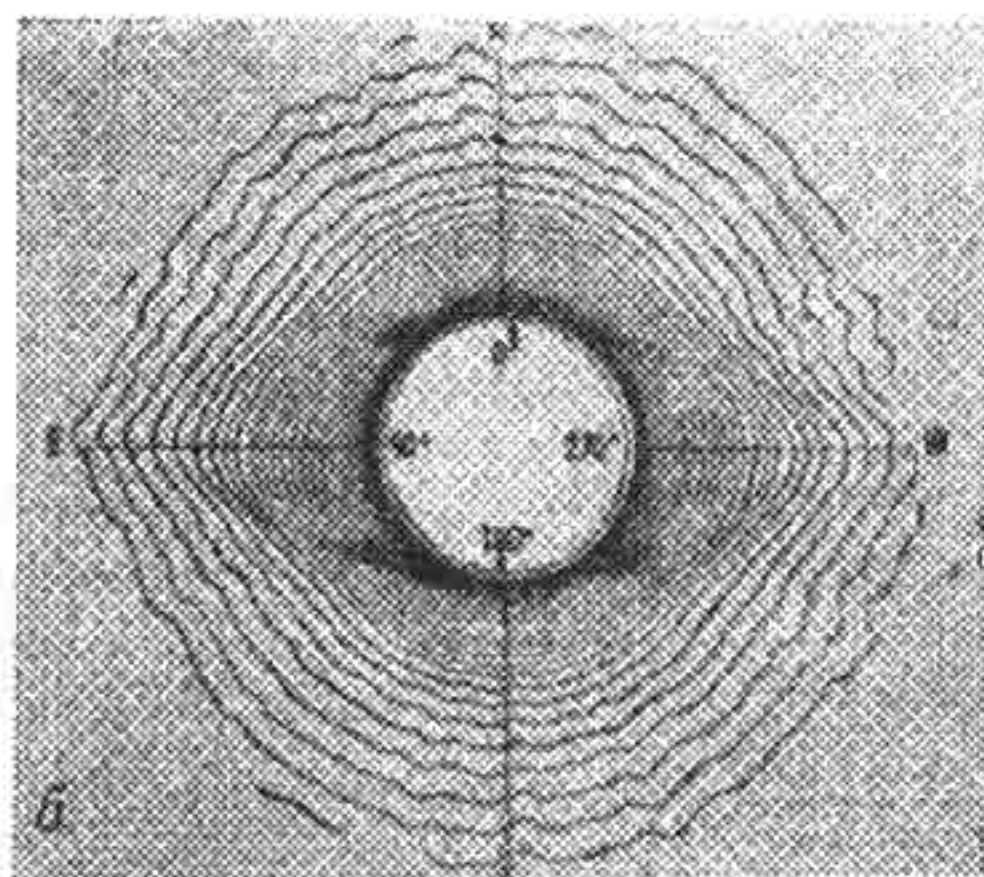
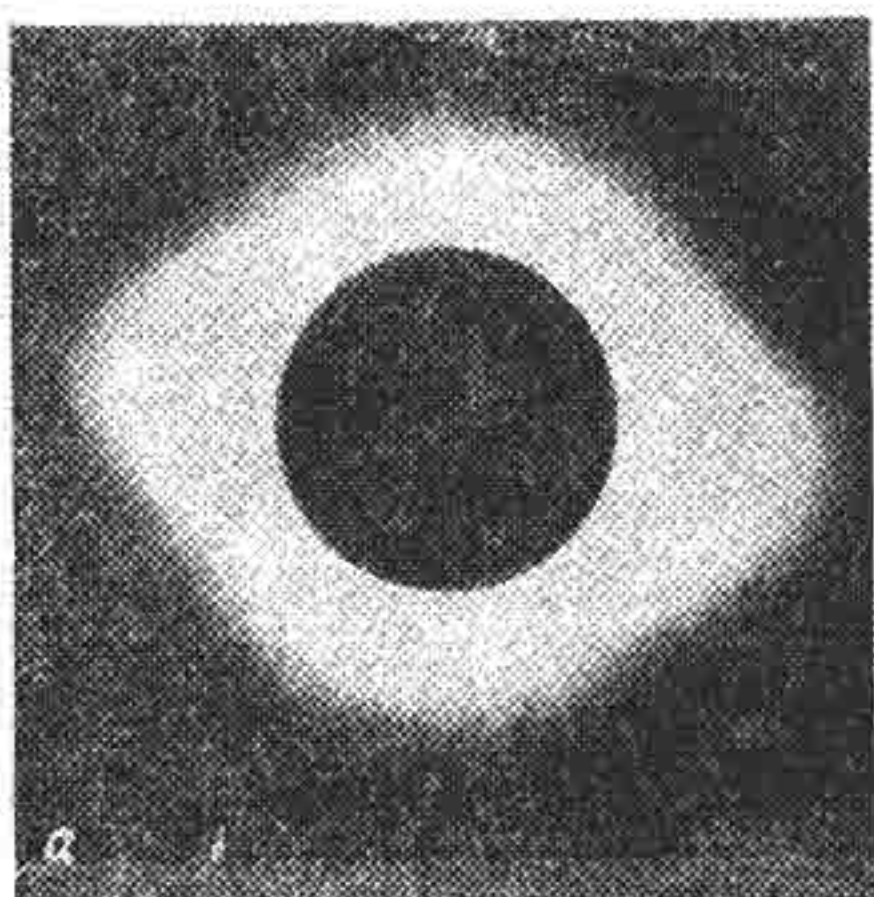
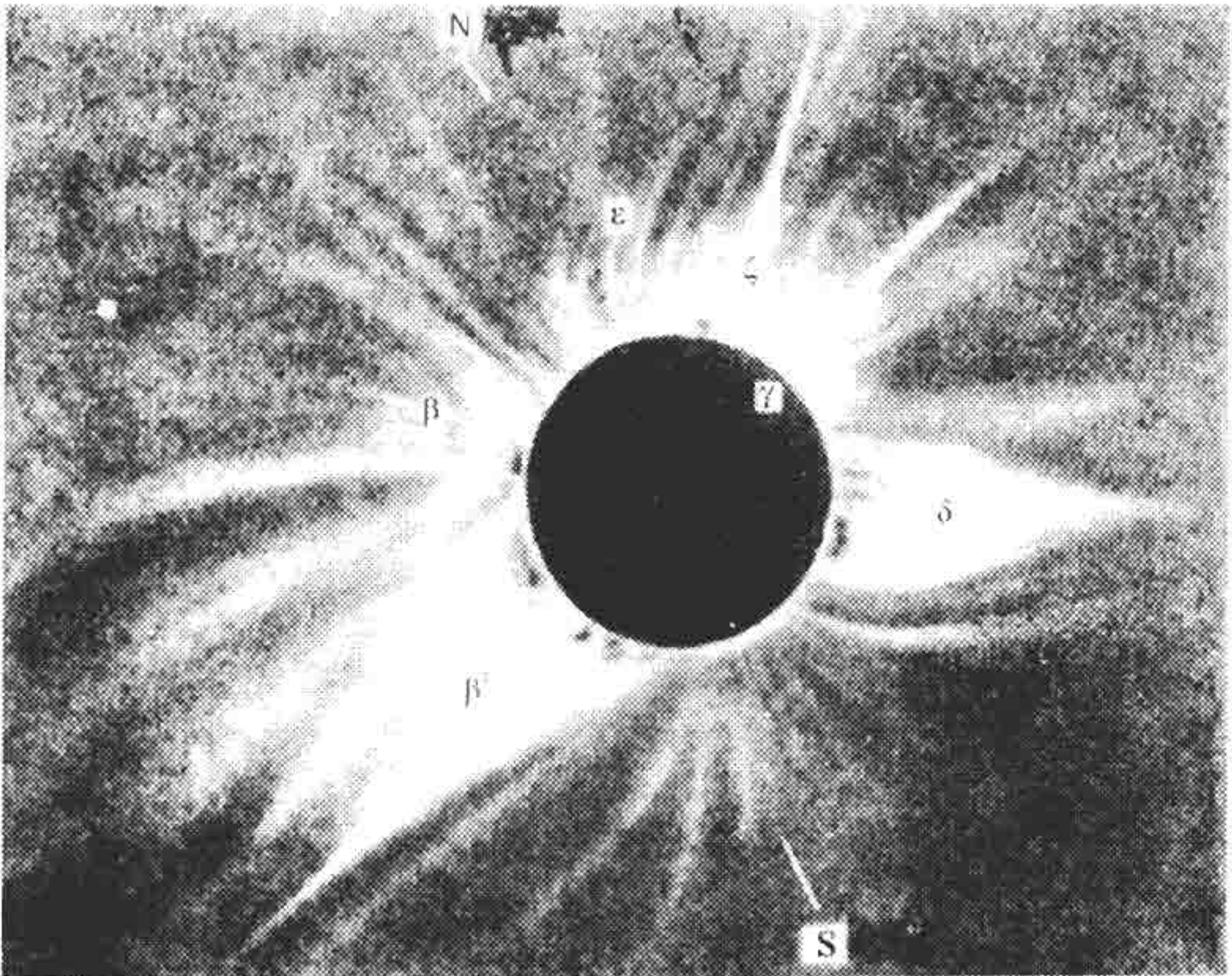


Рис. 5.1. Типичный вид солнечной короны в эпоху минимума активности (*a* – общий вид, *б* – изофоты) и в эпоху максимума активности (*в*). (Рисунок заимствован из книги Э. Гибсона «Спокойное Солнце», рис. 6.1 и 6.3)

На рис. 5.2 показано изображение короны, полученное с высоким пространственным разрешением. Хорошо видны основные крупномасштабные структурные образования белой короны: *стримеры* и *корональные щёточки*. Стримеры – это очень длинные, вытянутые приблизительно по радиусу лучи, довольно сильно концентрирующиеся к экваториальной плоскости. Очень часто они имеют в своем основании значительные утолщения – *шлёмы*. Полярные щеточки представляют собой типичную систему тонких прямых лучей, весьма напоминающую картину силовых линий магнитного диполя. Лучше всего они видны у по-

люсов в эпохи минимумов солнечной активности. Внешний вид щеточек долгое время служил наиболее достоверным доказательством существования общего магнитного поля Солнца.



