

Курс общей астрофизики

К.А. Постнов, А.В. Засов

ББК 22.63

М29

УДК 523 (078)

Курс общей астрофизики К.А. Постнов, А.В. Засов. М.: Физический факультет МГУ, 2005, 192 с. ISBN 5–9900318–2–3.

Книга основана на первой части курса лекций по общей астрофизике, который на протяжении многих лет читается авторами для студентов физического факультета МГУ. В первой части курса рассматриваются основы взаимодействия излучения с веществом, современные методы астрономических наблюдений, физические процессы в межзвездной среде, формирование звезд и стационарные звезды. Книга может служить современным учебным пособием по общей астрофизике для студентов физических и астрономических специальностей университетов.

Публикуется по решению Ученого Совета физического факультета МГУ

ISBN 5–9900318–2–3

- © К.А. Постнов, А.В. Засов, текст, иллюстрации, 2005 г.
- © В.Н.Семенцов, оригинал-макет, иллюстрации, 2005 г.
- © Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, 2005 г.

Оглавление

Глава 1. Введение	7
1.1. Пространственно-временные масштабы в астрофизике	10
1.1.1. Расстояния	10
1.1.2. Характерные времена	15
1.1.3. Характерные значения масс	15
1.1.4. Солнечные единицы	17
Глава 2. Излучение и поглощение электромагнитных волн в среде	18
2.1. Основные понятия	19
2.1.1. “Температурная” шкала электромагнитных волн	19
2.1.2. Интенсивность излучения (поверхностная яркость)	20
2.1.3. Поток излучения. Связь с интенсивностью . .	21
2.1.4. Плотность энергии излучения	23
2.1.5. Понятие спектра	23
2.2. Излучение абсолютно черного тела	24
2.2.1. Тепловое излучение	24
2.2.2. Понятие термодинамического равновесия и локального термодинамического равновесия .	24
2.2.3. Спектр абсолютно черного тела	25
2.3. Перенос излучения в среде и формирование спектра .	29
2.3.1. Коэффициент излучения	29
2.3.2. Коэффициент поглощения и оптическая толщина	30
2.3.3. Уравнение переноса при наличии поглощения и излучения	32

2.3.4.	Решение уравнения переноса для простейших случаев	34
2.3.5.	Образование спектральных линий в условиях ЛТР	35
2.3.6.	Температура астрофизических источников, определяемая по их излучению	39
2.4.	Астрофизические примеры спектров	41
2.5.	Задачи к главе 2	44
Глава 3.	Особенности и физические ограничения астрономических наблюдений	46
3.1.	Основные задачи наблюдательной астрономии	46
3.1.1.	Пропускание света земной атмосферой	47
3.1.2.	Пропускание света межзвездной средой	48
3.1.3.	“Точечные” и “протяженные” источники	52
3.2.	Телескопы и приемники излучения	54
3.2.1.	Оптические телескопы	54
3.2.2.	Приемники	56
3.2.3.	Радиотелескопы	58
3.2.4.	Рентгеновские телескопы и детекторы	62
3.3.	Физические ограничения на точность астрономических измерений	64
3.3.1.	Когерентность света	64
3.3.2.	Спекл-интерферометрия	67
3.3.3.	Активная и адаптивная оптика	70
3.3.4.	Статистика фотонов. Дробовой и волновой шум.	72
3.4.	О точности измерений световых потоков	73
3.4.1.	Спектральные наблюдения	76
Глава 4.	Межзвездная среда	80
4.1.	Физические особенности разреженной космической плазмы	85
4.1.1.	Запрещенные линии	85
4.1.2.	Излучение нейтрального водорода в линии 21 см	88

4.1.3.	Вмороженность магнитного поля	89
4.2.	Объемный нагрев и охлаждение МЗС	92
4.2.1.	Основные механизмы нагрева газа	92
4.2.2.	Основные механизмы охлаждения	94
4.3.	Облака НИ и тепловая неустойчивость МЗС	101
4.4.	Ионизованный водород и зоны НИИ	102
4.5.	Молекулярные облака, области звездообразования и космические мазеры	105
4.6.	Космические лучи и синхротронное излучение	108
4.6.1.	Проблема происхождения и ускорения КЛ сверхвысоких энергий	114
4.7.	Другие методы диагностики космической плазмы	116
4.8.	Задачи	119
Глава 5.	Звезды	121
5.1.	Общие характеристики	121
5.2.	Образование звезд	125
5.2.1.	Гравитационная неустойчивость	125
5.2.2.	Влияние вращения на сжатие	127
5.2.3.	Влияние магнитного поля на сжатие	128
5.3.	Протозвезды	129
5.4.	Стационарные звезды	133
5.4.1.	Гидростатическое равновесие	133
5.4.2.	Теорема вириала для звезды	134
5.4.3.	Тепловая устойчивость звезд. Отрицательная теплоемкость.	136
5.5.	Ядерные реакции в звездах.	137
5.6.	Особенности ядерных реакций в звездах	139
5.6.1.	pp-цикл (Г. Бете, 1939)	141
5.6.2.	CNO-цикл	146
5.6.3.	Замечания о характере движения квантов в недрах Солнца и звезд	147
5.6.4.	Уравнения внутреннего строения звезд и Солн- ца	150

5.7. Соотношения $M-L$ и $M-R$ для звезд главной последовательности	153
5.8. Атмосферы Солнца и звезд	155
5.8.1. Спектральная классификация звезд	157
5.8.2. Непрерывный спектр	158
5.8.3. Образование спектральных линий	159
5.8.4. Эмиссионные линии в спектрах звезд	162
5.8.5. Происхождение химических элементов до элементов железного пика	163
Приложение А. Гравитация	165
А.1. Гравитационная энергия	165
А.2. Время свободного падения	167
А.3. Теорема вириала	168
Приложение В. Атомная физика	172
Приложение С. Взаимодействие излучения и вещества	174
С.1. Элементарные процессы, ответственные за излучение и поглощение света	174
С.1.1. Свободно-свободные переходы (электрон в поле протона)	174
С.1.2. Свободно-связанные переходы	174
С.1.3. Переходы между энергетическими уровнями	175
С.1.4. Ионизация	175
С.1.5. Рекомбинация	175
С.2. Признаки полного термодинамического равновесия	176
Приложение Д. Влияние рассеяния на перенос излучения	178
D.1. Случай чистого рассеяния	179
D.2. Связь числа рассеяний с оптической толщиной	179
D.3. Случай рассеяния и поглощения	181
Приложение Е. Безразмерные числа и константы	184
Е.1. Физические константы	184
Е.2. Астрофизические числа	185
Приложение F. Звездные величины	187

Глава 1.

Введение

*В необычных астрофизических явлениях
законы физики предстают перед
исследователями в ином ракурсе,
более глубоко раскрывая свое содержание.*

С.Б.Пикельнер

Астрофизика – наука, занимающаяся исследованием далеких космических объектов и явлений физическими методами. Астрофизика нацелена на создание физической картины окружающего мира, объясняющей наблюдаемые явления, на изучение происхождения и эволюции как отдельных классов астрономических объектов, так и Вселенной как единого целого в рамках известных физических законов.

Поскольку прямые контакты научных приборов с изучаемыми объектами практически исключены, основу астрофизики, как и астрономии в целом, составляют наблюдения, то есть прием (детектирование) и анализ принимаемого излучения далеких источников. Непосредственные результаты наблюдений, как правило, сводятся к относительным или абсолютным измерениям энергии, приходящей от источника или его отдельных частей, в определенных интервалах спектра. Интерпретация результатов наблюдений базируется на знании механизмов излучения электромагнитных волн и их взаимодействия с веществом.

Исторически астрофизика выделилась в самостоятельное научное направление с появлением спектрального анализа (конец

XIX в.), который открыл возможность дистанционного исследования химического состава и физического состояния не только лабораторных, но и астрономических источников света. Наблюдения спектров звезд окончательно доказали, что астрономические тела состоят из атомов известных на Земле элементов, подчиняющихся тем же физическим законам. Химическое “единство” природы особенно наглядно было подтверждено открытием гелия – сначала (по спектру) в атмосфере Солнца, а только затем – в некоторых минералах на Земле. Современные методы исследования позволяют по спектральным особенностям излучения не только узнать состав, температуру и плотность среды, но и измерить лучевые скорости источников и скорости внутренних движений в них, оценить расстояние до них, выяснить механизм излучения, определить индукцию магнитных полей и многие другие характеристики на базе физических теорий. Термин “теоретическая астрофизика” и в настоящее время сохраняется за тем направлением астрофизики, которое изучает формирование непрерывных спектров и спектральных линий в газе, а также взаимодействие между веществом и излучением в звездах и разреженной космической среде.

Бурное развитие астрофизики за более чем столетний период ее существования было связано как с быстрым развитием различных направлений классической, квантовой и релятивистской физики – с одной стороны, так и со строительством крупных телескопов, появлением принципиально новых приемников излучения и компьютерных методов обработки наблюдений – с другой. Очень важный, революционный скачок в астрофизических исследованиях произошел с началом изучения объектов в за пределами оптического диапазона спектра, сначала в радио (конец 30-х годов XX в.), а затем, уже с помощью космической техники (60–80-е годы XX в.), в далеком инфракрасном, далеком УФ, рентгеновском и гамма-диапазонах. “Многокрасочность” Вселенной обернулась более глубоким пониманием природы давно известных космических тел, а также открытием новых типов астрономических объектов, природа некоторых из которых до сих пор остается мало понятной. Позднее

началось развитие и нейтринной астрономии, основанной на регистрации и анализе нейтринного излучения из космоса, на очереди стоит появление астрономии гравитационных волн.

Важной особенностью астрофизики является то, что она исследует процессы, как правило, не воспроизводимые в физических лабораториях. К примеру, термоядерные реакции в плазме, удерживаемой от расширения собственным гравитационным полем – это не экзотический, а самый распространенный источник энергии наблюдаемых звезд. Только в астрофизике исследуются среды с экстремально низкой плотностью менее $10^{-27} - 10^{-29}$ г/см³ (разреженный межзвездный и межгалактический газ), излучение которых, тем не менее, может приниматься благодаря большим объемам, занимаемым ими. Можно отметить также экстремально высокие плотности вещества (от нескольких тысяч г/см³ в звездах из вырожденного газа до $10^{14} - 10^{15}$ г/см³ в нейтронных звездах), температуры в миллиарды градусов (внутренние области аккреционных дисков), едва обнаружимые и, наоборот, предельно сильные гравитационные поля, наблюдаемые ультравысокие энергии элементарных частиц, не достижимые даже для строящихся коллайдеров, не излучающую электромагнитных волн и потому невидимую “темную” материю. Все это делает астрофизические исследования неопределимыми для решения фундаментальных физических проблем. Не удивительно, что почти все фундаментальные физические теории – от классической механики и ньютоновской гравитации до теории относительности и физики элементарных частиц – прошли или проходят астрономическую (астрофизическую) проверки.

Очевидно, что астрофизика не отделима от физики, так что резкой границы между ними не существует. Однако она обладает важной спецификой, заключающейся не столько в специфичности космических объектов или в необычных пространственных масштабах изучаемых явлений, сколько в исследовании формирования и эволюции астрономических тел и систем. Говоря словами крупнейшего отечественного астрофизика И.С. Шкловского, “едва ли не ос-

новным результатом многолетних исследований астрономических объектов является утверждение о том, что все они эволюционируют”.

Основной силой, определяющей характер эволюции астрономических объектов, является гравитация (что связано с их большими массами), которая в физике “земных” явлений, как правило, не имеет решающего значения или воспринимается только как наличие веса у тел. Поэтому в астрофизике очень большое внимание уделяется изучению гравитационного взаимодействия и самогравитации космических тел и сред, и той роли, которую они играют в их формировании и происходящих изменениях.

Таким образом, физические свойства космических объектов, определяемые по характеру излучения, а также их происхождение и эволюция, связанная прежде всего с гравитацией – это два основных и взаимосвязанных аспекта современной астрофизики. Именно на их изучение в первую очередь нацелен настоящий курс.

1.1. Пространственно-временные масштабы в астрофизике

1.1.1. Расстояния

Расстояние до объекта является одной из основных характеристик, которые определяются из астрономических наблюдений. Для измерения расстояний между физическими объектами в зависимости от рассматриваемой ситуации или задачи в современной астрофизике используется ряд внесистемных единиц. Это связано с тем, что рассматриваемый диапазон величин различается на десятки порядков. Кратко перечислим основные единицы для измерения расстояний.

Естественной мерой расстояний в Солнечной системе служит *астрономическая единица* (а.е.). Одна астрономическая единица $= 1.5 \cdot 10^{13}$ см \approx 500 световых секунд – большая полуось земной орбиты. Была измерена по суточному параллаксу планет Солнца.

Можно предложить другой способ измерения расстояния до Солнца, основанный только на астрономических измерениях – по наблюдению годичной аберрации звезд: из-за конечности скорости света положение любого источника (звезды), измеряемого наблюдателем движущимся со скоростью v , смещается на угол $\text{tg } \theta \simeq v/c$ в направлении движения. (Этот эффект был открыт астрономом Дж. Брэдли в 1729 г.) Следовательно, за время одного оборота Земли вокруг Солнца (год) любая звезда на небе описывает эллипс, большая полуось которого выраженная в радианах есть $\theta = v/c$. Наблюдения дают $\theta = 20.5''$. Отсюда, зная скорость света, находим $v \approx 30$ км/с и, полагая орбиту Земли круговой (на самом деле ее эксцентриситет $e \approx 0.017$), определяем астрономическую единицу. Ввиду малости v/c релятивистские поправки несущественны. Весь вопрос в том, с какой точностью мы измеряем астрономическую единицу. Современный способ оценки а.е. основан на радиолокации тел солнечной системы с известными орбитами – астероидов, близко подходящими к Солнцу, или искусственных космических аппаратов, с последующим использованием закона всемирного тяготения, связывающего ускорение тел с расстояниями до Солнца.

Характерный размер планетной системы – 40 а.е. Это расстояние примерно соответствует большой полуоси орбиты Плутона. Там же располагается т.н. пояс Койпера – второй пояс астероидов. Современная проникающая способность крупных телескопов (например, космический телескоп им. Хаббла или 10-м телескоп им. У.Кека) позволяет регистрировать на таком расстоянии отраженный свет Солнца от тел с размерами в несколько десятков километров.

Переходя к звездам Галактики, становится удобнее пользоваться другой единицей – парсеком (пк). *Парсек – это такое расстояние, с которого отрезок, равный большой полуоси земной орбиты, расположенный перпендикулярно лучу зрения, виден под углом $1''$.* Из-за годичного движения Земли вокруг Солнца положение светила на небе, находящегося на расстоянии 1 парсек, будет смещать-

ся на 1 угловую секунду от среднего положения¹. В астрономии это явление называют *годовым параллаксом*, отсюда и название единицы расстояния – *парсек*, т.е. параллакс-в-секунду. Поскольку в радианной мере $1'' \approx 1/206265$, находим $1 \text{ парсек} = 206265 \text{ а.е.} \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}$. Зная годичный параллакс, выраженный в секундах дуги, расстояние в парсеках определяется по очевидной формуле

$$d(\text{пк}) = \frac{1}{\pi''}. \quad (1.1)$$

Расстояния до ближайших звезд – несколько парсеков (например, годичный параллакс α Центавра $\pi = 0.745''$, т.е. $r = 1/0.745 \approx 1.34 \text{ пк}$). Прямое определение расстояний до звезд, основанное на измерении их годичного параллакса, ограничивается астрометрической точностью определения положения звезд на небесной сфере. Максимальная абсолютная точность определения положений звезд, достигнутая в космическом эксперименте *Гиппаркос*, составляет $0.001''$ для звезд до 9-й звездной величины, и таким образом максимальное расстояние, измеряемое по параллаксам, не превышает 1 кпк.

Для определения расстояний до более далеких звезд используются различные косвенные методы, получившие совокупное название методов установления *шкалы расстояний* во Вселенной. В основе многих методов лежит определение фотометрического расстояния от светящегося объекта (например, звезды) по принимаемому потоку излучения F , если светимость (количество энергии, излучаемой за секунду) объекта L известна из других соображений. Предполагая сферическую симметрию поля излучения, получаем

$$d = \sqrt{\frac{L}{4\pi F}}. \quad (1.2)$$

¹Более точно, в зависимости от угла между вектором скорости Земли и направлением на светило, в течение года его положение опишет на небе параллактический эллипс с большой полуосью, равной 1 угловой секунде; например, для светила, расположенного в направлении, нормальном плоскости земной орбиты, т.е. в полюсе эклиптики, это будет окружность с радиусом в 1 секунду дуги.

Не вдаваясь в детали (см. подробнее А.С. Расторгуев, <http://www.astronet.ru:8100/db/msg/1171218> и ссылки там), отметим один из важнейших методов – по цефеидам. Цефеиды – переменные звезды старого населения Галактики с массами $3 - 12M_{\odot}$, переменность блеска которых связана с их радиальными пульсациями, возникающими на определенных этапах эволюции звезды. Для цефеид эмпирически установлена и теоретически обоснована зависимость период–светимость, по которой по наблюдаемому периоду переменности блеска можно определить их абсолютную светимость, и по измеряемому потоку – расстояние в соответствии с формулой (1.2). Цефеиды – довольно яркие звезды, поэтому с их помощью определяют расстояние до ближайших галактик вплоть до 10–15 миллионов парсек (Мпк). Метод цефеид калибруется по параллактическим измерениям расстояний до ближайших из них.

Расстояние от Солнца до центра Галактики оценивается разными методами в 7.5 – 8 тысяч парсек (кпк). Размер типичной галактики (точнее, той области галактики, в которой наблюдается светящееся вещество – звезды, газ) 10–20 кпк.

Расстояния до ближайших галактик определяется из наблюдений находящихся в них цефеид. Метод цефеид надежный, но ограничен расстояниями, на которых можно наблюдать цефеиды (10–15 Мпк). Расстояния до ближайших галактик – сотни килопарсек и мегапарсеки (спутники нашей Галактики, Большое и Малое Магеллановы Облака – 55 кпк; туманность Андромеды (М31) – 640 кпк). Расстояние до центра скопления галактик в Деве, на краю которого располагается наша Галактика, около 15 Мпк. Другое близкое скопление галактик в созвездии Волосы Вероники расположено на расстоянии 80 Мпк. Важный наблюдательный факт, лежащий в основе современной космологии, состоит в *однородности* Вселенной на больших масштабах. Вселенная становится в среднем однородной и изотропной на характерных расстояниях ~ 100 Мпк. Однородность на масштабах порядка ΔL означает, что средняя плотность вещества в ячейках с размером ΔL (иначе, в объеме ΔL^3) одинакова (с точностью до случайных флуктуаций) для любой вы-

бранной наугад области. Изотропия означает отсутствие выделенных направлений в больших масштабах.