Фотография солнечной короны, полученная во время затмения 12 ноября 1966 г. Ньюкирком и Альтшулером

Рис. 5.2. Структурные образования белой короны. (Рисунок 5.2 заимствован из книги Акасофу С.-И. и Чепмена С. «Солнечно-земная физика», рис. 1.5а)

Подробное изучение стримеров привело к очень важному для гелиогеофизики выводу. Они являются ничем иным, как проекцией на картинную плоскость нейтрального токового слоя, опоясывающего Солнце в области экватора, но не в одной только экваториальной плоскости, а отклоняясь от нее в ту или иную сторону. Когда мы наблюдаем изогнутый относительно экватора токовый слой, то увидим в его окрестности сменяющие друг друга полярности фонового магнитного поля Солнца и соответствующего ему межпланетного магнитного поля. Границу между разными полярностями называют *секторной границей*, а всю структуру поля – *секторной структурой*.

5.1.2. Спектр короны в видимой и ближней инфракрасной областях

Спектр короны в доступных при затменных наблюдениях длинах волн резко различается во внутренней и внешней короне. Во внутренней короне на фоне чрезвычайно ослабленного по сравнению с фотосферой (примерно в 10^6 раз) непрерывного спектра наблюдаются немногие эмиссионные линии, длины волн которых не совпадают с длинами волн фраунгоферовых линий. Первоначально эти линии приписали неизвестному элементу «коронию», и всю область до сих пор называют «*K* короной». Во внешней короне (на расстоянии около $10'$ от края диска) характер спектра резко изменяется. Появляется фраунгоферов спектр, причем распределение интенсивности в континууме и в контурах отдельных линий поглощения такое же, как в спектре фотосферы. Поэтому вся область внешней короны называется «*F* короной».

Тем не менее, одно отличие между обычным фраунгоферовым спектром и фраунгоферовым спектром *F* короны все же существует. Интенсивность непрерывного излучения во втором случае частично поляризована. Степень поляризации не зависит от длины волны, но она изменяется с расстоянием, увеличиваясь с ростом ρ . Эти две особенности – тождественность распределения энергии в спектрах фотосферы и *F* короны и поведение степени поляризации в *F* короне – дали ключ к диагностике *F* короны. Уже в начале XX в. пришли к выводу, что основной причиной свечения внешней солнечной короны является рассеяние света фотосферы на свободных электронах – томсоновское рассеяние. Из теории томсоновского рассеяния известно, что его поперечное сечение не зависит от длины волны. Кроме того, если угол рассеяния составляет 90° с углом падения, то рассеянный свет полностью поляризован. Если оба угла близки друг другу, то поляризация отсутствует; в промежуточных ситуациях поляризация частичная. Легко показать, что если электрон короны находится на разных расстояниях от облучающей его фотосферы, то он «видит» диск Солнца под большим углом вблизи фотосферы и под всё меньшими углами – вдали. Тогда для дальнего электрона углы падения от противоположных краев солнечного диска будут почти совпадать и оба будут почти близки 90° по отношению к направлению на земного наблюдателя. Земной наблюдатель регистрирует увеличение степени поляризации (рис. 5.3), что и наблюдается в большей части внешней короны.

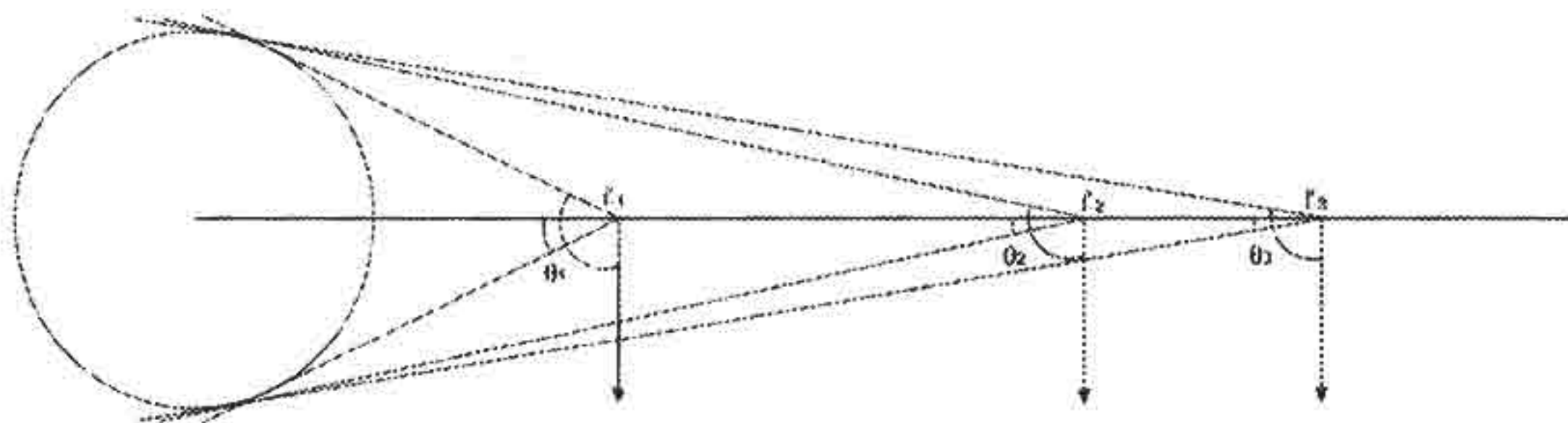


Рис. 5.3. Схема, поясняющая причину изменения степени поляризации коронального излучения

Коль скоро источник свечения известен, то измеряя поверхностную яркость короны, можно определить электронную концентрацию. Чтобы показать принципиальную возможность такой диагностики, упростим задачу. Во-первых, вполне разумно предположить, что корона, будучи крайне разреженной средой, является и оптически тонкой. Это означает, что процессами поглощения можно пренебречь, и измеренная поверхностная яркость короны просто интегрирует объёмный коэффициент излучения j вдоль луча зрения. Во-вторых, допустим, что корона сферически симметрична. Как показывает рис. 5.1, в, во внешней короне изофоты действительно близки к окружностям, но рисунок построен по измерениям с низким пространственным разрешением. Тем не менее, для простоты опишем геометрию задачи так, как это показано на рис. 5.4.

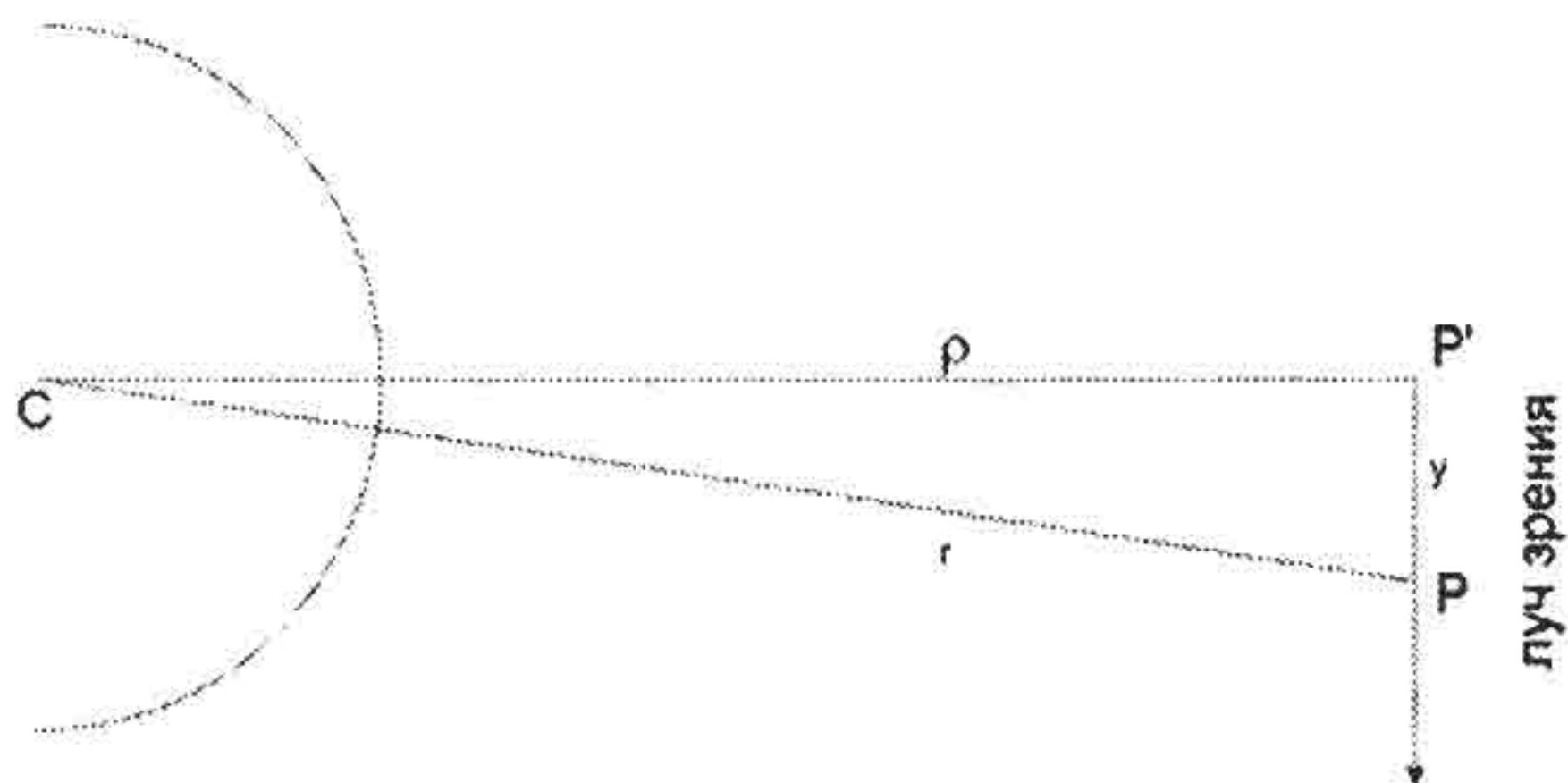


Рис. 5.4. Схема, поясняющая способ определения электронной концентрации в короне

Некоторая точка короны P на расстоянии r от центра Солнца проецируется в точку P' картинной плоскости (плоскости неба) на расстоянии ρ от центра диска. Направление луча зрения отмечено на рис. 5.4 вектором y . Поверхностная интенсивность излучения получается как

$$I(\rho) = \int_{-\infty}^{\infty} j(r) dy = 2 \int_0^{\infty} j(r) dy \quad (5.2)$$

или

$$I(\rho) = 2 \int_{\rho}^{\infty} \frac{j(r) r dr}{\sqrt{r^2 - \rho^2}}.$$

Это уравнение при известном $I(\rho)$ представляет собой интегральное уравнение Абеля для функции $j(r)$. Его решение имеет вид

$$j(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{\infty} \frac{dI(\rho) / d\rho}{\sqrt{r^2 - \rho^2}} d\rho. \quad (5.3)$$

Используя для вычисления числителя формулу Баумбаха (5.1) и выполнив интегрирование в соответствии с формулой (5.3), можно получить

$$j(r) = \frac{0,0304}{r^{3.5}} + \frac{1,452}{r^9} + \frac{4,157}{r^{18}}. \quad (5.4)$$

При томсоновском рассеянии объёмный коэффициент излучения связан с электронной концентрацией соотношением

$$j(r) = \sigma_0 n_e(r) \int_{\Omega} I_0 \frac{d\omega}{4\pi}, \quad (5.5)$$

где σ_0 поперечное сечение рассеяния, рассчитанное на один электрон, а I_0 – интенсивность излучения, приходящего из фотосферы. Принимая, что фотосферное излучение изотропно (что, конечно, тоже является довольно грубым упрощением), можно из (5.5) получить оценку электронной концентрации на различных расстояниях от центра Солнца:

$$n_e(r) = \frac{2j(r)}{\sigma_e(r) I_0 [1 - (\frac{r}{R_{\odot}})^2]}. \quad (5.6)$$

На практике решение более сложное, так как принимаются во внимание отклонения от всех принятых упрощающих предположений. Обычно вычисленные значения электронной концентрации проверяются подстановкой в формулы, дающие изменение степени поляризации с расстоянием от центра диска. Оказалось, что, несмотря на все уточнения, на некотором расстоянии от центра диска хорошее согласие наблюдаемой и вычисленной поляризации прекращается; более того, степень поляризации начинает уменьшаться. Это означает, что к частично поляризованному спектру короны примешивается значительная доля неполяризованного излучения. То, что свет короны повторяет в своем спектре распределение фотосферного излучения, но при этом он не поляризован, говорит о том, что источником свечения по-прежнему является рассеяние, но это уже не рассеяние на свободных электронах. Доказано, что так ведет себя рассеяние на значительно более крупных частицах – на пылинках межпланетной среды. Так как нас здесь интересует сама солнечная корона, а не межпланетная среда, то нужно исключать из смеси излучения K короны и излучения F короны, ту составляющую F короны, которая обусловлена рассеянием на пылинках. Во внеатмосферных условиях этого добиваются, используя коронограф Лио в комбинации с поляриметром. Такой инструмент называется *K-коронометром*. Измерения электронной концентрации на расстояниях $\rho > 1,3R_{\odot}$ выполняются с помощью K коронометров.

Итак, в значительной части короны свечение полностью обусловлено томсоновским рассеянием фотосферного излучения на свободных электронах. Так как оно не зависит от длины волны, то распределение интенсивности по спектру должно полностью повторять таковое в спектре фотосферы. Однако во внутренней короне это не так: спектр внутренней короны практически лишен фраунгоферовых линий. Это противоречие оказывается весьма ценным источником информации о другом важном термодинамическом параметре.

Пусть r_{ν}^0 есть остаточная интенсивность некоторой линии в спектре фотосферы, а r_{ν} – её остаточная интенсивность в спектре K короны. Свободные электроны короны участвуют в тепловом

движении, так что r_ν и r_ν^0 не совпадают друг с другом. Приближенно можно написать для r_ν выражение

$$r_\nu = \frac{1}{\Delta\nu_D \sqrt{\pi}} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{\nu - \nu'}{\Delta\nu_D}\right)^2 r_\nu' d\nu', \quad (5.7)$$

где $\Delta\nu_D = \nu_0 \frac{v_e(T)}{c}$, $v_e = \sqrt{\frac{2kT_e}{m_e}}$ – тепловая скорость рассеивающих электронов, m_e – масса электрона. Масса электрона очень мала, поэтому доплеровская ширина линии Dn_D очень велика; тем не менее, по крайней мере, самые сильные линии солнечного спектра при температуре короны T_e , равной фотосферной температуре T_{ph} , сохранились бы. Чтобы они полностью размазались, необходимо, чтобы $T_e \gg T_{ph}$; конкретно, требуется, чтобы температура T_e была не ниже 600 000 К. Эта грубая оценка послужила первым указанием на то, что температура короны намного выше, чем в фотосфере и в хромосфере. Точное определение температуры выполняется с помощью других диагностик, но даже приведенное значение говорит о том, что в короне нет нейтральных атомов! Так как плотность солнечной плазмы в основном зависит от концентрации водородных атомов, а в короне водород полностью ионизован и представлен одними протонами, то концентрация свободных электронов равна концентрации протонов. Таким образом, знание $n_e(r)$ (см. формулу (5.6)) практически позволяет оценить такой важный параметр, как плотность корональной плазмы.

Обратимся теперь к внешней F короне и спросим, почему же в ней сохранились фраунгоферовы линии: разве там температура ниже? Нет. Просто в F короне рассеяние фотосферного излучения происходит в основном не на свободных электронах, а на пылинках. В формулу (5.7) следует подставить вместо массы электрона массу пылинок, которая на много порядков больше. Тогда линии почти не размазываются даже при очень высокой температуре плазмы. В непосредственной близости от Солнца, во внутренней короне, твёрдых пылинок нет: они не могут сохраниться, расплавляясь и испаряясь. Наличие пылевого облака, заполняющего собой всё пространство между Землей и Солнцем, давно хорошо известно. Оно видно на небе Земли в виде «зодиа-

кального света», а часть его за пределами орбиты Земли – в виде «противосияния». Очень интересен график (рис. 5.5), на котором совмещены результаты затменных измерений яркости F короны до расстояния в $20R_e$ с результатами измерения яркости зодиакального света. График убедительно показывает, что действительно F корона и зодиакальный свет – светятся за счёт одного и того же явления.