Расстояния r до далеких галактик определяется по красному смещению спектральных линий $z = (\lambda_e - \lambda_o)/\lambda_e$ в их спектре (здесь λ_e – длина волны света, испущенного далеким космическим источником, λ_o – длина волны света, зарегистрированного земным наблюдателем) с использованием закона Хаббла

$$v = H_0 r, \quad (1.3)$$

где $H_0 = 72 \pm 5$ км/(с·Мпк) – современное значение постоянной Хаббла, $v(z)$ – скорость удаления галактики. В пределе малых скоростей ($v \ll c$) $z \approx v/c$. Для близких галактик метод калибруется по цефеидам. Для $\Delta\lambda/\lambda > 1$ понятие расстояния теряет свою однозначность и зависит от предполагаемой космологической модели расширения Вселенной.

Если выражать расстояние через промежуток времени, потребовавшийся свету для его преодоления, то объекты с максимальным известным красным смещением ($\Delta\lambda/\lambda \approx 5 - 10$) удалены на расстояние 12–13 миллиардов световых лет. Степень удаленности от нас очень далеких объектов принято характеризовать их красными смещениями без перевода в единицы расстояний, поскольку перевод в парсеки или св. года зависит от принимаемой модели расширения Вселенной. Но до достаточно больших расстояний в 3–5 миллиардов св. лет отношение можно считать выполняющимся условие $z \ll 1$, и проблем с неоднозначностью определения физического расстояния не возникает. В расширяющейся Вселенной Хаббловский радиус (горизонт событий наблюдателя) определяется как произведение современного возраста Вселенной на скорость света и равен ≈ 3500 Мпк.

В астрофизике приходится иметь дело и с весьма малыми расстояниями. Это связано с тем, что основная информация об астрофизических источниках получается из измерения потока электромагнитного излучения от различных объектов (кроме электромагнитного излучения, в современной астрофизике изучается также

излучение нейтрино и гравитационных волн). Электромагнитное излучение рождается на микроскопическом уровне при квантовых переходах в атомах (связанно-связанные переходы), при фотоэффекте (свободно-связанные переходы), при ускоренном движении заряженных частиц в вакууме (тормозное, или свободно-свободное излучение) или в магнитном поле (циклотронное или, в случае релятивистских частиц, синхротронное излучение). Некоторые характерные размеры микрообъектов, известные из курса атомной физики, к которым мы иногда будем в дальнейшем обращаться, приведены в Приложении.

1.1.2. Характерные времена

Приведем примеры некоторых характерных времен, возникающих в различных астрофизических задачах.

Время жизни атома в возбужденном состоянии $\sim 10^{-8}$ с.

Сутки (период обращения Земли вокруг оси) $24 \text{ ч} \sim 10^5$ с.

Период обращения Земли вокруг Солнца 1 год $\simeq \pi \times 10^7$ с.

Период обращения Солнца вокруг центра Галактики $\simeq 230$ млн. лет.

Характерное время жизни звезды типа Солнца $\simeq \eta \Delta M c^2 / L_{\odot} \sim 10^{10}$ лет (здесь $\eta \approx 0.007$ эффективность ядерных реакций превращения водорода в гелий в центре Солнца, $\Delta M \approx 0.4 M_{\odot}$ – доля массы Солнца, перерабатываемого из водорода в гелий, $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33}$ г и $L_{\odot} \approx 4 \cdot 10^{33}$ [эрг/с] – масса и светимость (количество излучаемой энергии) Солнца).

Современный возраст Вселенной (Хаббловский возраст) по порядку величины равен обратному значению постоянной Хаббла $t_H \simeq 1/H_0 \approx 1.4 \cdot 10^{10}$ лет

1.1.3. Характерные значения масс

Массы, с которыми имеют дело в астрофизических проблемах, также различаются на много порядков.

Массы основных элементарных частиц: $m_e \approx 10^{-27}$ г ≈ 511 кэВ – масса электрона, $m_p \approx 5/3 \times 10^{-24}$ г ≈ 1 ГэВ – масса протона.

$m_{Pl} = \sqrt{c\hbar/G} \simeq 10^{-5} \text{ г} \approx 10^{19} \text{ ГэВ}$ – планковская масса; максимально возможная масса элементарной частицы в рамках стандартной теории частиц.

Характерная масса звезд: $M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{33} \text{ г}$ – масса Солнца (типичной звезды). Массы стационарных звезд лежат в пределах от ~ 0.1 до $\sim 100M_{\odot}$. Масса самых больших планет-гигантов типа Юпитера не превышает несколько тысячных долей M_{\odot} .

Массы галактик: $M_{MW} \approx 10^{11} M_{\odot}$ – совокупная масса светящихся звезд Млечного Пути (типичной галактики). Массы барионного вещества галактик (включая звезды, пыль и газ) лежат в широких пределах от $\sim 10^6 - 10^7 M_{\odot}$ до $10^{12} M_{\odot}$. Кроме барионной составляющей, в полную массу галактик входит темная материя неизвестной природы, масса которой в несколько раз превышает массу видимого барионного вещества.

Важным астрофизическим методом оценки массы гравитационно-связанных систем является использование теоремы вириала (см. Приложение), которая устанавливает зависимость между усредненной по времени полной кинетической энергией и потенциальной энергией системы. Например, по наблюдениям скоростей движений отдельных звезд (или галактик) в скоплении звезд (галактик) и наблюдаемым размерам скопления можно сделать вывод о полной массе (включая невидимую массу) этого скопления.

Этот прием широко используется, например, при оценке масс сверхмассивных черных дыр в ядрах активных галактик и квазаров. По ширинам эмиссионных линий в спектрах галактик определяют характерные скорости движения излучающего газа $\sim 1000 - 2000 \text{ км/с}$, а размер области, в которой происходит движение, оценивают по запаздыванию переменности излучения в нетепловом континууме (который предположительно генерируется вблизи черной дыры) и в эмиссионных линиях водорода и других элементов, которые возникают при фотоионизации газа жесткими квантами центрального континуума (т.н. метод эхо-картирования). При характерных наблюдаемых временах запаздывания в десятки дней расстояние от центрального источника до переизлучающих

облаков оказывается порядка $10^{16} - 10^{17}$ см, и таким образом массы центральных источников $10^8 - 10^9 M_{\odot}$, что также подтверждается другими способами измерения их масс.

1.1.4. Солнечные единицы

Обычно при изучении звезд пользуются солнечными единицами массы, радиуса и светимости:

масса Солнца $M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{33}$ г;

видимый радиус Солнца $R_{\odot} \approx 7 \cdot 10^{11}$ см;

боллометрическая светимость Солнца (мощность излучения во всем диапазоне электромагнитного спектра) $L_{\odot} \approx 4 \cdot 10^{33}$ [эрг/с].

Эти единицы удобны, однако, только когда мы рассматриваем нормальные (невырожденные) звезды, источником энергии которых являются ядерные реакции синтеза тяжелых элементов. Когда речь заходит о компактных остатках звездной эволюции (белых карликах, нейтронных звездах или особенно черных дырах) для оценки характерных размеров часто используют *гравитационный радиус* тела, который зависит только от его полной массы $R_g = 2GM/c^2$.

Например, типичный радиус нейтронной звезды $\sim 10 - 20$ км, что составляет в гравитационных радиусах $R_{NS} \simeq 3 - 4R_g$. Другой пример: радиус последней устойчивой² круговой орбиты пробной частицы вокруг невращающейся (шварцшильдовской) черной дыры, от которого зависит эффективность энерговыделения при падении (аккреции) газа на нейтронную звезду или черную дыру, равен $3R_g$.

²В том смысле, что бесконечно малое возмущение приводит к падению частицы в черную дыру.

Глава 2.

Излучение и поглощение электромагнитных волн в среде

Основным источником информации о небесных телах остается электромагнитное излучение. С древнейших времен и до середины XX века астрономические наблюдения проводились исключительно в оптическом диапазоне электромагнитного спектра (длина волны 4000–8000 ангстрем (\AA)). Радионаблюдения космических источников начались только после второй мировой войны во многом благодаря развитию радиотехники для целей связи и радиолокации. Земная атмосфера не пропускает коротковолновое излучение, поэтому УФ, рентгеновское и гамма-излучение от небесных объектов стало изучаться лишь начиная с 1960-х гг., когда стали возможны запуски детекторов жесткого излучения в высокие слои атмосферы (20 км и выше – баллонные эксперименты) и за ее пределы на специализированных искусственных спутниках Земли (“УХУРУ”, 1972).

Вещество в любом физическом состоянии излучает и поглощает электромагнитные волны. Более 99% видимого вещества в природе имеет температуру свыше 100 тысяч градусов. Это вещество звезд и горячего разреженного межзвездного и межгалактического газа. При такой температуре газ полностью ионизован, то есть представляет собой плазму, состоящую из свободных электронов, ионов и ядер. Свойства такого вещества сравнительно простые, и

только при температуре $< 10^4$ К, когда электроны оказываются связанными с ядрами, процесс взаимодействия частиц, как и процесс излучения и поглощения света, становится значительно сложнее.

2.1. Основные понятия

Некоторые часто встречающиеся элементарные физические процессы, ответственные за излучение и поглощение света атомами и свободными частицами, описаны в Приложении. Для количественного понимания процессов, происходящих в астрофизических источниках, нам понадобится знакомство с макроскопической теорией переноса электромагнитного излучения в среде, способной излучать и поглощать электромагнитные волны.

Напомним основные понятия макроскопической теории излучения.

2.1.1. “Температурная” шкала электромагнитных волн

В электродинамическом (классическом) описании излучение представляется плоскими электромагнитными волнами, которые распространяются в пустоте со скоростью света $c \approx 3 \cdot 10^{10}$ см/с. Частота ν монохроматической электромагнитной волны связана с длиной волны λ соотношением $\lambda\nu = c$. Энергия отдельного кванта света – фотона – может быть выражена через частоту излучения $E = h\nu = \hbar\omega$, где $h = 2\pi\hbar \simeq 6.625 \cdot 10^{-27}$ [эрг·с] – постоянная Планка.

Для теплового излучения среды с температурой T (т.е. в случаях, когда можно термодинамически ввести температуру как меру энергии хаотического движения частиц) характерная энергия излучаемых фотонов не может сильно отличаться от средней энергии частиц $\sim kT$, где $k \approx 1.38 \cdot 10^{-16}$ [эрг/К] – постоянная Больцмана. Поэтому часто удобно бывает характеризовать излучение средней энергией квантов (выраженной, например, в электрон-вольтах) или “температурой излучения” (выраженной в Кельвинах). Например, оптические фотоны имеют энергию около 1 эВ, рентгенов-

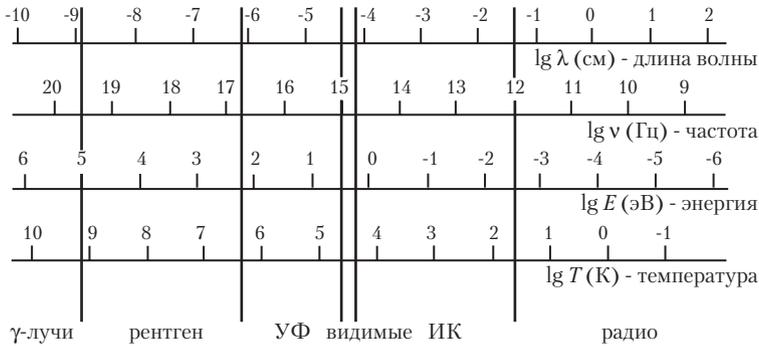


Рис. 2.1. Электромагнитный спектр

ские – порядка 1–10 кэВ. В энергетических единицах температура в 1 эВ соответствует физической температуре ~ 11600 К. С другой стороны, низкочастотное излучение (например, в радиодиапазоне) принято характеризовать частотой излучения, выраженной в Гц или длиной волны (в м или см). Шкала электромагнитных волн представлена на рис. 2.1.

2.1.2. Интенсивность излучения (поверхностная яркость)

Важнейшей характеристикой излучения является *интенсивность*. Рассмотрим элементарную площадку с площадью dA в пространстве, заполненном излучением от разных источников. Будем характеризовать ориентацию площадки в пространстве вектором нормали к ее поверхности (рис.2.2). Интенсивность излучения в данном направлении – это мощность световой энергии, проходящей через площадку единичного сечения, расположенной перпендикулярно выбранному направлению, в единице телесного угла $d\Omega$ в единичном интервале частоты $d\nu$ или длин волн $d\lambda$. В общем случае, если угол между площадкой и выбранным направлением равен θ , то

$$I_\nu = \frac{dE}{\cos \theta dA dt d\nu d\Omega}, \quad (2.1)$$

или

$$I_\lambda = \frac{dE}{\cos \theta dA dt d\lambda d\Omega}, \quad (2.2)$$

где $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ – элемент телесного угла. Переход от I_ν к I_λ осуществляется через очевидное соотношение $I_\nu d\nu = I_\lambda d\lambda$, из которого следует

$$|I_\nu| = \left| I_\lambda \frac{\lambda}{\nu} \right|.$$

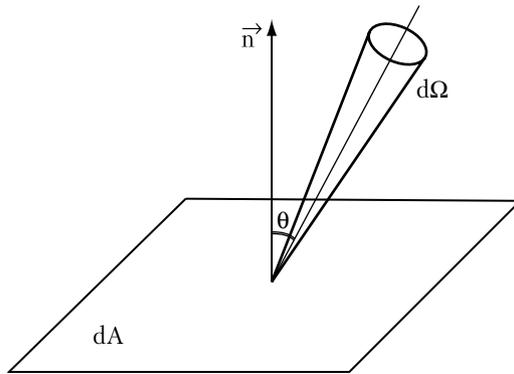


Рис. 2.2. К определению интенсивности и полного потока излучения через площадку

Важное свойство интенсивности: эта величина характеризует излучательные свойства источника, и не зависит от того, на каком расстоянии от него поместить элементарную площадку, поскольку с ростом расстояния d до источника мощность излучения, проходящего через площадку, падает как d^2 , но по такому же закону падает и телесный угол, под которым виден источник (или любая его часть, наблюдаемая под малым телесным углом). Элементарную площадку можно совместить с наблюдателем, а можно представить находящейся на поверхности источника. Интенсивность будет той же самой. Источник называют изотропно излучающим, если его интенсивность не зависит от направления в пространстве.

2.1.3. Поток излучения. Связь с интенсивностью

Интенсивность, проинтегрированная по телесному углу, заключающему источник, дает мощность излучения от источника в целом, проходящего через площадку единичной площади в данном

интервале частот или длин волн. Эта величина называется *поток излучения*:

$$F_{\nu,\lambda} = \int I_{\nu,\lambda} \cos \theta d\Omega, \quad (2.3)$$

где интеграл берется по телесному углу.

Если интенсивность приходящего излучения не зависит от направления (изотропное поле излучение), то из формулы (2.3) вытекает, что полный поток через площадку равен нулю: $F = I \int_{4\pi} \cos \theta d\Omega = 0$. Такая ситуация реализуется в поле равновесного излучения (с большой точностью – внутри звезды). И наоборот, чем более анизотропно поле излучения, тем дальше от равновесного состояния оно находится (например, поле излучения вблизи границы фотосферы звезды или излучение облака газа, подсвеченного удаленным источником).

Для изотропно излучающей бесконечной плоскости интегрирование по полусфере дает: $F_{\nu,\lambda} = \pi I_{\nu,\lambda}$. Поток от источника может рассматриваться как освещенность, создаваемая источником (в интервале $d\nu$ или $d\lambda$) в месте наблюдения. Поток падает с расстоянием от источника как d^{-2} (из-за уменьшения телесного угла, под которым виден источник).

Пример. Покажем, что от “точечного” источника излучения телескоп может регистрировать только поток излучения (а не интенсивность). Для простоты рассмотрим сферически-симметричный излучатель (звезду) с радиусом r_* находящуюся на расстоянии D . В силу изотропии излучения звезда будет видна как однородный по яркости диск.¹ Непосредственно измеряемый поток излучения от этой звезды по определению будет равен $F^{(d)} = I_{\nu}^{(d)} \Delta\Omega$, где $I_{\nu}^{(d)}$ – интенсивность излучения в точке детектора, $\Delta\Omega = \pi r_*^2 / D^2$ – телесный угол, под которым видна звезда. Так как поток с единицы поверхности звезды для изотропной интенсивности есть просто

¹Заметим, что для реальных звездных атмосфер изотропия интенсивности излучения является первым и часто весьма грубым приближением. Хорошо известен эффект потемнения к краю диска Солнца в оптическом диапазоне.

$F^{(e)} = \pi I_\nu^{(e)}$, то пренебрегая поглощением (т.е. полагая $I_\nu^{(d)} = I_\nu^{(e)}$) находим для измеряемой величины

$$F_\nu^{(d)} = (r_*/D)^2 F_\nu^{(e)}, \quad (2.4)$$

где для точечного источника множитель в скобках $\ll 1$ и априори неизвестен. Это соотношение можно получить для любой зависимости интенсивности от угла. Переход от непосредственно измеряемой величины $F_\nu^{(d)}$ к интенсивности $I_\nu^{(e)}$ возможен только если известен угловой размер r_*/D источника, то есть если он не воспринимается как точечный.

2.1.4. Плотность энергии излучения

Спектральная плотность энергии излучения – это энергия излучения в единичном объеме пространства в единичном интервале частот. Она имеет размерность [эрг/(см³·Гц)] и получается интегрированием интенсивности по всем телесным углам:

$$u_\nu = \frac{1}{c} \int I_\nu d\Omega. \quad (2.5)$$

Для доказательства следует взять выражение (2.1) (определение интенсивности), разделить на скорость света c и учесть, что $cdtdA = dV$ есть элементарный объем в направлении, характеризуемом телесным углом $d\Omega$.

2.1.5. Понятие спектра

Спектр – это распределение интенсивности излучения по длинам волн I_λ или частотам I_ν . Очень часто вместо интенсивности используют пропорциональные ей (для данного источника) единицы – световые потоки F_ν или F_λ , или же выражают спектр в относительных (безразмерных) единицах. Последнее обычно имеет место, если интересуют форма спектра, профиль или относительные интенсивности линий, а не энергетические характеристики источника. Иногда спектры характеризуют величиной νI_ν (или νF_ν), которая показывает, сколько энергии выделяется в логарифмическом

интервале частот; максимум этой величины соответствует частотам, на которых происходит основное энерговыделение.

2.2. Излучение абсолютно черного тела

2.2.1. Тепловое излучение

По физическому смыслу тепловое излучение – это излучение среды, в которой энергия хаотического движения частиц тем или иным способом переходит в энергию фотонов. Примером теплового излучения служит свободно-свободное (тормозное) излучение электронов в поле положительных ионов, ударное возбуждение атомных уровней с последующим высвечиванием и т.д. Характерная особенность любого типа теплового излучения заключается в том, что при усреднении коэффициента излучения по тепловому (максвелловскому) распределению частиц по скоростям (имеющему экспоненциальное обрезание в области высоких скоростей $f(v) \propto v^2 \exp(-mv^2/2kT)$), в спектре получающегося непрерывного излучения возникает экспоненциальный завал, начиная с энергий $h\nu \sim kT$. Иная ситуация для нетеплового излучения: его спектр может простирается в область очень высоких энергий и не иметь никакого отношения к температуре среды. Примеры нетеплового излучения – рекомбинационное излучение (свободно-связанные переходы), которое идет за счет выделения внутренней энергии системы электрон-ион, синхротронное излучение релятивистских электронов в магнитном поле, обратное комптоновское рассеяние мягких фотонов на "горячих" электронах, мазерное излучение, черенковское излучение заряженных частиц в среде и т.д. Некоторые важные примеры нетеплового излучения будут рассмотрены ниже.

2.2.2. Понятие термодинамического равновесия и локального термодинамического равновесия

Термодинамическое равновесие (ТР) – состояние, при котором устанавливается детальный баланс всех элементарных физических

процессов: излучения и поглощения, ионизации и рекомбинации и т.д. (все прямые и обратные процессы идут с одинаковыми скоростями). При ТР существует только одно значение температуры, которое определяет физическое состояние среды. В природе ТР нигде не выполняется строго. Локальное ТР (ЛТР) означает, что в каждой бесконечно малой области детальное равновесие существует и поддерживает ТР, но температура является функцией координат и времени. При ТР выполняется а) закон Больцмана распределения атомов по энергиям, б) закон Максвелла распределения свободных частиц по скоростям (энергиям), в) закон Планка распределения энергии фотонов г) закон Кирхгофа (см. ниже и Приложение).

2.2.3. Спектр абсолютно черного тела

Важнейший пример теплового излучения представляет собой излучение абсолютно черного тела (АЧТ). Излучение АЧТ находится в *полном термодинамическом равновесии* со средой и потому называется *равновесным излучением*. Спектр АЧТ описывается функцией Планка $I_\nu = B_\nu(T)$ и зависит только от температуры T . Поле равновесного излучения строго изотропно (т.е. полный поток через произвольно ориентированную площадку строго равен нулю). Излучение АЧТ неполяризовано.

Напомним основные свойства функции Планка для равновесного излучения. Эта функция может быть записана в виде удельной интенсивности в единичном интервале частот с размерностью [эрг/(см²·с·Гц·стер)]

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} (e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1)^{-1}, \quad (2.6)$$

или длин волн ([эрг/(см³·с·стер)])

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} (e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1)^{-1}. \quad (2.7)$$

Функция Планка для разных температур изображена на рис. (2.3). Рассмотрим предельные случаи и свойства функции Планка.

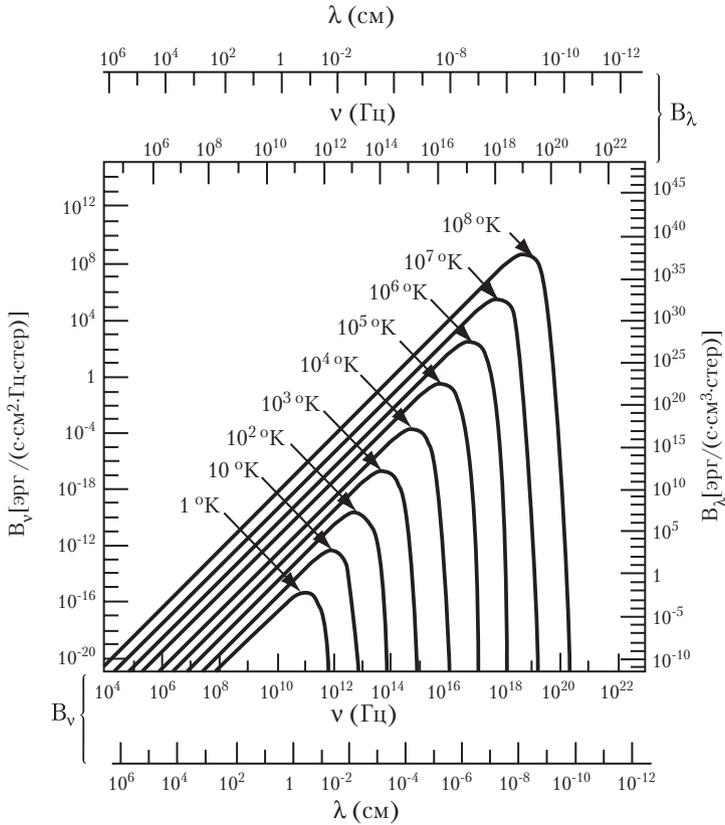


Рис. 2.3. Спектр АЧТ

1. Закон Рэлея–Джинса, $h\nu \ll kT$:

$$B_\nu^{RJ}(T) = \frac{2\nu^2}{c^2}kT. \quad (2.8)$$

Обратим внимание, что в выражение для интенсивности в этом случае не вошла постоянная Планка, т.е. в этом пределе формула описывает чисто классическое излучение. Попытка экстраполировать закон Рэлея–Джинса в область более высоких частот приводит к расходимости, $\int I_\nu^{RJ} d\nu \sim \int \nu^2 d\nu \rightarrow \infty$ (“ультрафиолетовая катастрофа”)

2. Закон Вина, $h\nu \gg kT$:

$$B_\nu^W = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \quad (2.9)$$

3. Монотонное изменение интенсивности с температурой: $\frac{\partial B_\nu}{\partial T} > 0$ на всех ν . Это означает, что кривые функции Планка для разных температур нигде не пересекаются друг с другом, планковская кривая с температурой $T_2 > T_1$ целиком лежит выше кривой с температурой T_1 .

4. Закон смещения Вина. Определим максимум в спектре АЧТ. Для интенсивности на единичный интервал частот $B_\nu(T)$ имеем

$$\frac{\partial B_\nu}{\partial \nu} = 0 \rightarrow h\nu_{max} \approx 2.82kT.$$

Максимум функции $B_\lambda(T)$ для интенсивности на единичный интервал длин волн будет иным:

$$\frac{\partial B_\lambda}{\partial \lambda} = 0 \rightarrow \lambda_{max} \approx 0.29 \text{ (см)}/T. \quad (2.10)$$

Подчеркнем, что $\lambda_{max}\nu_{max} \neq c$!

5. Закон Стефана–Больцмана. Полный поток энергии с площадки, излучающей как АЧТ, в полусферу пропорционален четвертой степени температуры.

$$F = \int \int B_\nu \cos \theta d\Omega d\nu = \pi \int_0^\infty B_\nu d\nu = \sigma_B T^4, \quad (2.11)$$

где $\sigma_B = \frac{2\pi^6 k}{15c^3 h^3} \approx 5.67 \cdot 10^{-5}$ [эрг/(см²·с·град)] – постоянная Стефана–Больцмана.

6. Плотность энергии и давление равновесного излучения. Плотность энергии АЧТ

$$u_{bb} = \frac{1}{c} \int_0^\infty B_\nu(T) d\nu d\Omega = \frac{4\pi}{c} \int_0^\infty B_\nu d\nu, \quad (2.12)$$

или пользуясь результатом (2.11)

$$u_{bb} = \frac{4\sigma_B}{c} T^4 = a_r T^4, \quad (2.13)$$

где $a_r \equiv 4\sigma_B/c \approx 7.565 \cdot 10^{-15}$ [эрг/(см³·град⁴)] – постоянная излучения. Давление равновесного излучения при этом равно

$$p_{bb} = \frac{a_r T^4}{3}, \quad (2.14)$$

где множитель 1/3 учитывает равномерное распределение энергии фотонов по трем пространственным координатам.

7. Средняя энергия “чернотельного” фотона. По определению, это величина $\langle \epsilon_\gamma \rangle = u/\langle n_\gamma \rangle$, где u – плотность энергии, $\langle n_\gamma \rangle$ – средняя концентрация квантов. Для АЧТ плотность энергии описывается уравнением (2.12), а средняя концентрация квантов

$$\langle n_\gamma \rangle = \frac{4\pi}{c} \int_0^\infty \frac{B_\nu(T)}{h\nu} B_\nu d\nu \propto T^3. \quad (2.15)$$

Делая замену переменных $x = \frac{h\nu}{kT}$ в интегралах, приходим к

$$\langle \epsilon_\gamma \rangle = kT \frac{\int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1}}{\int_0^\infty \frac{x^2 dx}{e^x - 1}} \simeq 2.7kT. \quad (2.16)$$

Полезное приближение для плотности числа фотонов чернотельного излучения получается с использованием приближения Вина для спектра АЧТ и закона смещения Вина (2.10):

$$n_\gamma \simeq \frac{1}{2} \frac{1}{\lambda_{max}^3},$$

где λ_{max} – длина волны, соответствующая максимуму в спектре АЧТ (2.10). Например, для реликтового излучения в современную эпоху во Вселенной $T \approx 2.7$ К, $\lambda_{max} \simeq 0.1$ см, поэтому среднее число реликтовых фотонов в единице объема $n_\gamma \sim 500$ см⁻³.

2.3. Перенос излучения в среде и формирование спектра

Перейдем к описанию распространения излучения в среде. Взаимодействие излучения и вещества можно рассматривать на различных физических уровнях. Для наших целей будет достаточно введения макроскопических коэффициентов излучения и поглощения света, хотя расчет самих коэффициентов в зависимости от частоты фотона и физических характеристик среды представляет самостоятельную задачу и проводится классическими электродинамическими и квантовыми методами. Отметим, что фотоны из пучка, распространяющегося в определенном направлении, могут выбывать не только из-за поглощения, но и за счет рассеяния. Например, рассеяние на свободных электронах очень важно для высокотемпературной плазмы (горячие короны звезд, ранняя Вселенная до рекомбинации). Здесь мы подробно рассмотрим случай, когда рассеяние отсутствует. Некоторые вопросы о влиянии рассеяния на перенос излучения описаны в Приложении.

2.3.1. Коэффициент излучения

Коэффициентом излучения называется энергия, излучаемая единицей объема среды за единицу времени в интервале частот $\nu, \nu + d\nu$ в направлении, характеризуемом элементом телесного угла $d\Omega$:

$$dE_\nu = j_\nu dV d\Omega dt. \quad (2.17)$$

Размерность j_ν – [эрг/(см³·с·стер)]. Для изотропных излучателей $j_\nu = P_\nu/4\pi$, где $P_\nu = dE_\nu/dt$ – излучаемая единицей объема мощность.

В излучающей среде без поглощения за время dt фотоны в заданном направлении проходят путь $ds = cdt$ и добавка к интенсивности из элементарного объема $dV = cdt dA$ (здесь dA – единичная площадь сечения пучка) будет $dI_\nu = j_\nu ds$. Таким образом, уравнение переноса приобретает вид

$$\frac{dI_\nu}{ds} = j_\nu. \quad (2.18)$$

С математической точки зрения dI/ds есть просто производная поля I по направлению, вдоль которого отсчитывается аффинный параметр s .

В важном частном случае теплового излучения объемный коэффициент излучения пропорционален квадрату плотности среды, т.к. все элементарные процессы излучения как в непрерывном спектре, так и в линиях (свободно-свободное, свободно-связанное, связанно-связанное) – бинарные, т.е. требуют наличия двух взаимодействующих частиц (электронов и ионов): $dE/dt/dV \propto n_e n_i \propto \rho^2$. Коэффициент пропорциональности является функцией температуры газа и подробнее будет обсуждаться далее в главе “Межзвездная среда”.

2.3.2. Коэффициент поглощения и оптическая толщина

Коэффициент поглощения. При прохождении пути ds в поглощающей среде часть фотонов выбывает из пучка (поглощается), и таким образом феноменологически можно записать $dI_\nu = -\alpha_\nu I_\nu ds$, где $[\alpha_\nu] = \text{см}^{-1}$ – коэффициент поглощения, зависящий от физических параметров среды. Интенсивность пучка уменьшается после прохождения расстояния x от точки $x = 0$ до точки x по экспоненциальному закону

$$I_\nu = I_\nu(0) \exp \left[- \int_0^x \alpha_\nu dx \right]. \quad (2.19)$$

Иногда вводят коэффициент поглощения на грамм пройденного вещества, $\alpha_\nu = \rho \kappa_\nu$. В этом случае коэффициент κ_ν с размерностью $[\text{см}^2/\text{г}]$ называется *коэффициентом непрозрачности*. Физический смысл коэффициента поглощения прост. Отнесенный к одному атому, этот коэффициент $\alpha_\nu/n \equiv \sigma_\nu$ зависит только от свойств самого атома. Его величина имеет размерность см^2 и носит название *эффективного сечения поглощения*. Поглощение можно представить себе так, будто каждый атом заменен неким малым непрозрачным диском, перпендикулярным к направлению пучка, попадая в который квант “застревает” (поглощается). Если площадь

каждого диска σ_ν , а их число в единице объема n , то полная площадь всех дисков в слое газа с площадью 1 см^2 и толщиной ds равна $n\sigma_\nu ds$. Отсюда непосредственно получаем $dI_\nu = -n\sigma_\nu I_\nu ds$.

Замечание. Коэффициент поглощения может быть как положительным (истинное поглощение), так и отрицательным, т.к. среди элементарных процессов испускания и поглощения света атомами всегда присутствует вынужденное (индуцированное) излучение, пропорциональное, как и поглощение, падающей интенсивности. Хорошо известный пример из оптики – квантовый генератор излучения (лазер). В космических условиях также возможно образование инверсной заселенности уровней (космические мазеры). Мы обсудим этот вопрос подробнее в главе, посвященной межзвездной среде.

Оптическая толща. Это безразмерная характеристика, определяющая поглощение вдоль луча распространения света:

$$d\tau_\nu = \alpha_\nu ds, \quad (2.20)$$

или в пределах от s_0 до s

$$\tau_\nu = \int_{s_0}^s \alpha(s') ds' \quad (2.21)$$

(иногда отсчет расстояния ведется в обратном направлении от наблюдателя к источнику, тогда в определении оптической толщи появляется знак минус). С учетом (2.20) изменение I_ν в среде с поглощением выразится простым соотношением $I_\nu = I_\nu(0) \exp\{-\tau_\nu\}$. Если $\tau_\nu \gg 1$, то реализуется оптически толстый случай (среда непрозрачна для излучения); если $\tau_\nu \ll 1$ – оптически тонкий случай (среда прозрачна для излучения).

Важность понятия оптической толщи вытекает из ее связи с длиной свободного пробега фотона. Рассмотрим однородную среду без излучения. Средняя длина свободного пробега фотона определяется из условия $\langle \tau_\nu \rangle = \alpha_\nu \langle l_\nu \rangle = 1$,

$$\langle l_\nu \rangle = \frac{1}{\alpha_\nu} = \frac{1}{n\sigma_\nu}, \quad (2.22)$$

т.е. фактически это обратный коэффициент поглощения! Таким образом, можно сказать, что если оптическая толщина от наблюдателя до источника меньше единицы, то принимаемые фотоны есть исходные фотоны, испущенные источником. Если оптическая толщина становится равной единице, то по пути от источника до наблюдателя фотон хотя бы раз испытает взаимодействие со средой. Если в среде кроме поглощения есть рассеяние, то смысл оптической толщи по рассеянию связан с числом рассеяний фотона, которые он претерпит прежде чем покинет рассматриваемую область (подробнее см. в Приложении). Например, фотоны реликтового излучения во Вселенной проходят без взаимодействия с веществом расстояние более 10 млрд. световых лет. Так как основным взаимодействием излучения и вещества на ранних стадиях расширения Вселенной было именно рассеяние на электронах, говорят о “поверхности последнего рассеяния” реликтовых фотонов r_{ls} , определяемом из соотношения $\tau(r_{ls}) = 1$. Эта воображаемая “поверхность” находится на красных смещениях $z_r \simeq 1100$ и соответствует “эпохе рекомбинации” излучения и вещества в расширяющейся Вселенной. Более подробно реликтовое излучение будет обсуждаться в главах, посвященных космологии.

2.3.3. Уравнение переноса при наличии поглощения и излучения

Если среда способна как излучать, так и поглощать свет, то, полагая коэффициенты излучения j_ν и поглощения α_ν известными функциями координат и времени, зависящими от физического состояния вещества (температуры, плотности, химического состава и т.д.), в стационарном случае можем записать уравнение переноса²:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu. \quad (2.23)$$

²Непревзойденный по ясности и физической глубине вывод уравнения переноса и обсуждение его важнейших свойств можно найти в монографии Я.Б.Зельдовича и Ю.П.Райзера “Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений”, М., Наука, 1966, гл. II.

Замечание. Как отмечалось выше, фотоны из пучка могут исчезать не только из-за истинного поглощения, но и из-за рассеяния (во многих реальных условиях, например, в солнечной короне, преобладает рассеяние на свободных электронах). Тогда ситуация значительно усложняется, поскольку рассеяние изменяет траектории фотонов, и уравнение переноса превращается в интегро-дифференциальное уравнение, которое решается, как правило, численными методами.

Простейшие частные случаи уравнения переноса.

1. Среда только излучает, $\alpha_\nu = 0$, $dI_\nu/ds = j_\nu$,

$$I_\nu(s) = I_\nu(s_0) + \int_{s_0}^s j_\nu(s') ds'. \quad (2.24)$$

2. Среда только поглощает, $j_\nu = 0$, $dI_\nu/ds = -\alpha_\nu I_\nu$,

$$I_\nu(s) = I_\nu(s_0) \exp \left[- \int_{s_0}^s \alpha_\nu(s') ds' \right] = I_\nu(s_0) \exp(-\tau_\nu). \quad (2.25)$$

Функция источника. С учетом того, что $d\tau_\nu = \alpha_\nu ds$ уравнение переноса (2.23) можно переписать в виде:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu, \quad (2.26)$$

где $S_\nu \equiv j_\nu/\alpha_\nu$ — *функция источника*. Целесообразность введения этой функции связана с тем, что часто она находится или вычисляется проще, чем коэффициенты излучения или поглощения по отдельности. Для теплового излучения функция источника представляет собой функцию Планка для равновесного излучения.

Закон Кирхгофа. Закон Кирхгофа, выполняющийся в условиях ЛТР, устанавливает связь между коэффициентом излучения и поглощения и справедлив для любого *теплового* излучения.

$$S_\nu = B_\nu(T), \quad j_\nu = \alpha_\nu B_\nu(T). \quad (2.27)$$

Замечание. Подчеркнем разницу между излучением АЧТ и тепловым излучением: для АЧТ *интенсивность* равна планковской, $I_\nu = B_\nu(T)$, а для теплового излучения *функция источника* равна функции Планка $S_\nu = B_\nu(T)$, но сам спектр может иметь иную форму! Отметим, что для нетеплового излучения функция источника отличается от функции Планка.