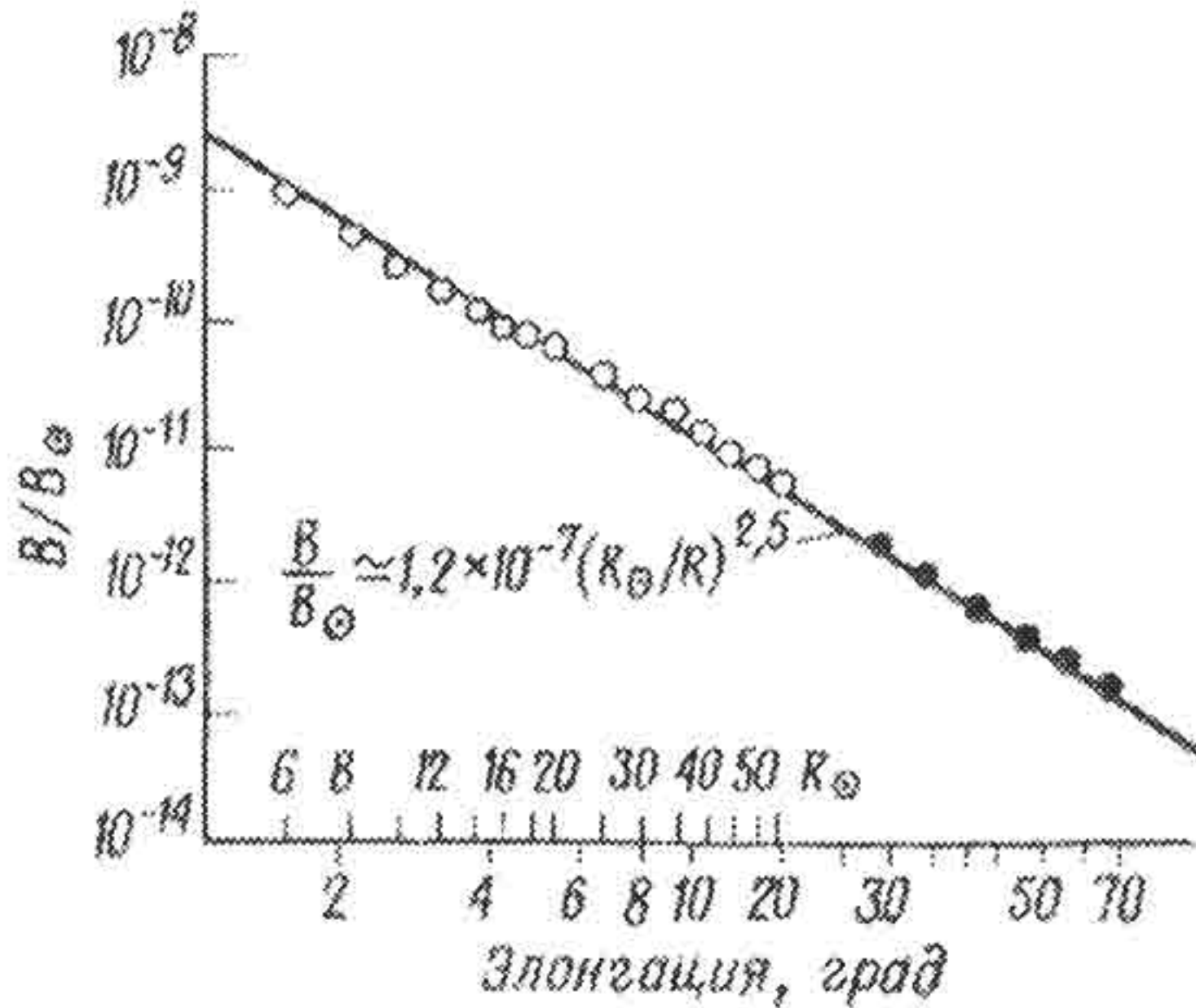


Рис. 5.5. Корона и зодиакальный свет. (Рисунок заимствован из книги Э. Гибсона «Спокойное Солнце», рис. 6.16)

5.1.3. Отождествление эмиссионных линий К короны

В видимой области спектра при наблюдениях внутренней короны было обнаружено около 100 эмиссионных линий. Наиболее яркой являются «зеленая линия» 530,3 нм, затем «красная линия» 637,5 нм и, наконец, «жёлтая линия» 569,4 нм. Все эти линии довольно широки – порядка 1 Å. Ни одна из эмиссионных линий К короны не имеет своего партнера во фраунгоферовом спектре и даже в линиях из таблицы Менделеева, наблюдаемых в лабораторных условиях. Однако подробное изучение схем уровней разных элементов в разных стадиях ионизации позволило физикам не только описать линейчатые спектры многих атомов и

ионов, но и предсказать, какие еще линии возможны при переходах между установленными термами и каковы должны быть длины волн таких линий. Таким образом, в 1939 г. Гротриан обнаружил близкое совпадение длин волн красной линии и одной из линий, образующихся в запрещенном переходе девятикратно ионизованного железа (Fe X). Это могло оказаться случайным совпадением, но после того, что Гротриан сообщил еще о паре таких совпадений, Эдлен в 1942 г. подверг подробнейшему анализу ряд хорошо изученных изoeлектронных последовательностей. Ему удалось отождествить 19 из известных тогда 24 линий «корония».

В настоящее время последователи Гротриана и Эдлена отождествили большинство эмиссионных линий К короны. Линии принадлежат хорошо известным элементам, находящимся в высоких стадиях ионизации. Кроме того, у них имеется еще одно важное общее свойство – все они являются оптически запрещенными, с метастабильными верхними уровнями перехода. Чтобы состоялись такие переходы, атом должен долго сохраняться на возбужденном уровне, не подвергаясь внешним воздействиям. Это возможно, если мала концентрация свободных электронов и/или мала плотность возбуждающего излучения. С другой стороны, потенциалы возбуждения запрещенных корональных линий очень велики (230–820 эВ), т. е. возбуждающее излучение должно быть очень жестким. Таким образом, само существование запрещенных корональных линий в спектре «белой» короны свидетельствует об особых физических условиях во внешней атмосфере Солнца – очень высокой температуре и очень низкой плотности.

5.2. Корона в рентгеновских лучах

Фотосфера излучает, как абсолютно черное тело с эффективной температурой 5785 К. Функция Планка

$$B_{\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc / k\lambda T) - 1}$$

очень быстро убывает с длиной волны, так что вклад фотосферы в коротковолновое излучение ничтожно мал, и в этом спектральном диапазоне генерируется только излучение эмиссионных ли-

ний различных ионов в условиях полного отсутствия термодинамического равновесия. На современных космических аппаратах установлена аппаратура, специально разработанная для регистрации крайнего ультрафиолета (EUV) и рентгена. Она функционирует в режиме обычного спектрографа или перестраивается на режим спектрогелиографа. Во втором случае получают либо изображение полного диска с умеренным пространственным разрешением, либо изображения отдельных участков, но с очень высоким разрешением.

Спутниковые наблюдения короны имеют перед наземными наблюдениями два важных преимущества. Во-первых, появилась возможность наблюдать корону не только за диском, но и на самом диске. Это позволяет детально различать как крупномасштабную, так и мелкомасштабную структуру короны. Во-вторых, можно получать изображения короны в любое время тогда, когда на орбите находится космическая станция. Неудивительно, что количество информации, полученное по рентгеновским данным о короне, во много раз превышает то, что дали наблюдения «белой» короны за многие годы её исследования.

5.2.1. Морфология «рентгеновской» короны

На рис. 5.6 воспроизведено изображение полного диска, полученное аппаратом SDO, в длине волны 171 нм. На нем можно выделить следующие крупномасштабные образования.

Большие светлые участки. Это долгоживущие образования, расположенные над активными областями. Иногда их называют корональными конденсациями. Они обладают своей сложной внутренней структурой, состоящей из петель разной величины и продолжительности жизни.

Петли – наиболее универсальные структуры не только в активных областях. На рис. 5.6 видны те из них, контуры которых легче прослеживаются на фоне остальной короны. Всюду они представляют собой сложную иерархию арок разной протяженности и разного времени жизни