2.3.4. Решение уравнения переноса для простейших случаев

Умножив уравнение (2.26) на интегрирующий множитель e^{τ_ν} , получаем решение

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)} S_\nu(\tau'_\nu) d\tau'_\nu. \quad (2.28)$$

Здесь τ_ν – полная оптическая толщина вдоль луча зрения, τ'_ν – ее текущее значение. Физический смысл этого решения прост. 1-е слагаемое: начальная интенсивность излучения уменьшена в $e^{-\tau_\nu}$ раз из-за поглощения; 2-е слагаемое: интенсивность излучения, рожденная в среде и проинтегрированная вдоль луча зрения с учетом поглощения. Это решение показывает важность определения функции источника как функции оптической толщи. Если она известна, то решение имеет вид (2.28). Однако во многих реальных ситуациях функция источника заранее неизвестна, поэтому решение уравнения переноса является сложной задачей.

Рассмотрим важный частный случай. Пусть функция источника постоянна в среде, т.е. не зависит от оптической толщины, $S_\nu = \text{const}(\tau_\nu)$. Это реализуется, например, когда излучение проходит сквозь среду, находящуюся в ЛТР (слой с постоянной температурой). Тогда

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}) = S_\nu + e^{-\tau_\nu}(I_\nu(0) - S_\nu). \quad (2.29)$$

Это решение имеет простой физический смысл:

1) В пределе больших оптических толщин $\tau_\nu \rightarrow \infty$ интенсивность излучения становится равной функции источника $I_\nu \rightarrow S_\nu$.

Для теплового излучения (и только) спектр является планковским и соответствует температуре среды. (Осторожнее! Если в среде есть рассеяние, то интенсивность сама дает вклад в функцию источника, и картина сильно усложняется).

2) Если $I_\nu > S_\nu$, то $dI/d\tau < 0$, I уменьшается вдоль луча (среда поглощает больше, чем излучает сама).

3) Если $I_\nu < S_\nu$, то $dI/d\tau > 0$, I возрастает вдоль луча (среда больше излучает, чем поглощает).

Видно, что интенсивность выходящего излучения с ростом τ всегда стремится к функции источника. Отсюда следует важный вывод: *любое тепловое излучение превращается в излучение АЧТ в пределе больших оптических толщин* $I_\nu \rightarrow B_\nu(T)$ при $\tau_\nu \rightarrow \infty$. Однако непрерывный спектр излучения, близкий к планковскому, может получаться и от оптически тонких сред, если коэффициент поглощения α_ν слабо зависит от частоты (см. закон Кирхгофа (2.27)). В частности, такая ситуация реализуется на Солнце в видимой и ИК-области, где основной вклад в поглощение дает отрицательный ион водорода H^- , коэффициент поглощения для которого слабо зависит от частоты.

2.3.5. Образование спектральных линий в условиях ЛТР

Спектральные линии (излучения или поглощения) образуются тогда, когда есть выделенные частоты, на которых микроскопические коэффициенты излучения j_ν и поглощения α_ν как функции частоты имеют экстремумы. Пусть, например, коэффициент поглощения имеет острый максимум на частоте ν_0 . Будем для простоты считать, что функция источника не меняется с глубиной. Возможны несколько вариантов решения уравнения переноса для интенсивности наблюдаемого излучения (см. рис. 2.4).

А. Излучение оптически тонкой среды. В этом случае $\tau_\nu \ll 1$ на всех частотах, и если фоновой подсветки нет ($I_\nu(0) = 0$), то результирующая интенсивность $I_\nu = S_\nu \tau_\nu$ (поскольку $1 - e^{-\tau_\nu} \approx \tau_\nu$). Из (2.29) следует, что наблюдается линия *излучения* на частоте ν_0 , причем ее максимальная интенсивность меньше функции источни-

ка $I_{\nu_0} < S_{\nu_0}$. Ничего качественно не изменяется в случае, если есть фоновая подсветка $I_{\nu}(0) < S_{\nu}$, т.е. если более горячая область располагается над холодной. Выходящая интенсивность теплового излучения оптически тонкой плазмы (как в континууме, так и в линиях) пропорциональна $n_e n_i$, то есть квадрату плотности среды.

В. Излучение оптически толстой (непрозрачной) среды. Пока газ прозрачен, он излучает в основном в линиях (в них τ всегда выше), а непрерывный спектр слаб. По мере роста непрозрачности рост линий замедляется, и непрерывный спектр постепенно “закрывает” их, так что спектр абсолютно непрозрачной среды, нагретой до определенной температуры, стремится к планковской функции при $\tau \rightarrow \infty$. Никаких спектральных линий в такой среде не будет. Линии возникают лишь при наличии градиента температуры или резкого отличия от ЛТР.

С. Образование линий поглощения при соблюдении ЛТР легко объяснить, если считать, что свет с непрерывным спектром, излучаемый звездой с интенсивностью $I_{\nu}(0)$, проходит через более холодный слой атмосферы с оптической толщиной τ_{ν} на частоте ν . Иными словами, фоновая подсветка больше функции источника ($I_{\nu}(0) > S_{\nu}$). Очевидно, что I_{ν} тем ниже, чем выше τ_{ν} . Последняя величина максимальна на частоте перехода, то есть в центре линии ν_0 . Поэтому на частотах, соответствующих переходам между уровнями атомов, излучение оказывается максимально ослабленным. Это и является причиной появления темной линии *поглощения* на фоне непрерывного спектра. Механизм образования линий в спектре звезды в условии ЛТР можно интерпретировать проще: из-за более высокого коэффициента поглощения в линии видны более поверхностные, а следовательно и более холодные слои.

Д. Случай большой оптической толщи в центре линии, $\tau_{\nu_0} \gg 1$. Картина качественно та же, что и в случае С, за исключением того, что в максимуме линии интенсивность равна значению функции источника (т.е. планковской интенсивности) на этой частоте.

Роль рассеяния при формировании сильных линий поглощения в спектре Солнца. Интересно посмотреть с изложенных по-

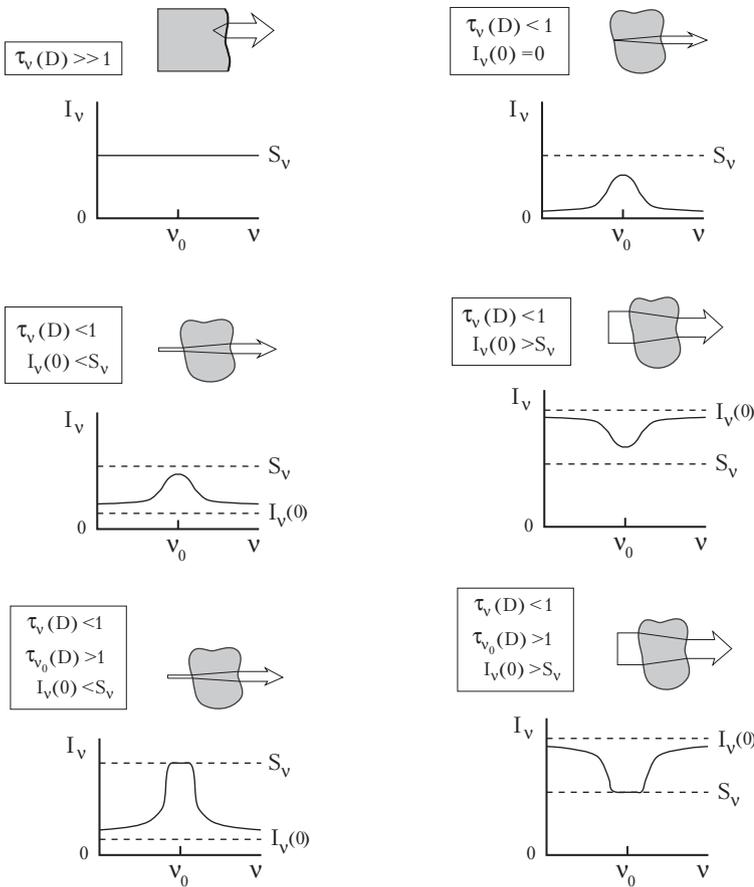


Рис. 2.4. Излучение спектральных линий в однородной среде. Если оптическая толща излучающей области велика, линий нет (вверху слева). Оптически тонкая среда излучает эмиссионные линии, если подсветки сзади нет ($I(0) = 0$, справа вверху), или она слабая ($I(0) < S$). Линии поглощения появляются, если значение функции источника подсветки больше значения функции источника на данной частоте (справа внизу).

зиций на образование сильных линий поглощения в фотосфере Солнца (т.н. фраунгоферовские линии). Линии поглощения возникают из-за уменьшения температуры солнечного вещества вдоль радиуса. Видимая фотосфера определяется как поверхность, до которой оптическая толщина в непрерывном спектре для внешнего

наблюдателя составляет $\tau \simeq 1$. Иными словами, кванты света из фотосферы сравнительно свободно покидают Солнце. Температура фотосферы около 5600 К, а над ней располагается слой более холодной плазмы (а значит, с меньшим значением функции источника), в котором и происходит формирование линий поглощения. При этом важно, что поглощенный каким-либо атомом квант непрерывного спектра фотосферы (скажем, с длиной волны линии H_{α} 6563 Å) вновь испускается через короткое время (для разрешенных переходов – за время порядка 10^{-8} с) в произвольном направлении. Здесь существенно, что ниже этого слоя располагается оптически плотная область фотосферы, так что с вероятностью близкой к 1/2 квант переиспускается вниз и поглощается в фотосфере, где его энергия термализуется снова в кванты непрерывного спектра, а с вероятностью $\sim 1/2$ квант испускается в направлении от фотосферы. Таким образом, можно ожидать, что интенсивность в центре сильной линии поглощения будет существенно меньше, чем в соседнем с линией участке непрерывного спектра. Близкая к этой картина реально имеет место в солнечной фотосфере. Разобранный пример иллюстрирует важность эффекта рассеяния фотона на частоте линии в атмосфере звезды для образования сильной линии поглощения.

Понятие доплеровского профиля линии. Если газ оптически тонкий (в линии), то при отсутствии нетепловых механизмов расширения профиль линии отражает максвелловский профиль скоростей частиц излучающего газа. Ширина линии зависит от температуры газа и турбулентных скоростей. Собственная ширина линии, как правило, пренебрежимо мала. Но в сильных линиях проявляет себя столкновительный механизм уширения. По классической теории излучения это уширение связано с влиянием электрических полей соседних атомов (ионов) на положение энергетических уровней излучающего атома. Этот механизм ответственен за широкие крылья сильных линий в спектре Солнца.

Зависимость температуры оптически тонкого газа от концентрации частиц. Для оптически тонкой среды существует общее

правило: чем ниже плотность газа, тем выше его температура. Действительно, если есть определенный нагревающий поток, то энергия, передаваемая в единицу времени газу в единице объема пропорциональна концентрации частиц n , а тепловая энергия, излучаемая в единице объема, пропорциональна частоте столкновения частиц, т.е. произведению относительной скорости на квадрат концентрации $dE/dt/dV \propto \sqrt{T}n^2$. Коэффициент пропорциональности между темпом потери энергии на излучение и величиной $\sqrt{T}n^2$ зависит от температуры, и описывается так называемой функцией охлаждения. Величина $\sqrt{T}n^2$ растет в широком интервале температур, поэтому баланс между поглощаемой энергией ($\sim n$) и излучаемой энергией ($\sim n^2\sqrt{T}$) устанавливается при более высокой температуре с уменьшением плотности n . Подробнее этот вопрос будет рассмотрен ниже в главе “Межзвездная среда”.

2.3.6. Температура астрофизических источников, определяемая по их излучению

В случае АЧТ температура тела является единственным параметром, определяющим спектр излучения. В астрофизике, как правило, мы имеем дело с наблюдениями источников в ограниченном диапазоне частот (длин волн). Оценка температуры излучающего тела может быть сделана различными способами. При этом получаемое значение температуры далеко не всегда соответствует физической температуре излучающей среды (с точки зрения теории переноса излучения, температура – всего лишь один из параметров, определяющих функцию источника!). Наиболее часто встречаются следующие определения температуры.

Яркостная температура T_b – температура такого АЧТ, которое имеет интенсивность, равную интенсивности изучаемого источника на данной частоте, $I_\nu = B_\nu(T_b)$. В частном случае радиоволн (приближение Рэля–Джинса)

$$T_b = \frac{c^2}{2\nu^2 k} I_\nu, \quad h\nu \ll kT. \quad (2.30)$$

В этом случае уравнение переноса для теплового излучения ($S_\nu = B_\nu!$) переписывается через яркостную температуру

$$\frac{dT_b}{d\tau_\nu} = -T_b + T,$$

где T – температура излучающей области. Если $T = const$ вдоль луча зрения, то

$$T_b = T_b(0)e^{-\tau_\nu} + T(1 - e^{-\tau_\nu}),$$

то есть при $\tau \rightarrow \infty$, $T_b \rightarrow T$. Для оптически тонкого газа $\tau_\nu \ll 1$ и (если нет подсветки, т.е. $I_\nu(0) = 0$) $T_b \approx T\tau_\nu \ll T$.

Эти простые выкладки показывают, что:

1. яркостная температура T_b в общем случае есть функция частоты (если спектр не чернотельный);

2. из астрономических наблюдений определить яркостную температуру можно только от источников, у которых известен угловой размер $d\Omega$ (в противном случае можно измерить только поток, а не интенсивность);

3. интенсивность АЧТ с температурой T является *максимально достижимой* интенсивностью для теплового излучения любого тела с температурой T .

Напомним, что для широкого класса нетепловых спектров яркостная температура не имеет никакого отношения к термодинамическим характеристикам среды (например, в случае синхротронного излучения со степенным спектром). Феноменологически очень высокая яркостная температура является указанием на нетепловой характер излучения (например, для радиоизлучения пульсаров $T_b > 10^{20}$ К).

Эффективная температура T_{eff} – температура АЧТ, излучающего в единицу времени с единицы площади во всем диапазоне частот ту же энергию, что и данное тело, то есть

$$F = \int \int I_\nu \cos \theta d\Omega d\nu \equiv \sigma_B T_{eff}^4 \quad (2.31)$$

применяется для характеристики излучения оптически толстых сред (т.е. сред, в которых можно определить “поверхность”, с которой уходят достигающие наблюдателя фотоны – фотосферу), например звезд.

Пример. Найдем связь T_{eff} со светимостью L (полным энерговыделением за единицу времени). Если имеется шарообразное тело (например, звезда или планета) с радиусом R , излучающая в единицу времени энергию L , то

$$L = 4\pi R^2 \sigma_B T_{eff}^4. \quad (2.32)$$

Эффективная температура Солнца $T_{eff,\odot} \approx 5780$ К. Эффективные температуры звезд лежат в пределах от 2000 К до 50000 К. Горячие белые карлики могут иметь $T_{eff} \sim 100000$ К. Эффективные температуры нейтронных звезд еще выше – $10^5 \div 10^6$ К.

2.4. Астрофизические примеры спектров

Тепловые спектры. Спектры, наиболее близкие к чернотельным, это:

А) Спектры собственного излучения однородно нагретых непрозрачных тел (планеты, межзвездные пылинки, нейтронные звезды в мягком рентгеновском диапазоне).

Б) Спектры звезд типа Солнца или более холодных – только в видимой области.

В) Спектр фонового (реликтового) излучения Вселенной. Фоновое излучение соответствует $T \simeq 2.73$ К и имеет космологическое происхождение. Это кванты, родившиеся при рекомбинации первичной плазмы, остывающей вследствие расширения. Они перестали поглощаться и “перерабатываться” средой, когда благодаря уменьшившейся плотности и произошедшей рекомбинации электронов и ионов в атомы пространство стало прозрачным (нейтральные атомы практически не задерживают не-ионизирующее их излучение). До этой рекомбинации кванты, непрерывно поглощаясь и переизлучаясь, находились в тепловом равновесии с плазмой. Кванты перестали быть связанными со средой и начали рас-

пространяться независимо. Низкая энергия квантов наблюдаемого излучения связана с большим красным смещением (они уменьшили свою энергию почти в 1000 раз), но спектр излучения, как был, так и остался планковским, только стал соответствовать в тысячу раз более низкой температуре³. Небольшие отклонения спектра фонового излучения от планковской функции возникают по следующим причинам: 1) рассеяние на плазме, заполняющей скопления галактик; 2) движение наблюдателя относительно системы отсчета, в которой поток реликтового излучения равен нулю; 3) наличие небольших ($\Delta T/T \simeq 10^{-5} \div 10^{-6}$) неоднородностей интенсивности, связанных с флуктуациями плотности некогда излучившей свет среды. Из этих первичных неоднородностей впоследствии развились наблюдаемые крупномасштабные неоднородности в распределении галактик.

Нетепловые спектры. Наиболее известные примеры нетепловых спектров – спектры радиопульсаров (вращающихся нейтронных звезд с сильным магнитным полем), радиогалактик и квазаров, жестких рентгеновских источников, некоторых остатков сверхновых звезд. Эти спектры связаны с синхротронным излучением релятивистских электронов в магнитном поле и с процессами обратного комптоновского рассеяния мягких (как правило, тепловых) фотонов на релятивистских электронах (см. ниже). Характерной особенностью таких спектров является наличие степенной зависимости потока от частоты $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, где показатель степени α обычно имеет значения от 0.5 до 1 (см. рис.2.5). Отметим, что степенные зависимости потока в ограниченном диапазоне частот можно получить и для теплового излучения в реальных астрофизических источниках (например, суммированием планковских кривых от слоев с изменяющейся температурой, как в аккреционных дисках). В таких случаях указанием на возможную нетепловую приро-

³Если в формуле Планка (2.6) заменить ν на $x\nu$, где x – численный коэффициент, то она все равно будет описывать функцию Планка, но с температурой xT (в x раз большей). Поэтому доплеровский сдвиг частоты (красное смещение в расширяющейся Вселенной) не меняет форму планковского спектра.