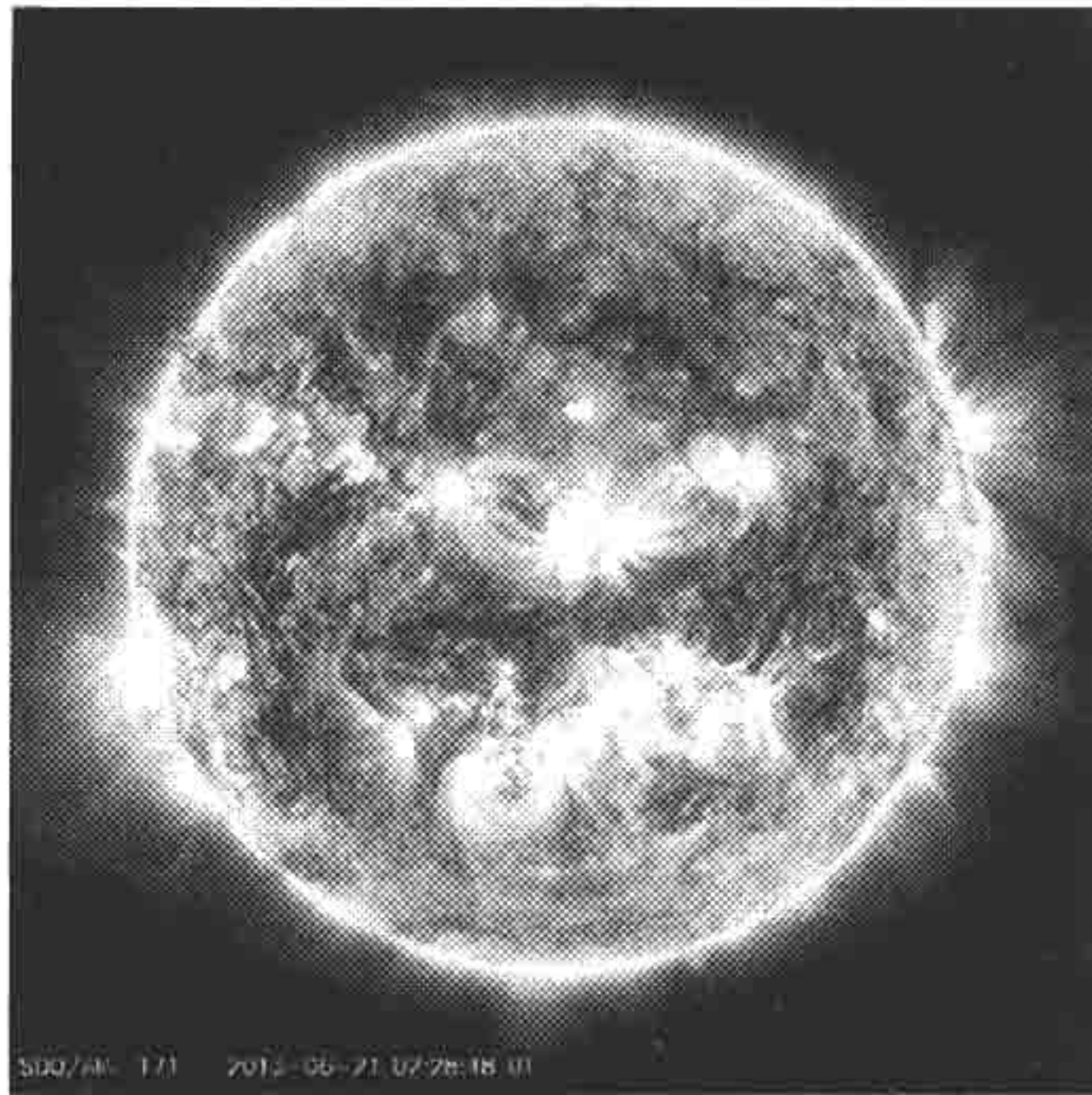


Рис. 5.6. Снимок солнечной короны, полученный на космическом аппарате SDO в лучах линии 171 Å

Корональные дыры. Они были открыты на космической станции Скайлаб. Если бы на этой станции ничего другого не было сделано, то и тогда бы её миссия полностью окупилась. Корональные дыры – это протяженные области с пониженной электронной концентрацией и пониженной температурой (800 000 K). Продолжительность жизни – несколько солнечных оборотов. Вращение – твёрдотельное. Обычно наблюдаются в полярных зонах Солнца, там, где в белой короне располагаются полярные щёточки (polar plumes). Можно полагать, что дыры соответствуют фону, на котором видны plumes – прямые длинные лучи. Рентгеновские наблюдения показывают, что дыры и plumes встречаются и на умеренных широтах, иногда даже на низких. Корональные дыры отождествляются с фотосферными областями крупномасштабного фотосферного униполярного магнитного поля, расходящиеся силовые линии которого выходят в корону. Plumes также предполагаются областями открытого магнитного поля, но с меньшей расходимостью силовых линий. Огромный интерес к корональным дырам, который проявляют к ним геофизики, обусловлен тем, что дыры являются наиболее вероятными источниками потоков быстрого солнечного ветра.

Рентгеновские точки. Их протяженность около $30''$ с более ярким ядром размером в $10''$; время жизни – 8–11 часов. Они более или менее равномерно распределены по диску. Возможно, эти точки связаны с так называемыми эфемерными активными областями в фотосфере, которые маркируют места выхода нового магнитного потока.

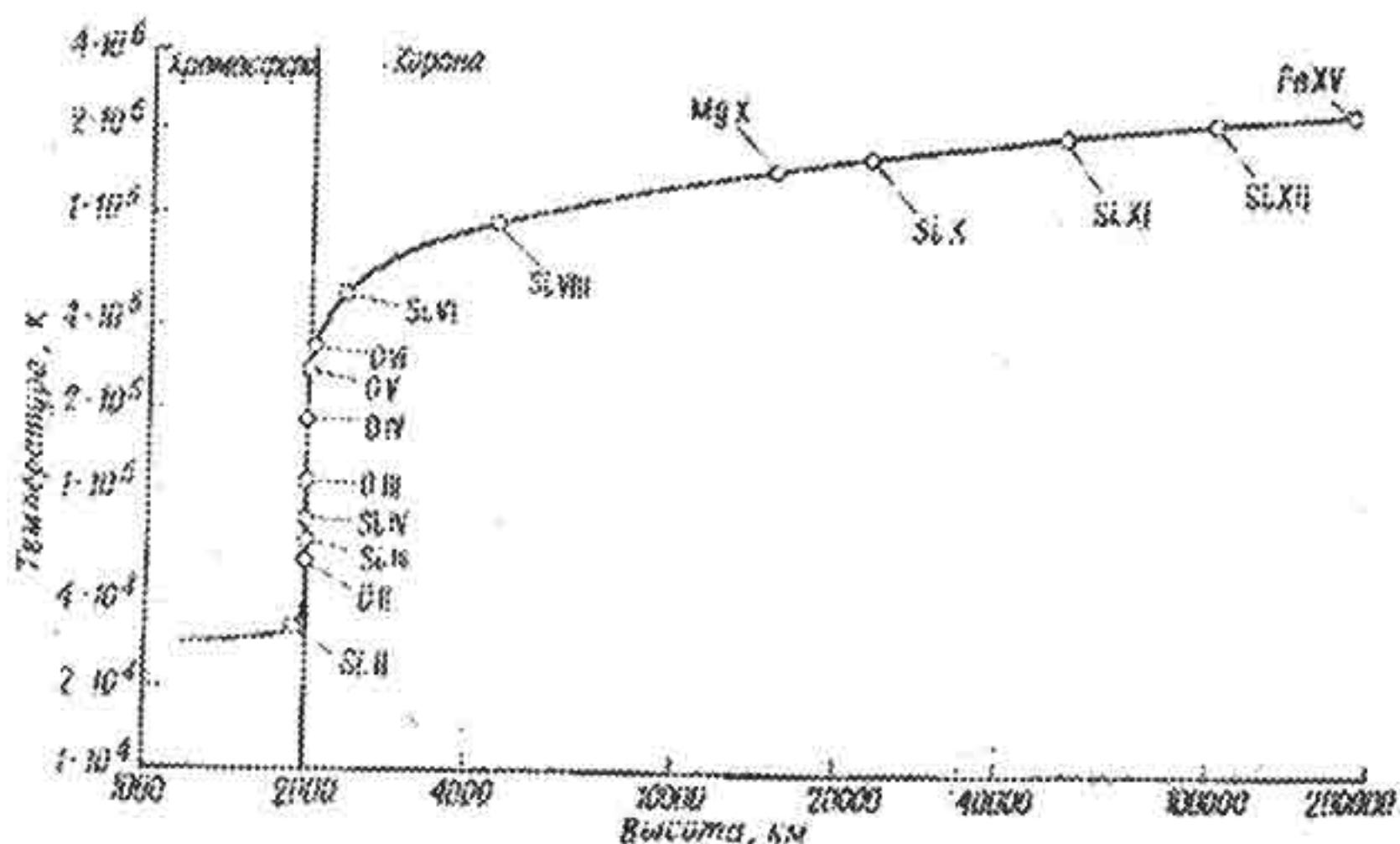
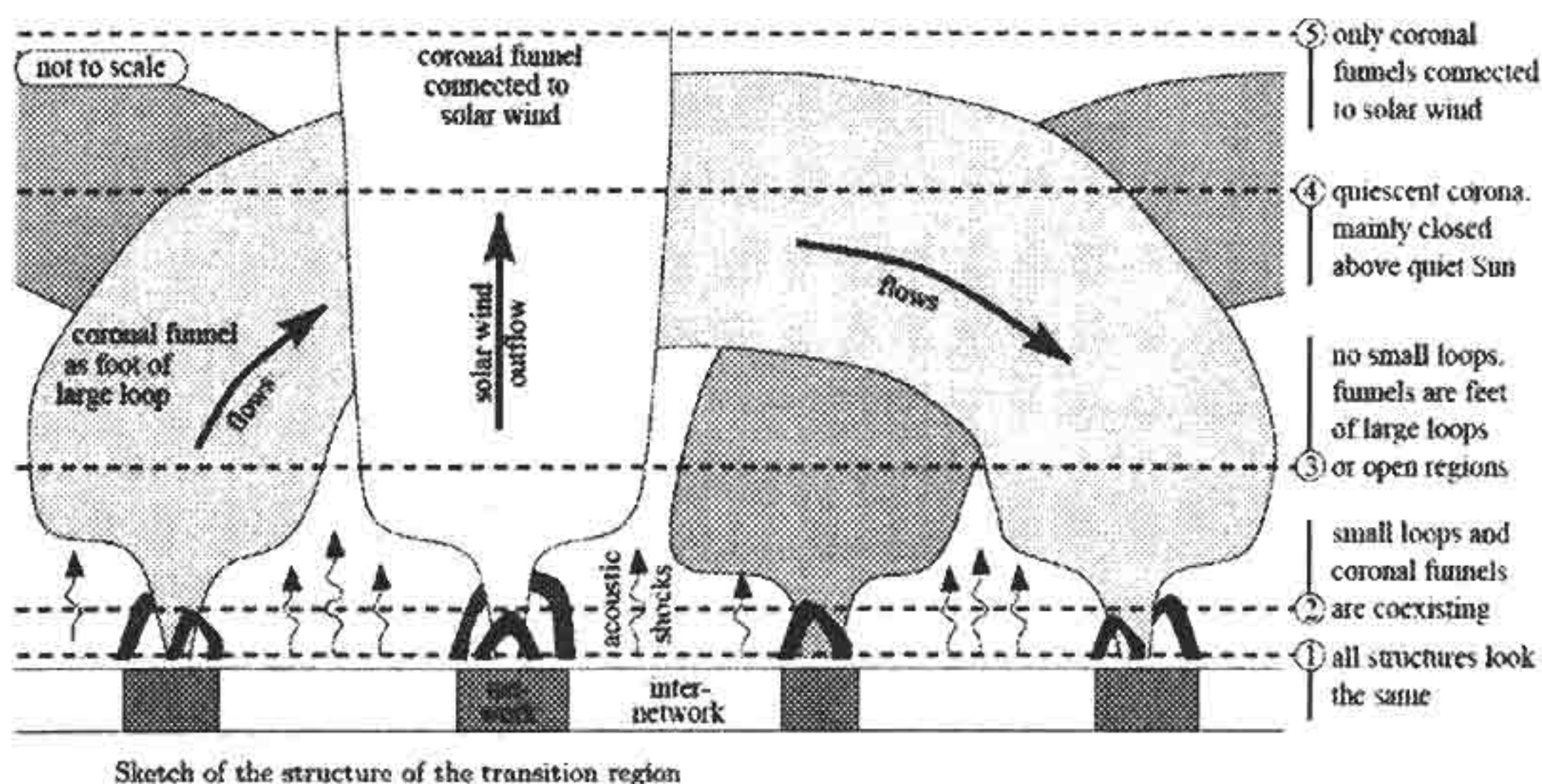