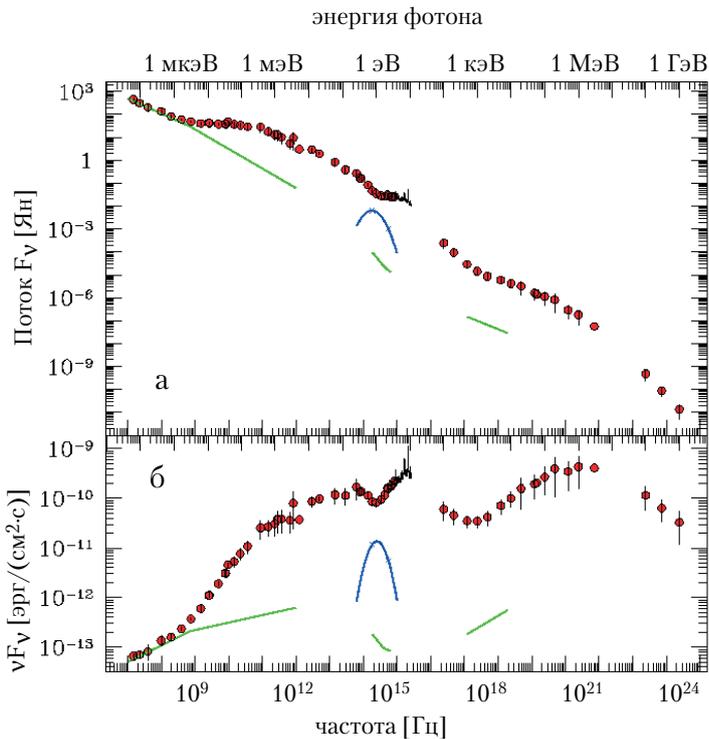


Рис. 2.5. Спектр квазара 3C273 от радио до γ -диапазона. Сверху – поток F_ν в янских (единица измерения, $1 Y_n = 10^{-26} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц})$). Снизу – величина νF_ν , максимум которой указывает на частоты с максимальным энерговыделением.

ду спектра обычно является отсутствие экспоненциального “завала” $F_\nu \sim \exp(-h\nu/kT)$ на высоких частотах, который всегда имеет место для теплового излучения с температурой T . Другими признаками нетеплового излучения является высокая степень поляризации (особенно для синхротронного излучения), а также физически неприемлемая высокая яркостная температура излучения. Например, для пульсаров или космических мазеров T_b может достигать значения $> 10^{20} \text{ К}$!

2.5. Задачи к главе 2

1. Сферически-симметричное облако оптически тонкой тепловой плазмы сжимается адиабатически. В приближении Рэлея–Джинса найти зависимость яркостной температуры излучения и принимаемого потока излучения от радиуса облака. Коэффициент поглощения и массу облака считать постоянными.

Плазму считать идеальным одноатомным газом.

Решение

а) $I_\nu = \tau_\nu S_\nu$, $S_\nu = B_\nu(T) \propto T$ (приближение Рэлея–Джинса),

б) $\tau = n(r)\sigma r \propto 1/r^3 r = 1/r^2$,

в) $pV^\gamma = const$, $pV \sim T \rightarrow T \propto V^{-2/3} \propto 1/r^2$ для $\gamma = 5/3$,

г) $T_b \sim I \propto \tau T \propto 1/r^2 1/r^2 = 1/r^4$,

в) $F \sim r^2 I \propto 1/r^2$,

Ответ: $T_b \sim 1/r^4$, $F \sim 1/r^2$.

2. На луче зрения одно за другим располагается N одинаковых облаков тепловой плазмы с оптической толщиной τ . Чему равна интенсивность выходящего излучения вдоль луча зрения? Как она относится к интенсивности излучения от одного облака? Дать численный ответ для $\tau = 1$ и $N = 10$.

Решение

1. Формальный способ – из уравнения переноса:

а) $I_1 = S(1 - e^{-\tau})$, $I_2 = I_1 e^{-\tau} + S(1 - e^{-\tau}) = S(1 - e^{-2\tau})$, ..., $I_N = I_{N-1} e^{-\tau} + S(1 - e^{-\tau}) = S(1 - e^{-N\tau})$;

б) $I_N/I_1 = (1 - e^{-N\tau})/(1 - e^{-\tau})$.

2. По определению τ , оптическая толщина на отдельных участках пути вдоль луча зрения суммируется. Поскольку облака одинаковы, их можно заменить одним облаком с $\tau_N = N\tau$, откуда сразу получаем ответ (см. п. 1б).

Ответ: $I_{10}/I_1 \approx e/(e - 1) \approx 1.58$.

3. Наблюдаемая светимость мазерного источника на молекуле гидроксила ОН с длиной волны $\lambda = 18$ см достигает светимости Солнца, а яркостная температура излучения $T_b = 10^{20}$ К. Темпера-

тура в источнике 300 К. Считая, что уширение линии обусловлено только тепловыми движениями молекул, оценить размер источника r_s , предполагая его сферическую симметрию.

Решение

а) $I_\nu = dE/dt/dS/d\nu/d\Omega = (L/4\pi)1/(4\pi r_s^2)1/\Delta\nu,$

б) $\Delta\nu/\nu \approx v_t/c = \sqrt{3kT/m}$, где $m = 17m_p$ для молекулы ОН.

в) $kT_b = 2c^2/\nu^2 I_\nu = 2\lambda^2 I_\nu = 2\lambda^3(L/4\pi)1/(4\pi r_s^2)1/v_t,$

г) $r_s^2 = 2\lambda^3/(16\pi^2 v_t)(L/kT_b).$

Ответ: $r_s \simeq 1$ а.е. – т.е. характерный размер планетной системы.

Глава 3.

Особенности и физические ограничения астрономических наблюдений

3.1. Основные задачи наблюдательной астрономии

Главная отличительная особенность астрономии – невозможность поставить “эксперимент” в привычном для физики смысле этого слова. Невозможно специальным образом “подготовить” исследуемый объект или вообще как-то повлиять на него. Вторая особенность заключается в том, что по причине конечности скорости света, принимая сигнал от какого-либо источника, мы изучаем физические процессы, происходившие в нем многие сотни, тысячи и даже миллиарды лет назад. Принято говорить об астрономических *наблюдениях*, т.е. о пассивном приеме информации от источника.

Регистрация и изучение временных и спектральных характеристик сигнала от астрономических источников является главным способом исследования их физического состояния и эволюции. Для получения ясной физической картины об исследуемом классе объектов (например, звездах или галактиках) нужно проводить наблюдения по возможности большего их числа на разных стадиях их эволюции.

Основной информационный канал в астрономии до сих пор

связан с анализом электромагнитного излучения. Все пространство пронизано излучением света звезд, межзвездного газа и пыли, межгалактического горячего газа, реликтовым микроволновым излучением. Прием и анализ излучения осуществляется с помощью телескопической техники. При наблюдении слабых источников телескоп решает следующие задачи:

- а) собрать и направить на приемник излучения как можно большее количество световой энергии;
- б) отделить положения изображений источников (или отдельных деталей) друг от друга;
- в) выделить *сигнал* от отдельного источника среди естественного *шума*.

Эти задачи решаются путем использования телескопов в различных диапазонах электромагнитного спектра. Однако прежде чем попасть на телескоп, свет от космического источника проходит через межзвездную среду и земную атмосферу, частично или полностью поглощаясь в зависимости от длины волны.

3.1.1. Пропускание света земной атмосферой

Взаимодействие электромагнитного излучения с атмосферой Земли приводит к тому, что наземные астрономические наблюдения возможны лишь в узких “окнах прозрачности” в оптическом, ИК и радиодиапазонах (см. рис. 3.1). Поглощение ИК-фотонов происходит главным образом молекулами воды, кислорода и углекислого газа в тропосфере. УФ и более жесткое излучение поглощается молекулярным и атомарным кислородом и азотом, а поглощение в ближнем УФ осуществляется в основном озоном на высотах 20–30 км над поверхностью Земли (озоновый слой). Начиная с высот 20–30 км атмосфера становится практически прозрачной для фотонов с энергией выше 20 кэВ (жесткий рентгеновский диапазон). Непрозрачность атмосферы в декаметровом радиодиапазоне обусловлена отражением радиоволн от ионосферы на высотах

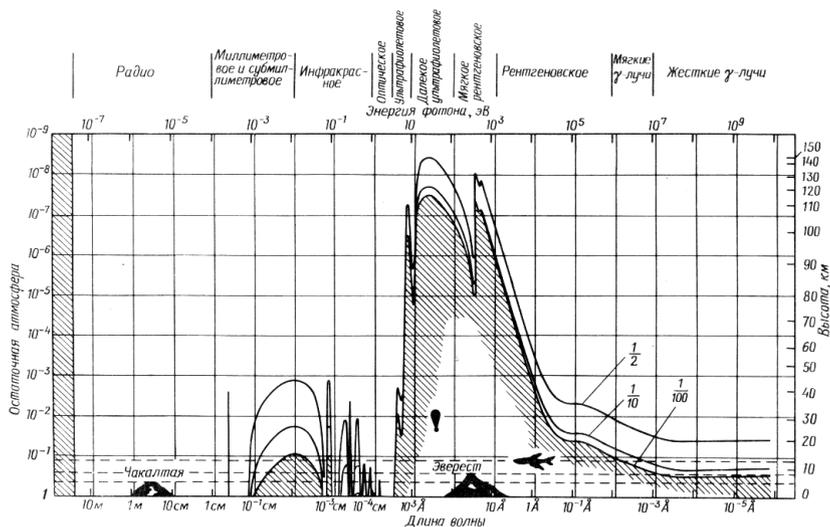


Рис. 3.1. Высота, до которой проникает излучение данной длины волны в диапазоне от длинных радиоволн до гамма-излучения. Приведены кривые высот, до которых доходит 50, 10 и 1% падающего излучения.

от 90 км и выше. Из рисунка видно, что почти вся ИК-область спектра и жесткое рентгеновское и гамма-излучение могут наблюдаться с аппаратурой, поднятой на аэростатах и самолетах выше 20–30 км. Наблюдения УФ и рентгеновских квантов возможны только с очень больших высот или из ближнего космоса.

3.1.2. Пропускание света межзвездной средой

Межзвездная среда заполнена разреженным ионизованным и нейтральным газом и пылевой средой. Электромагнитное излучение при распространении в такой среде испытывает поглощение и рассеяние, что в значительной степени сказывается на возможностях наблюдений удаленных астрономических источников.

В области радиоволн поглощение практически отсутствует, однако ионизованная компонента межзвездной среды ответственна за дисперсию радиосигнала (см. далее главу “Межзвездная среда”). Основное поглощение в ИК, оптическом и УФ диапазоне (0.1–20 мкм) обусловлено межзвездной пылью. Пылинки погло-

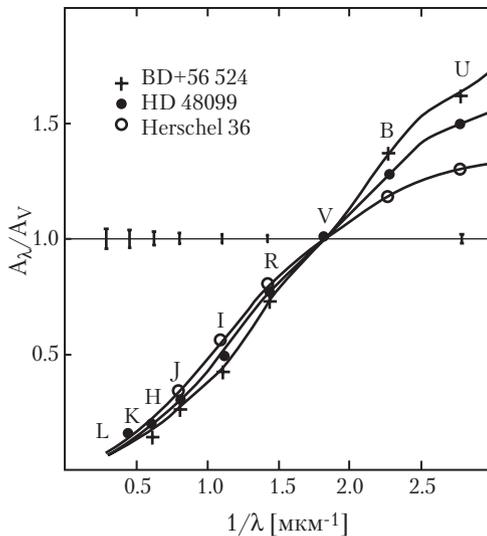


Рис. 3.2. Зависимость ослабления света (в зв. величинах) от обратной длины волны для различных направлений (на три различные звезды). Кривые нормированы на величину ослабления $A = 1$ в диапазоне V.

щают УФ и видимое излучение звезд, перерабатывая его в фотоны меньших энергий (далекая ИК-область спектра 10–1000 мкм). Характерной особенностью межзвездного поглощения в этой области является *селективность*, т.е. сильная зависимость от длины волны (см. рис.3.2). Эта зависимость немонотонна, имеет локальный максимум в области 2000 \AA , но поглощение в синей части спектра сильнее, чем в красной, из-за чего межзвездное поглощение приводит к *покраснению* источников света. В видимом диапазоне ($\lambda = 4000 - 8000 \text{ \AA}$) коэффициент поглощения приблизительно следует закону $1/\lambda$. Величина межзвездного поглощения, рассчитанная на единицу пути, изменяется в широких пределах и зависит от направления на источник. Наибольшее поглощение – в галактической плоскости, где сосредоточена большая часть газопылевых комплексов. В окрестностях Солнца в плоскости Галактики оптическая толщина $\tau \simeq 1.5 - 2$ на 1 кпк расстояния, причем наибольший вклад в поглощение дают небольшие облака газа (6–10 облаков на 1 кпк). В направлениях на более плотные молекуляр-

ные облака оптическая толщина может достигать нескольких десятков (т.н. “угольные мешки”). Поглощение уменьшается с удалением от плоскости Галактики по закону косеканса, выходя на примерно постоянный уровень (несколько десятых долей зв. величины в полосах В или V) для галактических широт $|b| > 50^\circ$. Установлена связь между оптической толщиной для поглощения в оптическом диапазоне (полоса V) и числом атомов нейтрального водорода N_H на луче зрения в столбе сечением 1 см^2 :

$$\tau_V \approx 5.2 \cdot 10^{-22} N_H. \quad (3.1)$$

Эта связь отражает хорошую перемешанность пыли и газа в межзвездной среде. При средней концентрации атомов межзвездной среды $\sim 1 \text{ см}^{-3}$ поглощение в оптике становится заметным, когда на луче зрения набирается $\sim 2 \cdot 10^{21}$ атомов/см², т.е. при прохождении расстояния около 1 кпк. Из-за крайней неоднородности межзвездной среды, однако, имеются “окна прозрачности”, позволяющие “заглядывать” на гораздо большие расстояния.

В более коротковолновой далекой УФ и рентгеновской области спектра основное поглощение связано с нейтральным газом (водородом и другими химическими элементами). Основная причина поглощения жестких фотонов – фотоэффект (выбивание фотонами электронов, заполняющих различные оболочки в атомах). Если энергия упавшего фотона равна $h\nu$, он может выбить из атома электрон с энергией связи $E_I < h\nu$, а оставшаяся энергия переходит в кинетическую энергию выбитого электрона. Значения энергии, при которых $E_I = h\nu$, называются *пределами поглощения*, т.к. выброс электронов с этих уровней фотонами меньших энергий невозможен. При более высоких энергиях сечение фотопоглощения с данного уровня быстро уменьшается: $\sigma \propto 1/(h\nu)^3$. Например, порог ионизации водорода 13.6 эВ соответствует длине волны фотона 912 Å, поэтому излучение с длиной волны короче 912 Å очень сильно поглощается в межзвездной среде. Эффективное сечение поглощения атомами межзвездной среды из-за фотоионизации показано на рис. 3.3. Для невозбужденных атомов (ионов) данного элемента

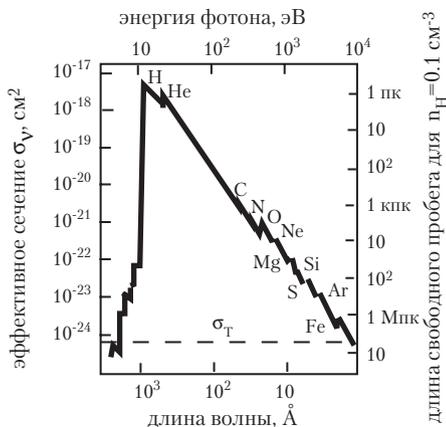


Рис. 3.3. Зависимость эффективного сечения поглощения атомов межзвездного газа со стандартным химическим составом от длины волны ионизирующего излучения (левая шкала). Правая шкала — длина свободного пробега квантов с данной энергией в межзвездной среде для концентрации межзвездного газа $n_H = 0.1$ частиц в см^3 при нормальном обилии гелия и более тяжелых элементов. Пунктиром показано томоновское сечение рассеяния на свободных электронах, которое для фотонов с $h\nu \ll m_e c^2 \approx 511$ кэВ не зависит от энергии.

сечение поглощения равно нулю для энергии фотона ниже порога ионизации электрона с самого внутреннего K -уровня. На графике видны скачки поглощения на K -уровнях различных элементов вплоть до железа. При наблюдениях в рентгеновском диапазоне (0.1–100 кэВ) с низким спектральным разрешением K -скачки не поддаются разрешению, поэтому связь оптической толщины в этом диапазоне с числом атомов водорода на луче зрения может быть описана приближенным соотношением

$$\tau_X \approx 2 \times 10^{-22} \left(\frac{h\nu}{13.6 \text{ эВ}} \right)^{-8/3} \int n_H dl. \quad (3.2)$$

Из-за сильного уменьшения сечения фотопоглощения с увеличением энергии кванта при $h\nu \geq 1$ МэВ оно не играет заметной роли.

При наличии свободных электронов в среде для жестких рентгеновских фотонов с энергией выше 10 кэВ и гамма-лучей преобладающим становится комптоновское рассеяние на свободных элек-

тронах (см. рис. 3.3). Сечение комптоновского рассеяния практически не зависит от энергии фотона вплоть до энергий $h\nu \sim m_e c^2 \sim 511$ кэВ, где m_e – масса покоя электрона, и равно томсоновскому сечению рассеяния на свободном электроне $\sigma_T = 6.64 \cdot 10^{-25}$ см². Для более энергичных фотонов сечение комптоновского рассеяния уменьшается $\sigma_{KN} \sim \sigma_T / (h\nu)$ (формула Кляйна–Нишины). Фотоны высоких энергий взаимодействуют с электронами в атомах или ионах так же, как со свободными электронами, поэтому если в ионе имеется Z электронов, то полное сечение рассеяния для него равно $Z\sigma_{KN}$. Рассеяние на ядрах всегда в $(m_e/m_N)^2$ меньше и не играет заметной роли в разреженной межзвездной среде.

Для гамма-квантов с энергией $h\nu > 2m_e c^2 \approx 1$ МэВ определяющим процессом может оказаться рождение электрон-позитронных пар. Однако рождение пары из-за сохранения импульса невозможно в вакууме, оно происходит или в поле ядра или в магнитном поле.

Прохождение жестких квантов и энергичных частиц через вещество часто характеризуют величиной проникаемости, обратной непрозрачности $1/\kappa$ [г/см²] (фактически это длина свободного пробега фотона, умноженная на плотность среды). Для гамма-квантов высоких энергий (> 1 МэВ) проникаемость вещества примерно равна проникаемости для заряженных частиц с той же самой энергией и численно лежит в пределах $\sim 2 - 10$ г/см². Из рисунка видно, что вся Галактика прозрачна для фотонов, начиная с мягкого рентгеновского диапазона ($\lambda < 10\text{\AA}$, $h\nu < 1$ кэВ).

3.1.3. “Точечные” и “протяженные” источники

Один и тот же источник при одних условиях наблюдения может восприниматься как точечный, а при других – как протяженный (то есть на его изображении можно различить отдельные подробности). Существуют принципиальные физические ограничения, которые не позволяют телескопам строить сколь угодно резкие “точечные” изображения.

Из-за дифракции света на краях объектива телескопа изобра-

жение любого точечного объекта в фокальной плоскости имеет конечный размер $\theta_d \sim \lambda/D$, где λ – длина волны излучения, D – диаметр объектива. *Разрешающей способностью* астрономического телескопа обычно называют угловой размер изображения точечного источника (звезды), который строит данный телескоп. Как будет показано ниже, для крупных наземных телескопов реальная разрешающая способность ограничена влиянием турбулентности в атмосфере, через которую проходит свет, и только у телескопов небольших размеров разрешающая способность определяется дифракцией.

Разделим источники на точечные и протяженные. У точечного (протяженного) источника угловые размеры меньше (больше) разрешающей способности телескопа. Ясно, что в пределе бесконечно высокого углового разрешения любой источник перестает быть точечным.

Как было показано в предыдущей главе, если источник для данного телескопа “точечный”, то регистрируется только *поток излучения*, а не интенсивность. Оценка интенсивности требует знания телесного угла, под которым виден источник, что для точечного источника нереализуемо. Однако если из других данных известен угловой диаметр звезды, наблюдаемой как “точечный” источник, то детектируемый поток $F_\nu^{(d)}$ можно пересчитать в поток, испускаемый вблизи поверхности звезды. Тогда, считая в первом приближении поле излучения вблизи поверхности звезды изотропным, находим $F_\nu^{(e)} = \pi I_\nu(r_*)$. Так из наблюдений можно оценить интенсивность выходящего излучения, которая несет максимальную информацию об излучающем веществе.

Для “протяженного” источника, напротив, можно непосредственно измерять интенсивность I_ν выходящего излучения (часто употребляют термин *поверхностная яркость*), усредненную в пределах разрешающей способности телескопа. Самое высокое угловое разрешение достигается в радиодиапазоне методами интерферометрии со сверхдлинной базой (РСДБ), поэтому для радиоисточников с известными угловыми размерами для характеристи-

ки интенсивности излучения часто используют понятие *яркостной температуры* (см. конец предыдущей главы), т.к. в радиодиапазоне (рэлей-джинсовская область) она пропорциональна интенсивности выходящего излучения $T_b \propto I_\nu/\nu^2$.

3.2. Телескопы и приемники излучения

3.2.1. Оптические телескопы

Для получения более резких изображений источников и регистрации слабых объектов требуется повышение разрешающей способности принимающего устройства и увеличение принимаемой энергии излучения от источника. Обе эти цели достигаются применением телескопа – оптического прибора, в котором происходит фокусировка света, падающего на объектив, в небольшую область в фокальной плоскости телескопа, где строится резкое изображение. Как известно, первый оптический прибор (телескоп) был использован с астрономическими целями Галилео Галилеем в 1610 г. и состоял из положительной линзы (объектив) и отрицательной (окуляр) с разными диаметрами и фокусными расстояниями. Впоследствии (впервые это сделал И. Ньютон) вместо линзы для объектива стали использовать зеркала (телескопы-рефлекторы), с помощью которых можно построить изображения с меньшими искажениями (абберациями), чем с помощью линзовых объективов.

Объектив изготавливается возможно большего диаметра, чтобы собирать максимальное количество энергии и иметь хорошую угловую разрешающую способность. *Разрешающая способность* телескопа определяется только диаметром объектива и состоянием атмосферы в месте наблюдения. Она ограничена дифракцией света на входном зрачке (оправе объектива) $\theta_d \sim \lambda/D$ или – для наземных оптических телескопов – влиянием атмосферной турбулентности (см. ниже), и обычно составляет порядка 1 секунды дуги.

Изображение строится в фокальной плоскости объектива. Размер изображения источника в фокальной плоскости

$$L \approx F \left(\frac{\beta''}{2 \cdot 10^5} \right),$$

где β'' – угловой размер изображения источника (для звезд – это угловое разрешение телескопа), выраженный в секундах дуги, F – фокусное расстояние телескопа. При характерных значениях $F = 10$ м, $\beta = 1''$ имеем $L = 5 \cdot 10^{-2}$ мм.

Если ставится задача изучения изображения всех объектов, попадающих в поле зрения объектива, в фокальной плоскости устанавливается панорамный приемник (фотопластинка, ПЗС-матрица). Чтобы не ухудшать разрешающую способность, размер отдельных светочувствительных элементов (пикселей) приемника излучения, на плоскость которого проектируется изображение, должен быть не больше L для точечного источника. Типичный размер ПЗС-матрицы – 1000x1000 пикселей (есть и больше, но они очень дороги). Поэтому поле зрения оказывается всего 1000x1000 угловых секунд (чуть больше четверти градуса). Небольшое поле зрения является одним из недостатков ПЗС-приемников.

Если ставится задача измерения потока излучения от отдельного источника, то приемник ставится в *выходном зрачке* телескопа. Выходным зрачком называется изображение объектива телескопа, которое строится одной линзой (или оптической системой), установленной после главного фокуса объектива (в случае наблюдений глазом роль такой линзы выполняет окуляр, см. рис. 3.4). Так как в выходной зрачок приходит свет от всех звезд, попадающих в поле зрения объектива, для выделения потока от конкретного источника в фокальной плоскости устанавливается диафрагма, выделяющая свет только от этого источника.

Крупные современные оптические телескопы имеют диаметр главного зеркала до 10 м. Список крупнейших телескопов возглавляют два 10-м составных зеркала им. У.Кека на обсерватории Мауна-Кеа (Гавайские острова), там же расположен японский телескоп Субару с диаметром цельного зеркала 8.3 м, следом идут четыре 8.2-м зеркала телескопа VLT (Very Large Telescope) Евро-

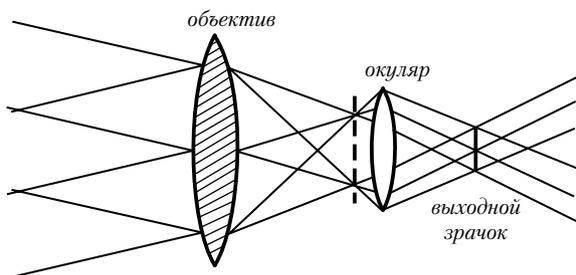


Рис. 3.4. К понятию выходного зрачка оптической системы.

пейской Южной Обсерватории (Серро Паранал, Чили). Класс 8-м зеркал замыкают 2 идентичных телескопа Джемини (т.е. “близнецы”) – один установлен на Гавайских островах (обсерватория Мауна Кеа), другой – в Чилийских Андах (обсерватория Серро Пахон). По состоянию на 2005 год, российский 6-м телескоп БТА Специальной Астрофизической Обсерватории РАН является одним из 5 телескопов 6-м класса. Более подробная информация о больших телескопах приведена на сайте:

<http://astro.nineplanets.org/bigeyes.html>.

В телескопе VLT (см. рис. 3.5) каждое зеркало может механически изменять свою форму для коррекции атмосферных дрожаний изображения (активная оптика). Каждый из четырех инструментов предназначается для использования как независимый телескоп и как часть оптического интерферометра с эффективным диаметром 16 м. Диапазон наблюдений – от 25 микрон до 3000 Å. Существуют проекты строительства наземных 30-м и даже 100-м телескопов (составные зеркала, активная оптика).

3.2.2. Приемники

Основная задача *приемника* излучения состоит в преобразовании электромагнитной энергии света в иные формы (обычно в электрическую, для некоторых ИК-наблюдений в тепловую), измеряя которые лабораторными физическими методами можно делать выводы о характеристиках принимаемого светового сигнала. На микроскопическом уровне светочувствительный элемент лю-

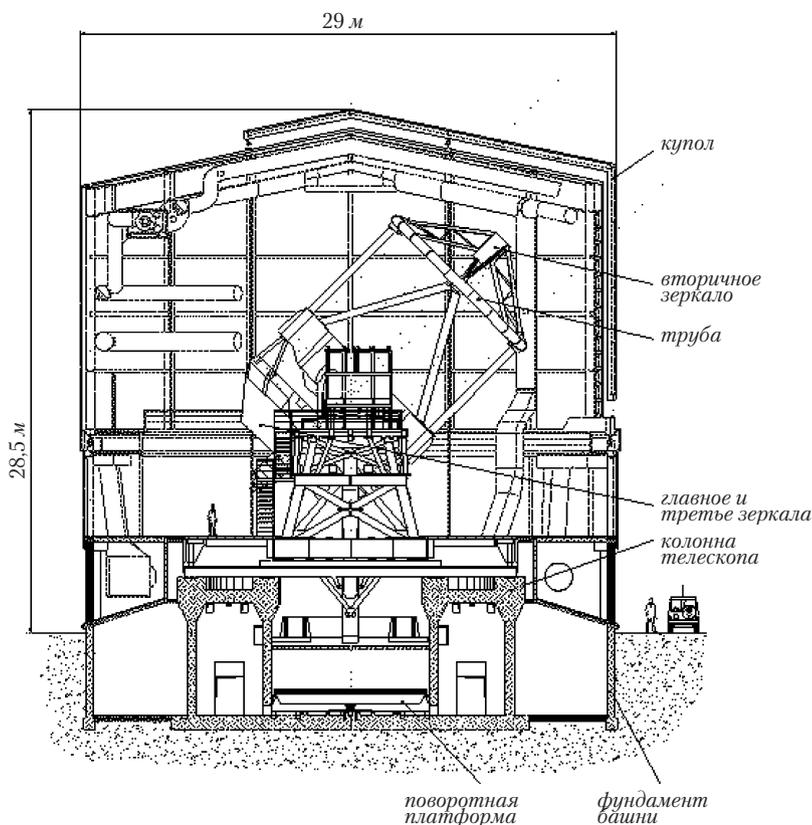


Рис. 3.5. Схематическое изображение одного из 4-х 8.2-м телескопов проекта VLT Южной Европейской Обсерватории на плато Паранал в чилийских Андах.

бого приемника состоит из вещества, при взаимодействии с которым энергия фотонов переходит в кинетическую энергию свободных электронов (внутренний или внешний фотоэффект) или в колебания ионов в узлах кристаллической решетки, которые впоследствии регистрируются различными способами. Простейшие примеры – кремниевый фотодиод или фотокатод ФЭУ. Длинноволновая граница фотоэффекта в том или ином веществе определяет *область чувствительности* детектора. Непосредственно чувствительность детектора для разных приемников измеряется по-разному, но по сути дела чувствительность характеризует мини-

мальное количество электромагнитной энергии в диапазоне чувствительности детектора, при взаимодействии которой с веществом детектора появляется физический эффект (сигнал), сравнимый с внутренними шумами детектора (тепловым и т.д.).

Часто для характеристики чувствительности детекторов света используют понятие *квантового выхода* η . Квантовый выход детектора можно определить как долю регистрируемых квантов падающего потока. Например, для человеческого глаза $\eta \approx 10\%$, для фотоэмульсии $\sim 1\%$, квантовый выход ФЭУ может достигать 30–50%, а прибора с зарядовой связью (ПЗС) – свыше 50–70%. Эту же характеристику применяют для количественного описания эффективности прибора в целом, т.е. всего тракта телескоп–детектор–усилитель или отдельных звеньев этого тракта, т.к. в каждом элементе приемного канала могут возникать (и возникают) дополнительные помехи, ухудшающие эффективность приема в целом (например, поглощение и рассеяние света в оптике и на конструкциях телескопа, собственные шумы или паразитные наводки в усилителе сигнала); в этом случае используется понятие обобщенного квантового выхода.

В каждом диапазоне электромагнитного спектра есть свои особенности в принципах детектирования излучения и построения изображений источников. Рассмотрим важнейшие из них.

3.2.3. Радиотелескопы

Радиотелескопы используются для приема космического излучения в пределах окна прозрачности земной атмосферы для радиоволн в диапазоне от мм до декаметров. Две основные части радиотелескопа – антенна и радиометр (приемное устройство). Наиболее распространены *параболические антенны*, собирающие параллельный радиопоток в фокусе. Полноповоротные антенны достигают диаметра 100 м (Бонн, ФРГ). Крупнейшая неподвижная антенна – 300-м радиотелескоп в Аресибо (Пуэрто-Рико, США). Крупнейший радиотелескоп из составных подвижных зеркал, примыкающих друг к другу – РАТАН–600 (Россия). Также использу-

ются *синфазные антенны*, отдельными элементами которых могут быть элементарные облучатели (полуволновые диполи, спиральные антенны) или параболические рефлекторы малого диаметра. Сигнал от каждого элементарного облучателя подается по волноводам к приемнику, причем задержка в волноводах рассчитана таким образом, чтобы сигналы попадали на приемник в одной фазе.

Разрешающая способность радиотелескопа определяется шириной диаграммы направленности главного лепестка антенны и определяется также, как и в случае оптического телескопа $\Delta\theta \approx \lambda/D$, где λ – длина волны принимаемого излучения, а D – диаметр антенны (или области, содержащей совокупность антенн) радиотелескопа. Чувствительность радиотелескопа определяется эффективной площадью антенны A_{eff} , которая связана с формой диаграммы направленности $g(\theta, \varphi)$ (безразмерной функцией, показывающей, во сколько раз мощность излучения, принимаемая реальной антенной в направлении θ, φ больше (или меньше) мощности излучения, принимаемой идеализированной антенной с изотропной диаграммой направленности; в главном лепестке $g(0, 0)$ достигает максимального значения): $g(\theta, \varphi) = 4\pi A_{eff}/\lambda^2$. Из-за наличия боковых лепестков диаграммы направленности, эффективная площадь всегда меньше геометрической площади антенны.

Шумовая и антенная температура

Для характеристики чувствительности антенны к принимаемым потокам электромагнитного излучения в радиоастрономии используется понятие *шумовой температуры* $T_{n,a}$. Шумовая температура антенны характеризует суммарную мощность излучения $W_{n,a}$, собираемую антенной через все лепестки диаграммы направленности от земной поверхности, атмосферы, ионосферы и посторонних космических источников в полосе частот $\Delta\nu$:

$$W_{n,a} = kT_{n,a}\Delta\nu.$$

Шумовые антенные температуры в области длинных радиоволн достигают нескольких тысяч К и связаны с космическим фо-

ном, а в области дециметровых и сантиметровых волн – порядка сотен К, обусловленных тепловым излучением Земли, самой антенны и окружающих предметов. Введение понятия шумовой температуры как характеристики чувствительности радиотелескопа связано с тем, что в радиодиапазоне интенсивность излучения от источников часто описывается яркостной температурой излучения (см. предыдущую главу). Прохождение слабых космических источников через главный лепесток диаграммы направленности антенны вызывает малые изменения антенной температуры $\delta T_{n,a} \ll T_{n,a}$, и задача сводится к выделению слабого сигнала на фоне шума. При полосе приемника $\Delta\nu$ (она определяется полосой усилителя радиометра) и времени интегрирования сигнала τ минимально обнаружимый сигнал имеет амплитуду

$$\Delta T_{n,a} \sim \frac{T_n}{\sqrt{\Delta\nu \tau}}. \quad (3.3)$$

Здесь T_n – эквивалентная шумовая температура на входе приемного устройства. Она определяется как температура черного тела, при которой мощность его излучения в рабочем интервале частот равна мощности собственных шумов приемного устройства. Подкоренное выражение пропорционально энергии излучения, принятого за время интегрирования. У малошумящих приемников в см диапазоне шумовая температура $T_n < 20$ К и может быть уменьшена дополнительным охлаждением жидким гелием¹.

Как видно из формулы (3.3), для улучшения чувствительности радиотелескопа к широкополосным сигналам требуется расшире-

¹Поясним смысл этой формулы. Пусть источник излучения представляет собой непрерывный широкополосный сигнал, измеряемый в течение времени τ . Фонový сигнал будем характеризовать среднеквадратичным отклонением σ . За критерий обнаружимости сигнала на фоне шума возьмем заданное отношение сигнала к шуму B . Из-за конечности (узости) полосы детектора шум можно считать постоянным, так что за время когерентности $\tau_{coh} = 1/\Delta\nu$ различные реализации шума становятся нескоррелированными, иными словами, участки записи длиной τ_{coh} независимы. Тогда за время накопления сигнала τ имеем $n = \tau/\tau_{coh}$ независимых реализаций фона, каждая из которых характеризуется разбросом значений σ . Значит, за время наблюдения среднеквадратичная ошибка изменения суммы случайных независимых величин (фоновых отсчетов) уменьшается в

ние полосы приемника и увеличение времени наблюдения. Для узкополосных (например, квази-монохроматических) или импульсных сигналов формула для чувствительности изменится. Так, для оптимального приема импульсных сигналов с характерным временем $\hat{\tau}$ полоса приемника должна быть $\Delta\nu \sim 1/\hat{\tau}$.

Радиоинтерферометры. Метод апертурного синтеза

Из-за большой длины радиоволн разрешающая способность отдельных радиотелескопов даже с очень большим диаметром антенны плохая, составляя в лучшем случае несколько угловых минут. Для увеличения разрешающей способности требуется увеличение базы приема радиосигнала. Это достигается методом радиоинтерферометрии, когда сигнал от двух или более радиотелескопов, разнесенных на расстояние S , записывается приемным устройством на каждом телескопе, а затем совместно обрабатывается. Эффективная разрешающая способность при этом становится порядка λ/S . В интерферометрии со сверхдлинной базой используются телескопы, расположенные в разных концах Земли (например, в Европе и в Австралии), при этом достигается разрешающая способность лучше 100 мкс дуги.

В отличие от одиночного радиотелескопа, радиоинтерферометр регистрирует не все изображение, а только одну из пространственных Фурье-гармоник распределения яркости источника по небу. Для построения изображения нужно иметь как можно больше гармоник с разными фазами (метод апертурного синтеза). Это достигается при одновременном наблюдении источника большим числом антенн с разными базами и ориентациями. Например, большая антенная решетка VLA (Very Large Array) в Нью-Мексико (США) состоит из 27 антенн диаметром 25 м каждая, расположенных вдоль образующих в виде буквы Y. Разрешение VLA до 1 угловой секунды на длине волны 10 см.

\sqrt{n} раз: $\sigma_n^2 = \sum_{i=1}^n \sigma_i^2/n(n-1) \sim \sigma^2/n$. Минимально обнаружимый сигнал есть $S_{min} = B\sigma_n = B\sigma/\sqrt{n}$, откуда и следует формула (3.3).

Еще большего разрешения можно добиться, выведя один из радиотелескопов в космос (космический радиоинтерферометр). В настоящее время рассматривается ряд таких проектов, в т.ч. и в России (проект “Радиоастрон”).

3.2.4. Рентгеновские телескопы и детекторы

Для регистрации жестких квантов используют их особенности взаимодействия с веществом. Для регистрации фотонов с энергией менее 20–30 кэВ применяются детекторы, использующие фотоэффект в газе или на поверхности твердого тела. К ним относятся *пропорциональные газонаполненные счетчики*, амплитуда электрического импульса на выходе которых пропорциональна (в некотором спектральном диапазоне) энергии падающего фотона E . Эффективность таких детекторов определяется сечением фотоионизации газа-наполнителя (обычно инертный газ Ar, Xe) и коэффициентом пропускания окна счетчика (обычно используют тонкие фольги легких металлов Be, Al толщиной 10–100 мкм, или органические пленки толщиной 1–10 мкм и меньше. Для быстрого прекращения электрического разряда в инертном газе, вызванного попаданием жесткого кванта, добавляют электроотрицательный газ (метан или CO_2). Спектральное разрешение таких счетчиков невелико ($E/\Delta E \sim 5$) и обратно пропорционально квадратному корню из энергии падающего фотона. Площадь отдельных газонаполненных пропорциональных счетчиков может быть порядка 300 см².