Рис. 5.7. Распределение температуры в переходной области (TR) и в короне. Показаны ионы некоторых элементов, дающие диагностические спектральные линии на разных высотах. (Рисунок заимствован из книги Э. Гибсона «Спокойное Солнце», рис. 6.26)

Перечисленные крупномасштабные структуры не противоречат описанию структурных образований «белой» короны; оба способа наблюдений дополняют друг друга и в среднем могут быть представлены в рамках концепции стратифицированной атмосферы: над хромосферой находится очень узкая *переходная область TR* (несколько сотен километров), а затем далеко простирается корона. Температурный и ионный состав TR и короны в среднем показан на рис. 5.7. В температурном режиме $4 \cdot 10^4$ – $8 \cdot 10^5$ еще заметен контраст яркости, свойственный хромосферной сетке, но он постепенно уменьшается от 5 в основании TR до 2,5 при $5 \cdot 10^5$ К, где чёткая сетка слегка расширяется и расплывается. При температуре $8 \cdot 10^5$ К все признаки сетки исчезают. В вершине TR и в короне дальнейшая судьба воронок (funnels) и балдахинов (canopies), показанных на рис. 4.17, демонстрируется на рис. 5.8, скопированном из обзора Peter (2001).

Здесь границы сеток образуют подножия корональных воронок; воронки, расширяясь, заполняют все пространство и являются аналогами горизонтальных полей хромосферных балдахинов, причем вертикальная форма их границ до температуры $1 \cdot 10^6$ К еще сохраняется.



Sketch of the structure of the transition region

Рис. 5.8. Крупномасштабная структура короны. (Рисунок заимствован из оригинальной статьи Peter H. Astronomy and Astrophysics. 2001. Vol. 374. P. 1108–1120, рис. 11).

Дальнейшая судьба воронок различна. Они могут развернуться почти на 90° , превращаясь в очень длинную петлю, замыкающуюся на далекой супергрануле. Система таких петель, по видимому, образует «закрытое» магнитное поле, характерное для низких широт Солнца. Часть воронок может не разворачиваться и продолжать свой подъем вверх, формируя «открытые» магнитные поля.

Уточнение петельной структуры короны еще далеко от завершения. В частности, неизвестно, являются ли петли изотермическими или они изменяют температуру по своей длине. Сохраняется ли площадь поперечного сечения по длине петли? Нет еще данных о магнитных полях внутри петель. Конечно, всё это важно или даже играет ключевую роль для теорий нагрева атмосферы. На рис. 5.8 извилистые стрелочки над ячейками служат напоминанием о нагреве динамической хромосферы ударными волнами. Другим источником нагрева могут быть альвеновские вол-

ны, порождаемые на специально отмеченных участках хромосферы (рис. 4.17). Но не менее вероятны многочисленные пересоединения, неизбежные в сложном конгломерате петель, причем причиной пересоединения огромных петель могут оказаться случайные движения их фотосферных магнитных подножий. При таких пересоединениях – «нановспышках» – в каждом случае освобождается 10^{23} – 10^{25} эрг, что способно нагреть петлю до самой её вершины. Оттуда энергия может быть перенесена вниз в хромосферу за счет высокой теплопроводности TR и короны. Очень много исследователей проверяют все перечисленные гипотезы. Хотя единого мнения еще нет, важно, что уже обнаруженная сложная структура верхней атмосферы, непосредственно связанная с динамикой конвективной зоны, открывает потенциальные возможности успешного поиска механизмов нагрева атмосферы, а также ускоренных потоков солнечного ветра.

5.2.2. Рентгеновская и УФ диагностика переходной области и короны

До сих пор мы говорили о температуре короны на качественном, а не на количественном уровне. Определение температуры по эмиссионным линиям «белой» короны производилось, но оно затруднено тем, что эти линии принадлежат запрещенным переходам. Само существование таких линий свидетельствует о сильной зависимости их интенсивности от плотности среды. Определение плотности – также сложная задача, связанная с выделением K-компонента короны из измеренной интенсивности K+F короны и с поляриметрическими измерениями. Поэтому в настоящее время для диагностики широко используются EUV спектр и рентгеновский спектр короны, содержащие тысячи разрешенных эмиссионных линий. Многие из этих линий слабо зависят от плотности; впрочем, при необходимости можно определить электронную концентрацию с помощью того же спектрального материала.

Основная сложность термодинамического анализа корональной плазмы (по любому методу) обусловлена тем, что корона – среда, в которой нет и намёка на термодинамическое равновесие. Поэтому никаких коэффициентов для учёта отклонений от ЛТР не вводится. Однако, с другой стороны, диагностика несколько проще, чем в случае хромосферы, так как среда оптиче-

ски тонкая. Большой частью нет необходимости рассматривать коэффициенты поглощения и излучения, достаточно знать только коэффициент излучения в линии

$$j_{ij} = N_j A_{ji}, \quad (5.8)$$

где населенность верхнего уровня перехода $j \rightarrow i$ представим в следующем виде:

$$N_j = \frac{N_i}{N_{ion}} \frac{N_{ion}}{N_{EL}} \frac{N_{EL}}{N_H} \frac{N_H}{n_e} n_e.$$

Здесь N_j / N_{ion} – относительная населенность уровня j в ионе, концентрация которого равна N_{ion} ; N_{ion} / N_{EL} – доля данного иона в концентрации элемента; $N_{EL} / N_H \equiv a_{EL}$ – содержание данного элемента по отношению к водороду, N_H / n_e – содержание водорода, которое в полностью ионизованной плазме = 0,83, n_e – электронная концентрация.

Интенсивность излучения линии в оптически тонкой среде равна

$$I_{ij} = \frac{h\nu}{4\pi} \int_V j_{ij} dV,$$

где V – объём, в котором образуется линия. Получаем

$$I_{ij} = 0,83 \frac{h\nu}{4\pi} a_{EL} A_{ji} \int_V \frac{N_j}{N_{ion}} \frac{N_{ion}}{N_{EL}} n_e dV.$$

Принято объединять в так называемую функцию вклада следующие величины:

$$G_{ij} \equiv 0,83 \frac{A_{ji}}{n_e} \frac{N_j}{N_{ion}} \frac{N_{ion}}{N_{EL}}.$$

Тогда

$$I_{ij} = \frac{h\nu}{4\pi} a_{EL} \int_V G_{ij}(T_e, n_e) n_e^2 dV. \quad (5.9)$$

Вводятся два очень важных для оптически тонкой среды понятия: $EM \equiv \int_V n_e^2 dV$ – мера эмиссии, $DEM \equiv \int_V n_e^2 dV$ – дифференциальная мера эмиссии, которая характеризует меру эмиссии в интервале электронных температур $T_e, T_e + dT_e$.

Формула (5.9) перепишется через дифференциальную меру эмиссии как

$$I_{ij} = \frac{h\nu}{4\pi} a_{EL} \int_{T_e} G_{ij}(T_e, n_e) DEM(T_e) dT_e. \quad (5.10)$$

Для расчёта функции вклада напишем вначале уравнение стационарности в простом случае двухуровневого атома: число переходов с нижнего уровня $N_i R_{ij} + n_e N_i C_{ij}$ должно уравновешиваться числом переходов с возбужденного уровня на нижний уровень $N_j A_{ji} + n_e N_j C_{ji}$, где символы R , C относятся к радиационным и столкновительным переходам соответственно. Поскольку в короне плотность излучения мала, то $R_{ij} \ll n_e C_{ij}$, так что доминируют столкновительные переходы. Среди переходов вниз доминирует слагаемое $N_j A_{ji}$, потому что электронная концентрация мала, а скорость спонтанных переходов A_{ij} не зависит от плотности. Таким образом, уравнение стационарности для двухуровневого атома сводится к уравнению $n_e N_i C_{ij} = N_j A_{ji}$, а в общем случае многоуровневого атома – к уравнению

$$N_j (A_{jg} + \sum_l A_{jl}) = n_e (N_g + \sum_l N_l C_{lj}).$$

Здесь символ g относится к основному уровню, а символ l – к остальным уровням. Аналогично напишем $N_{ion} = N_g (1 + \sum_l \frac{N_l}{N_g})$.

Тогда первый множитель в выражении для функции вклада приобретает вид

$$\frac{N_j}{N_{ion} n_e} = \frac{(C_{gj} + \sum_l \frac{N_l}{N_g} C_{lj})}{(\sum_l A_{jl})(1 + \sum_l \frac{N_l}{N_g})}. \quad (5.11)$$

В условиях короны почти все ионы находятся в основном состоянии, так что слагаемые $\sum_l \frac{N_l}{N_g}$ очень малы, и множитель (5.11) почти не зависит от плотности плазмы.

Следующий множитель, входящий в функцию вклада – это N_{ion} / N_{EL} , т.е. величина, определяемая из условия ионизацион-

ного равновесия. В короне и оно весьма своеобразно. Действительно, равновесие означает, что сумма всех процессов ионизации с уровня i данного иона $(n_e N_{r,i} C_{ic} + N_{r,i} B_{ic} J_{ic})$ должна уравновешиваться суммой всех рекомбинаций на этот уровень $(n_e^2 N_{r+1} C_{ci} + n_e A_{ci} N_{r+1})$. В короне столкновительные рекомбинации мало вероятны, поскольку их число зависит от квадрата малой величины n_e . С другой стороны, скорость фотоионизаций тоже очень мала, так как она зависит от плотности жесткого излучения, которое в EUV и в рентгене слабое. Таким образом, имеем

$$\frac{N_{r,i}}{N_r} = \frac{A_{ci}}{C_{ic}}. \quad (5.12)$$

Это выражение не имеет ничего общего с формулой Саха, даже если использовать мензеловские множители. Характерной важной особенностью также является то, что в него не входит электронная концентрация, а есть только сильная зависимость от температуры. Поэтому удобно заранее рассчитать для всех наиболее известных ионов разных элементов при заданном наборе электронных температур функцию

$$f(T_e) \equiv \frac{N_{ion}}{N_{El}}.$$

Существует несколько общепринятых таблиц этих функций; они уточняются по мере уточнения поперечных сечений, вычисляемых в атомной физике. Таким образом, функции вклада, входящие в диагностическую формулу (5.10) вычисляются сравнительно легко.

Формула (5.10) используется для вычисления T_e , n_e , и, если они известны, то для вычисления обилий a_{El} . Для решения первой задачи лучше всего выбрать резонансные линии корональных ионов, для которых интенсивность полностью не зависит от температуры. Затем можно выбрать те субординатные линии, о которых известно, что они зависят от электронной концентрации. Но главная проблема – вычисление неизвестной функции $DEM(T_e)$. Это может быть очень сложной задачей, поскольку на луч зрения, проходящего через исследуемый участок короны, могут проецироваться несколько петель с разной температурой. Реальная ситуация именно такова, о чем свидетельствует одновременное присутствие линий одного и того же элемента в нескольких стадиях его ионизации.

В современной практике диагностики короны рассматривают уравнение (5.10) как интегральное уравнение относительно функции $DEM(T_e)$. Исходными данными является набор очень большого числа интенсивностей разнообразных корональных линий. Решение производится итеративно путем проб и ошибок, пока принятые распределения температуры и $DEM(T_e)$ не приведут к самосогласованному восстановлению распределения интенсивностей. При известной термодинамической модели нетрудно получить и значение химического содержания любого химического элемента, коль скоро линии его ионов присутствуют в спектре короны.

Казалось бы, химические содержания – это уже достаточно известные величины, определение которых хорошо методически разработано и выполняется по анализу фотосферных фраунгоферовых линий. Однако, как мы уже упоминали в главе 3, переход от методологии статических полуэмпирических моделей к методологии динамических 3D-моделей привел к пересмотру содержания некоторых очень важных элементов. Хотя расхождения с классическими величинами относительно невелики, новые данные требуют серьёзного подтверждения, так как построение стандартной модели Солнца нуждается в очень точном знании параметра Z – массовой доли металлов в химическом составе Солнца. Лучшим способом проверки является непротиворечивое значение a_{EL} , полученное всеми возможными способами по линиям разных ионов данного элемента. Кроме того, по разным причинам в фотосферном спектре присутствуют линии не всех элементов. Так, например, нет линий благородных газов, поскольку потенциалы их возбуждения слишком велики для того, чтобы при сравнительно низкой температуре фотосферы соответствующие уровни оказались заметно населёнными. Мы бы ничего не знали о содержании таких сравнительно обильных элементов, как Ne и Ar, если бы в рентгеновском спектре короны не было многочисленных линий этих многократно ионизованных металлов. Еще более показателен гелий, который смог быть обнаружен только во время затмений, благодаря высокой температуре хромосферы.

Сразу после появления теории ионизации короны ее разработчик И. С. Шкловский применил теорию к определению химического состава Солнца по эмиссионным линиям белой короны (в 50-е гг. XX в. еще не было рентгеновских наблюдений). Целью было уточнение и проверка фотосферных данных, проверка са-

мой теории ионизации короны, проверка таблиц сил осцилляторов. Кроме того, интерес представляли такие физические проблемы, как интенсивность перемешивания вещества между нижней и верхней атмосферой Солнца, наличие гравитационного осаждения, при котором более тяжелые элементы опускаются вниз, в отличие от более легких летучих элементов, которые могут ускользнуть из горячей короны. Результаты работ Шкловского и многих других исследователей оказались неутешительными: обнаружилось большие неувязки между фотосферными и корональными данными, не подчиняющиеся каким-либо закономерностям. Это повлекло за собой массовую ревизию расчетных и лабораторных значений поперечных сечений и сил осцилляторов, что, конечно, оказалось весьма полезным и существенно повысило точность химического анализа не только Солнца, но и других астрофизических объектов.

Проведенная ревизия не устранила противоречий, но помогла выявить совершенно новое явление в атмосфере Солнца. Впрочем, первые указания на существование этого явления – *FIP* эффекта – появились в результате непосредственного химического анализа *in situ* тяжелых ядер в составе солнечных космических лучей и солнечного ветра. Позднее было найдено, что FIP эффект чётко проявляется и в короне. FIP – аббревиатура слов First Ionization Potential. FIP-эффект состоит в том, что какие бы линии ионов, например Fe X, Fe XIV и даже Fe XXIV, не использовались для анализа короны, они дают одно и то же значение a_{Fe}^{kor} , которое не совпадает со значением a_{Fe}^{ph} . Это, однако, имеет место не для всех элементов, а только для low-FIP элементов, у которых $FIP < 10$ эВ. Все high-FIP элементы, у которых $FIP \geq 10$ эВ, сохраняют в короне свое фотосферное содержание. Отношение $a_{EL}^{kor} / a_{EL}^{ph}$ называется *FIP-смещением*. FIP-смещения имеют разную амплитуду для различных корональных структур и изменяются в зависимости от эволюционного статуса структуры на факторы от 2 до 10 и даже выше.

Схематическая картина FIP-эффекта изображена на рис. 5.9. На первый взгляд очень простая, эта картина заключает в себе ценнейшую (хотя и не всеми еще оцененную информацию) о динамике солнечной атмосферы. Рисунок свидетельствует, что где-то в атмосфере Солнца происходит фракционирование (сорти-

ровка) элементов, при которой low FIP-элементы имеют преимущественную возможность проникнуть в корону по сравнению с high FIP-элементами. Ключевая роль принадлежит положению ступеньки на оси абсцисс рис. 5.9 – 10 эВ.