Для регистрации фотонов с энергией $h\nu$ от 30 кэВ до 10 МэВ применяют *сцинтиляционные детекторы*, в качестве которых используют кристаллы NaI или CsI с добавками Tl или сцинтилирующие органические пластмассы. Падающий фотон вызывает в сцинтилирующем веществе вспышку УФ- или видимого излучения, амплитуда которой в определенном спектральном диапазоне пропорциональна энергии поглощенного кванта. Импульсы видимого излучения регистрируются фотоумножителями. Площадь сцинтиляционных детекторов ограничена технологией выращивания монокристаллов CsI или NaI и, как правило, не превышает 100–300 см².

Для регистрации рентгеновских фотонов их иногда предварительно преобразуют в пучок электронов, и лишь потом в видимый свет. Для этих целей используются многонитяные двухкоординатные пропорциональные газонаполненные счетчики, диодные матрицы или матрицы ПЗС.

В мягком рентгеновском диапазоне применяют отражательные фокусирующие телескопы (телескопы с зеркалами косого падения), строящие рентгеновское изображение. Работа таких телескопов основана на росте коэффициента отражения металлов с приближением угла падения к 90° градусам. Высокий коэффициент отражения (свыше 50%) для Au и Pt достигается при углах падения свыше 87° . Хорошее качество рентгеновского изображения дает двухзеркальная система, состоящая из параболоида и гиперболоида вращения (рентгеновский телескоп косого падения типа Уолтера, см. рис. 3.6). Угловое разрешение современных телескопов

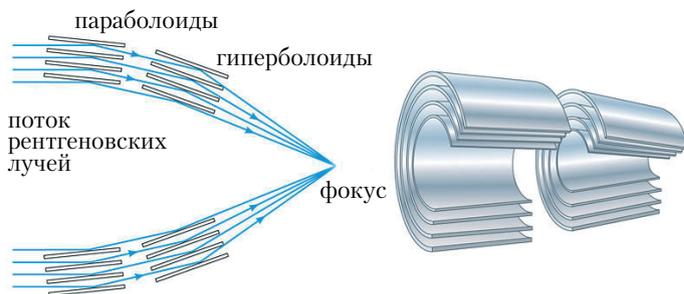


Рис. 3.6. Схема рентгеновского телескопа типа Уолтера с зеркалами косого падения.

косого падения достигает $1''$. Эффективная площадь таких телескопов зависит от энергии фотонов и достигает 20 см^2 на энергиях $0.5\text{--}1 \text{ кэВ}$. Максимальная эффективная площадь телескопов косого падения (около 1000 см^2) реализована на спутниках XMM-Newton (ESA) и Chandra (NASA). Угловое разрешение на телескопе Chandra составляет около $1''$.

Для построения изображений в жестком рентгеновском и гамма-диапазоне ($h\nu \sim 30 \text{ кэВ--}10 \text{ МэВ}$) используют специфический

метод кодированной апертуры. Суть его состоит в том, что перед приемником (обычно это кристаллы CdTe, CsI или Ge) устанавливают мозаику из чередующихся окошек и непрозрачных элементов (обычно из вольфрама или свинца). Маска формирует на элементах детектора “тень” от каждого источника, попадающего в поле зрения, и после специальной математической обработки сигнала можно восстановить направление прихода фотонов относительно маски и их энергию. В настоящее время на космической гамма-обсерватории ИНТЕГРАЛ (телескоп IBIS) этим методом строятся изображения гамма-источников с угловым разрешением порядка 10 угловых минут. Спектральное разрешение для линий в гамма-диапазоне (спектрометр SPI обсерватории ИНТЕГРАЛ) достигает ~ 2.2 кэВ на энергиях 1.33 МэВ.

Еще более жесткое гамма-излучение можно регистрировать и наземными приемниками света. Оптическое излучение, детектируемое приемниками, рождается при прохождении атмосферы быстрыми частицами, образованными при взаимодействии жесткого гамма-кванта с атомами атмосферы (черенковское излучение). Крупнейшая действующая установка для регистрации сверхжесткого гамма-излучения с энергией свыше 100 ГэВ – H.E.S.S.² – состоит из 4 телескопов для регистрации черенковского излучения от космических ливней, порождаемых такими фотонами. Полная площадь каждого зеркала, состоящего из 382 60-см круглых сегментов, порядка 100 кв. м. Установка находится в Намибии в 100 км от столицы – г. Виндхука.

3.3. Физические ограничения на точность астрономических измерений

3.3.1. Когерентность света

Звезды – не точки, они имеют конечный (хотя и очень малый) угловой размер, но воспринимаются телескопами практически все-

²От англ. High Energy Stereoscopic System, а также в честь физика Виктора Гесса, открывшего космические лучи в 1912 году

гда как точечные источники. Например, диск Солнца с радиусом видимой фотосферы $R_{\odot} = 7 \cdot 10^{10}$ см с расстояния 10 пк будет виден под углом $\theta = R_{\odot}/d \approx 0.0006''$. Поскольку наблюдения проводятся телескопами (приемниками) с конечной апертурой (диаметром) D , нужно учитывать дифракцию света: для монохроматического источника с длиной волны λ размер дифракционного кружка изображения точечного источника $\beta_d \simeq 1.22\lambda/D$.³

Если источник не точечный и имеет конечный угловой размер θ , то при $\theta < \beta_d$ источник должен рассматриваться как когерентный, т.к. разница в длине пути лучей с разных “краев” источника меньше половины длины волны (пример – звезда Вега: $\theta = 0.003''$, при $D = 1$ м, $\lambda = 5500 \text{ \AA}$, будем иметь $\beta_{atm} > \beta_d \approx 0.12'' \gg \theta$, т.е. любое отклонение волнового фронта в пределах угла β_d оставляет изображение когерентным – разность фаз не превышает π). Если же $\theta > \beta_d$, то разность фаз лучей с “краев” источника больше π , источник некогерентный, поэтому интерференционная картина при сложении различных частей источника размоется. Таким образом, из-за случайных искажений волнового фронта от источника с угловым размером θ интерференционная картина будет наблюдаться до тех пор, пока $D \leq 1.22\lambda/\theta$. На этом принципе основано определение звездных размеров с помощью интерферометров Майкельсона, благодаря которым удалось измерить диаметры некоторых близких звезд-гигантов еще в 1920-х гг. Основное ограничение при использовании этого метода связано с размытием интерференционной картины атмосферной турбулентностью.

³ Атмосферная турбулентность искажает фронт световой волны, размывая точечное изображение до размеров порядка $1''$, что намного больше диаметра дифракционного кружка. Довольно редко на высокогорных обсерваториях достигается “качество изображения” $\sim 0.1''$ (например, в обсерватории Мауна Кеа (4000 м над уровнем моря) на Гавайских островах, в Европейской Южной Обсерватории в Чили, на горной обсерватории Майданак в Узбекистане). Космические телескопы, разумеется, свободны от влияния атмосферы, и там достигается дифракционный предел углового разрешения. Места установки крупных телескопов тщательно выбираются исходя из того, насколько часто атмосфера позволяет реализовать хорошее качество изображений.

Реальные астрономические источники, как правило, не монохроматические. Для них важно понятие *длины (области) когерентности*. Из оптики известно, что по мере увеличения разности хода двух интерферирующих лучей контраст интерференционных полос уменьшается. Разность хода записывается в виде $\Delta l = c\Delta t$, где Δt – время когерентности. Для источника с полосой частот $\Delta\nu$, время когерентности есть просто $\Delta t = 1/\Delta\nu = (1/c\lambda^2)/\Delta\lambda$, где c – скорость света. Физический смысл длины когерентности прост. Это предельно допустимая разность хода интерферирующих лучей для видности интерференционных полос. В зависимости от соотношения апертура – длина когерентности в различных диапазонах различают *когерентный и некогерентный прием сигнала*.

Рассмотрим, к примеру, оптический диапазон, $\lambda = 5000 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 100 \text{ \AA}$. Для него $l_{coh} \simeq 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ и составляет \sim несколько длин волн. Наоборот, в радиодиапазоне, где используются узкополосные детекторы ($\lambda = 1 \text{ см}$, $\Delta\nu = 100 \text{ МГц}$), длина когерентности $l_{coh} = c/\delta\nu \simeq 300 \text{ см}$ и составляет \sim несколько сотен длин волн. Поэтому в длинноволновом (радио, субмиллиметровый ИК) диапазоне может осуществляться когерентный прием сигнала и достигаться очень высокое угловое разрешение (радиоинтерферометрия). В оптике и более жестком диапазоне энергий прием практически всегда некогерентный. Несмотря на это, можно осуществить оптическую интерферометрию, используя идею метода апертурного синтеза (см. выше). Для этого требуется по крайней мере два телескопа на расстоянии S друг от друга. Источник наблюдается с короткими экспозициями (чтобы турбулентность атмосферы не размыла интерференционную картину) при различных ориентациях оси телескоп-телескоп относительно источника (этому помогает суточное вращение Земли). Полученная интерференционная картина в принципе позволяет достигать углового разрешения λ/S . Для этого требуется, чтобы лучи от обоих телескопов были сведены в едином фокусе с разностью хода, не превышающей длину когерентности. Эта технически сложная задача реализуется на 4-х телескопах VLT Европейской Южной Обсерватории, где эк-

вивалентный диаметр объектива интерферометра VLT равен 16 м. Этому диаметру соответствует угловое разрешение $0.006''$ на длине волны 5000\AA .

К концу 2001 года были получены первые интерферометрические наблюдения на двух телескопах VLT, работающих в режиме интерферометра с базой 102 м. Измерены угловые размеры нескольких звезд на уровне десятка микросекунд дуги (рекорд наземных наблюдений). В 2002 г. у быстровращающейся звезды Ахернар, α Egi, 20-часовая экспозиция на длине волны 2.2 микрона позволила измерить отношение полярного к экваториальному радиусу с беспрецедентно высокой 5% точностью. К 2010 г. планируется запуск космического интерферометра TPF (Terrestrial Planet Finder), состоящего из четырех 3.5-м телескопов с максимальной базой 1 км. Угловое разрешение этого интерферометра достигнет $0.001''$ на длине волны 3 мкм и главной научной задачей будет поиск планет земного типа вокруг ближайших звезд.

3.3.2. Спекл-интерферометрия

Как сказано выше, атмосферная турбулентность искажает волновой фронт и “размывает” изображение звезды. На рис. 3.7 схематически показано прохождение волнового фронта через турбулентную атмосферу. Для количественной характеристики масштаба турбулентности в атмосфере вводится параметр r_0 (так называемый параметр Фрида). По физическому смыслу он эквивалентен диаметру телескопа, дифракционный предел которого λ/r_0 равнялся бы угловому размеру изображения точечного источника, обусловленному турбулентной атмосферой в данном месте и в данное время. Параметр Фрида зависит от длины волны источника ($r_0 \propto \lambda^{6/5}$) и в оптическом диапазоне варьируется в пределах 5–20 см. Чем больше средний параметр Фрида, тем более пригодно место для астрономических наблюдений. Если диаметр объектива телескопа меньше r_0 , то турбулентные движения воздуха не размывают дифракционного изображения, создаваемого объективом,

хотя вызывают его быстрые хаотические перемещения в пределах турбулентного диска.

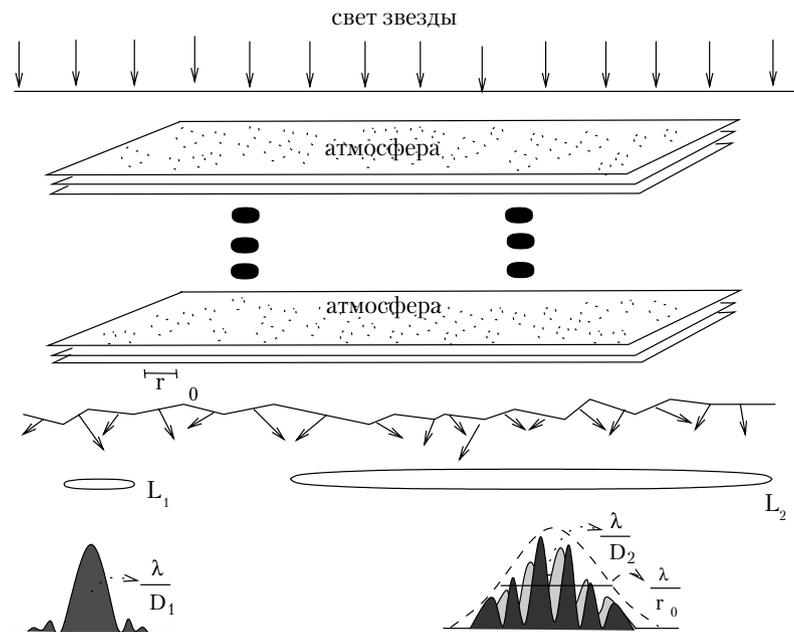


Рис. 3.7. Прохождение света через турбулентную атмосферу. Слева – регистрация телескопом малой апертуры D_1 , справа – телескопом большой апертуры $D_2 \gg r_0$. r_0 – параметр Фрида, характеризующий масштаб турбулентности.

Таким образом, телескоп малых размеров D_1 строит дифракционное изображение размером λ/D_1 и практически не чувствует атмосферного размытия (левая часть рис. 3.7). Телескоп большого диаметра $D_2 \gg r_0$ (правая часть рис. 3.7) одновременно строит большое число отдельных дифракционных изображений источника, которые размываются турбулентностью в области с угловыми размерами $\beta \approx \lambda/r_0 \gg \lambda/D_2$. Это объясняет, почему при достаточно длинных экспозициях угловое разрешение большого телескопа *полностью* определяется размером создаваемого атмосферой изображения.

Разумеется, вынос телескопа за атмосферу (например, космиче-

ский телескоп им. Хаббла) снимает проблему влияния атмосферы, но это весьма дорогостоящий способ улучшения качества изображения. В 1970-х гг. французский астроном Лабейри (A. Labeyrie) для увеличения углового разрешения больших наземных телескопов предложил метод спекл-интерферометрии⁴, получивший широкое распространение. Метод состоит в статистической обработке изображения, зафиксированного при очень коротких экспозициях ($\tau < \tau_0 \simeq r_0/\Delta v \sim 0.01$ с, Δv – дисперсия турбулентных скоростей в атмосфере), за время которых дифракционное изображение не “размазывается” атмосферой (ср. мерцание звезд!) (рис. 3.8). На одной спеклограмме (сверху слева) отчетливо видны отдельные изображения двойной звезды (“спеклы”). Каждый “спекл” представляет собой дифракционное изображение источника, построенное объективом телескопа D . Их число в пределах турбулентного диска звезды $\sim (D/r_0)^2$. Если сложить последовательные спеклограммы (в правой верхней части рисунка сложены 128 спеклограмм), увеличивая тем самым время экспозиции, то из-за случайности фаз отдельных дифракционных изображений деструктивная интерференция замоет картину (вверху справа). Однако простая математическая обработка одной спеклограммы позволяет восстановить исходную картину (нижняя часть рисунка). Например, в нижней части рисунка приведена автокорреляционная функция верхней спеклограммы. Отчетливо видна главная звезда (большой пик) с дифракционным разрешением λ/D и звезда-спутник меньшей интенсивности (маленький пик справа и слева от большого; пики по краям картинка являются артефактами процедуры обработки).

Для успешной спекл-интерферометрии существенны два условия: 1) короткие экспозиции (\ll характерного времени турбулентных дрожаний) и 2) достаточно узкая полоса приемника, чтобы за время экспозиции остаться в зоне когерентности. Интерференционная картина (спеклы) от источника конечных угловых размеров будет видна, если угловой размер его изображения меньше отно-

⁴От англ. *speckle* – зернышко

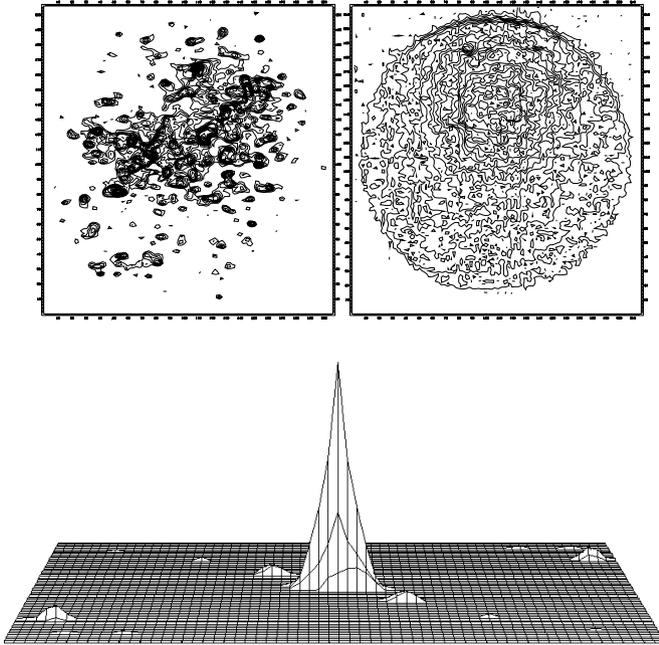


Рис. 3.8. Спеклограмма двойной звезды HR 4689 (вверху слева), сумма 128 спеклограмм (вверху справа) и автокорреляционная функция одной спеклограммы (внизу), на которой отчетливо видна двойственность источника.

шения длины когерентности к диаметру телескопа; в этом случае лучи от разных точек объекта останутся когерентными.

Пример: звезда с угловым диаметром $\theta = 0.001''$, длина волны $\lambda = 5000\text{\AA}$, телескоп $D = 1$ м. При этом можно делать спеклинтерферометрию (и, например, измерить угловой диаметр этой звезды или угловое расстояние между двумя тесными звездами) уже при полосе приемника $\Delta\lambda < \lambda^2 / (D\theta) \simeq 6000 \text{\AA}$.

3.3.3. Активная и адаптивная оптика

Другой способ борьбы с атмосферной турбулентностью состоит в использовании *активной и адаптивной оптики*. Под активной оптикой понимают способность главного зеркала изменять свою форму для корректировки низкочастотных (1 Гц и ниже) дрожа-

ний изображения. Под адаптивной оптикой понимают оптические устройства, которые механически изменяют свои параметры таким образом, чтобы скомпенсировать высокочастотные (десятки–сотни Гц) искажения волнового фронта, вызванные атмосферной турбулентностью и иными причинами. В астрономических приборах в качестве адаптивной оптики используют специальные деформируемые зеркала диаметром порядка 20 см, форма поверхности которых изменяется в процессе экспозиции. Число сенсоров обратной связи, деформирующих зеркало (т.н. активаторов), грубо определяется из требования

$$N_a \sim (D/r_0)^2 \propto \lambda^{-12/5}$$

(D – диаметр главного зеркала телескопа; зависимость от длины волны получена теоретически). Обратная зависимость от длины волны показывает, что активная оптика должна лучше работать в красной области спектра. В реальных устройствах число активаторов не превышает 100.