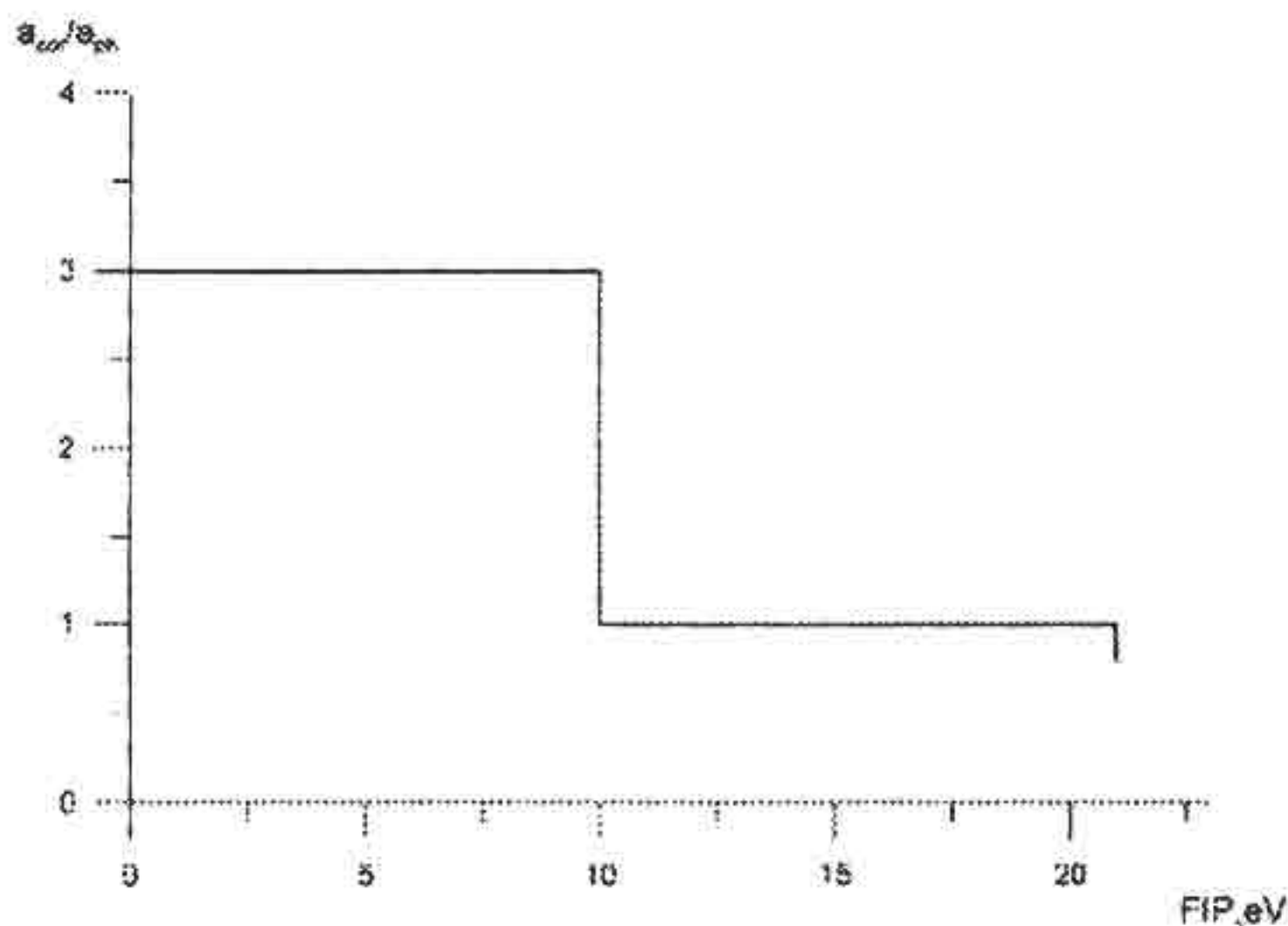


Рис. 5.9. Схема коронального FIP-эффекта

10 эВ – это температура, при которой резко изменяется характер солнечной плазмы. Все low FIP-элементы находятся в смешанном состоянии – нейтральные атомы + первые ионы. Чтобы такая смесь существовала, нужна температура 6 000–10 000 К, что имеет место в нижней и средней хромосфере. Выше этой температуры начинается ионизация водорода и других high-FIP-элементов, тогда как все low FIP-элементы существуют уже только как ионы. Таким образом, поскольку сортировка элементов происходит по признаку нейтрал/ион, разумно предположить, что сортирующим агентом является магнитное поле хромосферы. Выше в атмосфере, где все элементы становятся ионами, они ведут себя одинаково. Зародившееся в хромосфере FIP-смещение, по-видимому, связано с выходом нового магнитного потока. Распространяющийся с магнитным потоком поток вещества вначале имеет фотосферный состав, затем химически модифицируется в зависимости от своей топологии и возраста и, достигнув своего максимального FIP-смещения, дальше распространяется неизменным вплоть до границ гелиосферы. К сожалению, конкретный механизм фракционирования элементов пока еще однозначно не установлен, но усиленная работа в этом направлении проводится.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы довольно подробно рассмотрели морфологию, динамику и химический состав спокойной солнечной атмосферы. Выводы практически уже подытожены в параграфе 4.5 и проиллюстрированы рис. 4.17 и 5.8. На обоих рисунках видны «выходы в открытый космос», т. е. в гелиосферу, через которые солнечные процессы могут влиять на космическую погоду и, в частности, на состояние земной атмосферы. О конкретных процессах, возмущающих состояние самой внешней солнечной оболочки – короны, подробно рассказано и опубликовано другим участником курса лекций В. Г. Файнштейном в виде учебного пособия «Физика Солнца» (см. список рекомендуемой литературы). Как и в этом учебном пособии, там подчеркивается роль магнитных полей как основной причины и основного контролера всех нестационарных явлений в солнечной атмосфере. Особенно велик вклад магнитогидродинамики в режим короны – области самого малого значения плазменной бета. К сожалению, описание активной фотосферы-хромосферы из-за нехватки учебного времени вышло за рамки настоящего курса лекций. Однако в списке литературы приведены две книги (о солнечных пятнах и солнечных вспышках), из которых интересующиеся этой проблемой могут почерпнуть необходимые сведения.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Перечислите основные характеристики дифракционных решеток и приведите соответствующие формулы (используйте рекомендованную литературу).

2. Выведите выражение для формального решения уравнения переноса излучения (3.11) на произвольной оптической глубине.

3. Выведите выражение для потемнения излучения к краю диска Солнца.

4. Напишите выражения для постоянной затухания при расширении спектральных линий за счет естественного затухания, а также за счет эффектов резонансного расширения, Штарка и ван дер Вальса (используйте рекомендованную литературу). Какие еще причины расширения Вы знаете?

5. Выведите выражения для скоростей столкновительных переходов C_{ij} , C_{ji} при возбуждении спектральной линии атома в состоянии ионизации r за счет столкновения с электронами.

6. Выведите связь между газовым и электронным давлениями в атмосфере, находящейся в состоянии гидростатического равновесия при известном химическом составе.

7. Как найти геометрическую высоту уровня, ответственного за возбуждение конкретной спектральной линии? (используйте рекомендованную литературу: понятие о функциях вклада и отклика).

8. Как вычисляются спектры фазы, мощности и когерентности, описывающие режим колебаний в атмосфере Солнца? (используйте рекомендованную литературу).

9. Как рассчитать радиативные потери энергии в спектральных линиях? (используйте рекомендованную литературу).

10. Как рассчитать поток энергии, переносимой волнами в хромосферу и корону? (используйте рекомендованную литературу).

11. Перечислите наиболее популярные линии и континуумы, применяемые при диагностике солнечной атмосферы, и объясните, чем они полезны.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Акасофу С. И. Солнечно-земная физика / С. И. Акасофу, С. М. Чепмен. – М. : Мир, 1974. – 383 с.
2. Введение в физику Солнца. Ч. 2 / Р. Т. Сотникова, В. Г. Файнштейн, Н. И. Кобанов, А. А. Скляр. – Иркутск : Изд-во ИГУ, 2012. – 195 с.
3. Гибсон Э. Спокойное Солнце / Э. Гибсон. – М. : Мир, 1977. – 408 с.
4. Грей Д. Наблюдение и анализ звездных фотосфер / Д. Грей. – М. : Мир, 1980. – 496 с.
5. Дубов Э. Е. Колебания и волны в атмосфере Солнца // Итоги науки и техники. Астрономия. – 1978. – Т. 14. – С. 148–266.
6. Иванов В. В. Перенос излучения и спектры небесных тел / В. В. Иванов. – М. : Наука, 1969. – 472 с.
7. Курс астрофизики и звездной астрономии. Т. 1 / ред. А. А. Михайлов. – М. : Наука : Физматгиз, 1973. – 608 с.
8. Михалас Д. Звездные атмосферы Т. 2 / Д. Михалас. – М. : Мир, 1982. – 422 с.
9. Мустель Э. Р. Звездные атмосферы / Э. Р. Мустель. – М. : Физматгиз, 1960. – 444 с.
10. Обридко В. Н. Солнечные пятна и комплексы активности / В. Н. Обридко. М. : Наука : Физматгиз, 1985. – 255 с.
11. Соболев В. В. Курс теоретической астрофизики / В. В. Соболев. – М. : Наука : Физматгиз, 1967. – 528 с.
12. Солнечная и солнечно земная физика. Иллюстрированный словарь терминов / ред.: А. Бруцек, Ш. Дюран. – М. : Мир, 1980. – 254 с.
13. Солнечные вспышки / А. Т. Алтынцев, В. Г. Банин, Г. В. Ку克林, В. М. Томозов. – М. : Наука, 1982. – 246 с.
14. Сотникова Р. Т. Введение в физику Солнца. Ч. 1 / Р. Т. Сотникова, Л. К. Кашапова. – Иркутск : Изд-во ИГУ, 2012. – 135 с.
15. Шкловский И. С. Физика солнечной короны / И. С. Шкловский. – М. : Физматгиз, 1962. – 516 с.
16. Foukal P. Solar Astrophysics / P. Foukal. – N. Y. : Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore : Jhon Willey & Sons, 1989. – 475 p.