Свет от главного (активного) зеркала направляется на деформируемое зеркало (адаптивная оптика), которое “корректирует” волновой фронт и направляет исправленный пучок в основной фокус. Корректировка осуществляется в реальном времени путем подачи специального корректирующего сигнала на активаторы деформируемого зеркала. Сигнал вырабатывается устройством, измеряющим наклон и кривизну волнового фронта света, отраженного от главного зеркала. Все крупные современные телескопы снабжены адаптивной оптикой для увеличения углового разрешения.

Для контроля за формой волнового фронта используют либо яркую реперную звезду, либо (если рядом с наблюдаемым объектом ярких звезд нет) “искусственную звезду”, т.е. кратковременную подсветку участка неба мощным лазерным импульсом. Лазер обычно настраивается на частоту резонансного перехода D_2 атома натрия. Свечение образуется в атмосфере на высотах порядка 90 км.

3.3.4. Статистика фотонов. Дробовой и волновой шум.

Рассмотрим стационарный источник света, принимаемый детектором интегральный поток от которого в среднем составляет n_* квантов/с. В оптическом и более коротковолновом диапазонах вероятность регистрации n квантов за время t подчиняется с большой точностью статистике Пуассона (исключения см. ниже)

$$p(n) = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} e^{-\langle n \rangle}, \quad (3.4)$$

где $p(n)$ – вероятность того, что будет зафиксировано n квантов, $\langle n \rangle = n_* t$ – математическое ожидание числа принятых квантов. Важное свойство статистики Пуассона: среднеквадратичные флуктуации числа n определяются величиной $\langle n \rangle$

$$\sigma_n^2 = (n - \langle n \rangle)^2 = \langle n \rangle. \quad (3.5)$$

Следует заметить, что на самом деле статистика Пуассона хорошо соблюдается только для высокочастотных диапазонов спектра (оптика и более коротковолновая область), в которых отчетливо выражены квантовые свойства света. В низкочастотных диапазонах (ИК, радио) более важны волновые свойства света⁵.

⁵В более общем случае приход фотонов описывается *статистикой Пойа*, для которой $\sigma_n^2 = \langle n \rangle + \alpha \langle n \rangle^2$, где коэффициент α изменяется от $\alpha \ll 1$ для ИК и более коротковолновых фотонов и близок к 1 в радиодиапазоне. Первое слагаемое соответствует дробовому шуму $\sigma_n \propto \sqrt{\langle n \rangle}$. Второе слагаемое описывает т.н. *волновой шум* $\sigma_n \propto \langle n \rangle$, который становится важен, когда полоса частот приемника ограничена, а излучение частично когерентно (например, при наблюдениях в радиодиапазоне). Физическая природа волнового шума связана с тем, что фотоны – бозе-частицы с целым спином 1, и одинаковые фотоны (с той же энергией и поляризацией) стремятся “сгруппироваться” друг с другом. Классическое рассмотрение связывает появление волнового шума с биениями между колебаниями близких частот из полосы $\Delta\nu$. Как следствие, вероятность обнаружить последовательно два кванта одной и той же поляризации как функция времени оказывается почти в 2 раза выше, чем по статистике Пуассона уже при $t < 0.2\Delta\nu^{-1}$.

3.4. О точности измерений световых потоков

Реально регистрируемое число фотонов можно представить себе как математическое ожидание числа фотонов от источника (*сигнал*), попавших на детектор за время экспозиции t (т.е. среднее число $\langle n \rangle$, которое регистрируется приемником), плюс случайная величина с дисперсией σ_n^2 , связанная со случайными (статистически) флюктуациями потока квантов самого источника, плюс случайная величина с дисперсией $\sigma_{\text{ф}}^2$, связанная с фоном неба. Назовем сумму двух последних величин *шумом*.

Основная задача любого астрономического наблюдения – не только *зарегистрировать* источник, но и по возможности точнее *измерить* поток излучения. Для регистрации источника достаточно различить его сигнал на фоне шума, приняв за количественный критерий заданный уровень отношения сигнал/шум. Измерение какой-либо физической величины (потока, интенсивности) характеризуется точностью, с которой мы эту величину определяем. Для уверенной регистрации источника, не говоря уже об измерении приходящего от него потока излучения, отношение сигнала к шуму должно быть существенно больше 1 (в противном случае велика вероятность обнаружить много “ложных” источников). Обычно в качестве минимального порога регистрации выбирают $S/\text{Ш} = 3 - 5$, что соответствует ошибке измерения \sim в 30 и 20%, соответственно. При астрономических наблюдениях энергия фотонов, собранных телескопом за время экспозиции, преобразуется детектором в иные формы энергии и в конечном счете выводится в цифровом виде (например, как число фотоэлектронов, выбитых из катода). Затем отсчеты калибруются и таким образом устанавливается однозначное соответствие между скоростью счета детектора и падающим потоком фотонов в данном диапазоне энергий.

За время экспозиции телескоп собирает кванты, идущие как от источника, так и фоновые кванты (рассеяние постороннего света в атмосфере, собственное свечение атмосферы и т.д.). Фон неба будем характеризовать его яркостью S [квант/(см²·с·стер)]. Типичное значение яркости фона в сине-зеленой (В) области составляет

21.5 звездная величина с кв. секунды дуги, что соответствует интенсивности $\sim 2.5 \cdot 10^{-3}$ квантов/(см²·с·кв. сек. дуги). Фон неба увеличивается в красной области из-за свечения атмосферных молекул ОН.

Пусть t – время экспозиции, β – угловой размер изображения (обычно лимитируемый атмосферой), D – размер объектива телескопа, S – яркость фона неба [квант/(см²·с·стер)], f_* – поток от источника [квант/(см²·с)], η – квантовый выход приемника.

Считая площадь объектива $\approx D^2$ и площадь, занимаемую источником на небе β^2 стерадиан, получаем, что среднее число квантов, зарегистрированных за время экспозиции от источника, равно $n_* = \eta D^2 t f_*$, от фона $n_\Phi \approx \eta D^2 t \beta^2 S$, а от источника и фона вместе:

$$n_{*+\Phi} = \eta D^2 t (f_* + \beta^2 S).$$

Будем считать, что за время экспозиции фон не меняется и флуктуации числа квантов носят пуассоновский характер. Тогда разброс отсчетов относительно среднего значения будет $\sqrt{n_{*+\Phi}}$, а разброс измеряемого сигнала $n = n_{*+\Phi} - n_\Phi$ характеризуется среднеквадратичной ошибкой $\sigma = \sqrt{n_{*+\Phi} + n_\Phi}$ (по закону сложения дисперсий случайных независимых величин).

Относительная ошибка измерения сигнала от звезды характеризуется относительной флуктуацией отсчетов всего измеряемого сигнала, т.е. величиной

$$\epsilon = \frac{\sqrt{n_{*+\Phi} + n_\Phi}}{n_*} = \frac{\sqrt{\eta D^2 t (f_* + 2\beta^2 S)}}{\eta D^2 t f_*}.$$

Рассмотрим два предельных случая:

А) Случай яркой звезды, $n_* \gg n_\Phi$. Тогда фоном неба можно пренебречь и

$$\epsilon_b \simeq \sqrt{n_*}/n_* = 1/\sqrt{n_*} = \frac{1}{D\sqrt{\eta t f_*}}.$$

Отсюда видно, что минимально обнаружимый поток при заданной точности регистрации $f_{\min} \sim 1/(D^2 t)$. Чем больше диаметр телескопа, тем при меньших экспозициях достигается требуемая точность измерения, а увеличение времени экспозиции эквивалентно

увеличению площади объектива D^2 . Чтобы с той же ошибкой измерить вдвое более слабый сигнал требуется вдвое большее время экспозиции или вдвое большая *площадь* телескопа.

Пример: Какая звездная величина может наблюдаться электрофотометром (квантовый выход $\eta = 0.1$) на 6-м телескопе за время экспозиции 10^{-3} с с точностью 1%? Считать, что звезда яркая и фоном неба можно пренебречь. Ответ: $\eta t = 10^{-4}$ с, $D = 600$ см, откуда $f_* = 1/(\epsilon_b^2 D^2 \eta t) \simeq 370$ кв./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, а учитывая $0^m \rightarrow 10^6$ кв./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, получаем $m_{lim} = 2.5 \lg \frac{10^6}{370} \approx 6^m$ – то есть очень яркая звезда (на пределе видимости невооруженным глазом). Именно поэтому, например, метод спекл-интерферометрии может применяться только для весьма ярких звезд даже на самых крупных телескопах.

Б) Случай слабого объекта $n_* < n_\phi$. Имеем

$$\epsilon_f \simeq \frac{\sqrt{2n_\phi}}{n_*} = \frac{\sqrt{2\eta D^2 \beta^2 S t}}{\eta D^2 t f_*} = \frac{\beta}{D f_*} \sqrt{\frac{2S}{\eta t}}.$$

Минимально обнаружимый поток при этом $f_{min} \sim (\beta/D) \sqrt{S/t}$ зависит как от яркости неба S (что интуитивно ясно), так и в еще большей степени от фактического углового размера изображения звезды β . В этом случае, в отличие от случая А), для измерения с той же точностью вдвое более слабого сигнала необходимо вдвое увеличить *диаметр* телескопа D (а не его площадь) или вчетверо – время экспозиции t .

Полученное выражение, хотя и пригодно лишь для грубых оценок, наглядно описывает возможность регистрации предельно слабых источников на фоне шумов, связанных с флуктуацией числа фоновых квантов неба. Из него, в частности, следует, что предельно регистрируемые потоки обратно пропорциональны не площади, а диаметру объектива, и что улучшение качества изображения играет такую же роль, как и увеличение диаметра объектива.

Пример: Определить предельную звездную величину в Москве при наблюдениях на 1-м телескопе. Для предельной величины полагаем относительную точность $\epsilon_f \simeq 30\%$. Фон неба в лучшие ночи 19^m /кв. секунды дуги из-за сильной городской засветки. $D = 1$ м,

$\eta = 0.1$, $t = 10$ с, $\beta = 1''$ (лучшие мартовские или сентябрьские ночи в новолунии). Сначала находим фон неба в единицах потока: $S_{19m} \beta^2 \approx 2.5 \cdot 10^{-2}$ кв./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) (здесь учтено, что 1 кв. сек. дуги составляет $\approx (2 \cdot 10^5)^{-2}$ стер), а потом определяем $f_*^{(lim)} \approx 1.5 \cdot 10^{-3}$ кв./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$), т.е. $m_{lim} = 2.5 \lg \frac{10^6}{1.5 \cdot 10^{-3}} \approx 21^m$. Обратите внимание, что звезда значительно слабее (примерно в 10 раз по потоку) фона неба!

3.4.1. Спектральные наблюдения

Основная информация астрофизического характера связана с анализом спектров. Спектральные исследования проводятся не только в оптическом, но и во всех областях спектра – от гамма до радиодиапазона. Важнейшие спектральные линии, изучаемые в астрофизике, представлены в Таблице 3.1.

Мы остановимся здесь только на спектральных приборах в оптическом и близком к нему диапазонах. Для получения распределения энергии в том или ином диапазоне длин волн используются два основных типа аппаратов – это дифракционные спектрографы и оптические интерферометры.

Самый распространенный спектральный прибор – классический *дифракционный спектрограф*. Спектр представляет собой совокупность монохроматических изображений щели, построенных объективом камеры спектрографа. Разложение света в спектр происходит при отражении света, прошедшего через узкую щель, от дифракционной решетки. Входная щель спектрографа обычно располагается в фокальной плоскости объектива, где строится изображение источника, вырезая, таким образом, небольшую часть изображения, если источник не точечный. В случае точечного источника в щель должен проходить основной поток света от него. Поэтому для получения спектра звезд (или спектра мелких деталей протяженного источника, например, галактики) ширина щели должна соответствовать качеству изображения β . По тем же причинам, какие были рассмотрены в предыдущем разделе, чем выше качество

Таблица 3.1. Некоторые важные астрофизические линии

Линия	$\nu, \lambda, h\nu$	Физическая особенность	Источники
Радио			
HI	21 см	Сверхтонк. расщеп. 1S_0	Облака HI
OH	18 см	Мазер	Молодые звезды, обл. звездообразования
2H	327 МГц	Сверхтонкая струк. дейт.	Измеряют обилие D/H
Оптика			
H_α	6563 Å	Осн. линия H в опт.	Звезды (в погл.), эмис. туман., акт. ядра гал. (в эмиссии) OIII>OIII
	4959, 5007 Å	Яркий запр. дублет	Эмис. тум., акт. ядра гал.
УФ			
Ly_α	1216 Å	Рез. линия H	Только близкие ист. или далекие квазары
Рентген			
FeI-XVII	6.4 кэВ	K_α Флуоресц. эмиссия ионов Fe	Аккр. диски, рент. дв.
FeXXV	6.7 кэВ	корональное свечение плазмы	Акт. ядра галактик
FeXXVI	6.9 кэВ		Газ в скопл. галактик
Гамма			
e^+e^-	511 кэВ	Аннигиляция пар $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$	Жесткие рент. источники, центр Галактики
$n \rightarrow ^2H$	2.223 МэВ	Образование дейтерия $n + p \rightarrow D + \gamma$	В солн. вспышках
^{56}Ni	0.847 МэВ	Радиоакт. распад изотопов	Молодые остатки сверхновых
	1.238 МэВ	$^{56}Ni \rightarrow ^{56}Co \rightarrow ^{56}Fe$	
^{26}Al	1.808 МэВ	$^{26}Al \rightarrow ^{26}Mg$	Диффуз. изл. в галактике
π^0	77 МэВ	Распад пи-мезонов $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	Взаимодействие косм. лучей с молек. газом

изображения, тем более слабые объекты или более мелкие детали можно исследовать по их спектру.

Для одновременного получения спектров большого числа объектов, находящихся в поле зрения телескопа (или деталей одного объекта) созданы панорамные спектральные приемники, где по отдельным каналам (например, с помощью световодов) на вход спектрографа направляется свет от различных точек изображения в фокальной плоскости телескопа.

В качестве интерференционного прибора для спектрального анализа обычно используется *интерферометр Фабри–Перо*, основу которого составляют две полупрозрачные параллельные зеркальные пластины. Интерферируют пучки света, прошедшие через пластины и испытавшие разное число отражений. С изменением длины волны перемещается положение интерференционных максимумов, соответствующих выбранной спектральной линии (меняется радиус колец равного наклона), поэтому по положению интерференционных полос или их “размытию” (из-за конечной спектральной ширины линии) можно измерить профиль линии и определить ее доплеровский сдвиг. Если сквозь такой интерферометр наблюдается протяженный источник с линейчатым спектром, то, меняя с определенным шагом расстояние между пластинами и записывая форму и положение колец при каждом изменении, можно восстановить спектр (в узком выбранном интервале) с высоким порядком интерференции и высоким спектральным разрешением сразу для многих тысяч точек источника (так называемая двумерная спектроскопия). Этот метод часто используется, например, для изучения полей скоростей газовых облаков и целых галактик.

Информация, получаемая по анализу спектров, очень многообразна. По виду спектра источника можно судить о механизме излучения (поглощения), а, следовательно, и о природе источника. Измеряя положение спектральных линий и их ширину, можно по эффекту Доплера оценить лучевую скорость источника (или той среды, которая ответственна за образование линий), скорости внутренних (тепловых или турбулентных движений) газа, скорости

вращения планет, звезд или галактик. Изучение профилей линий в некоторых случаях позволяет оценить плотность газа (в звездных атмосферах) и индукцию пронизывающего газ магнитного поля. По относительной интенсивности спектральных линий определяется химический состав источника, величина поглощения, испытываемого светом, плотность и температура газа. Информация, получаемая из спектра, позволяет также производить различные косвенные оценки (например, расстояние до галактик – через закон Хаббла, светимости звезд – по существующим эмпирическим зависимостям между светимостью и относительной интенсивностью различных линий), и даже измерять массу и возраст звезд (по положению на диаграмме Герцшпрунга–Рессела). Поэтому спектральные наблюдения являются основными для астрофизических исследований.

Глава 4.

Межзвездная среда

Основные составляющие. Важнейшей составляющей частью Галактики помимо звездных компонент является межзвездная среда (МЗС). Межзвездный газ (в основном водород) в нашей Галактике составляют несколько процентов от массы видимого вещества, но его роль крайне велика. Доля газа в массе галактики является ее важнейшей характеристикой и определяет активность процесса звездообразования. В спиральных и неправильных галактиках в холодных массивных газо-пылевых комплексах создаются подходящие условия для развития гравитационной (джинсовской) неустойчивости и происходит рождение звезд. В процессе термоядерной эволюции звезды теряют массу в виде звездного ветра. В конце эволюции звезд при образовании компактных остатков происходит сброс оболочки звезды (в виде планетарной туманности для звезд умеренных масс и при вспышке сверхновой для звезд массивнее 10 масс Солнца). Таким образом, происходит постоянный круговорот газ-звезды-газ, при котором полная масса газа постепенно уменьшается, т.к. часть барионов остается в виде компактных остатков (белых карликов, нейтронных звезд, черных дыр), а часть – выбрасывается из галактики в межгалактическое пространство. Кроме газа к компонентам межзвездной среды также относят межзвездную пыль (около 1% от массы газа), межзвездные магнитные поля и космические лучи.

Перечислим основные наблюдательные проявления межзвездной среды:

- 1) Наличие светящихся туманностей ионизованного водорода

(HII) вокруг горячих звезд и отражательных газо-пылевых туманностей.

- 2) Ослабление света звезд (межзвездное поглощение) в непрерывном спектре и отдельных линиях, а также покраснение света (селективное поглощение пылью).
- 3) Поляризация света на пылинках межзвездной среды, ориентированных вдоль крупномасштабного магнитного поля Галактики.
- 4) Инфракрасное излучение межзвездной пыли.
- 5) Мягкое рентгеновское излучение горячего газа, нагретого ударными волнами, возникающими при вспышках сверхновых и при истечении мощного звездного ветра от ассоциаций молодых массивных OB-звезд (т.н. корональный газ).
- 6) Радиоизлучение нейтрального водорода (HI) на длине волны 21 см и различных молекул в линиях см и мм диапазона.
- 7) Излучение космических мазеров на молекулах H_2O , OH, метанола и др., возникающих преимущественно в холодных плотных областях звездообразования.
- 8) Синхротронное излучение релятивистских электронов в межзвездных магнитных полях.

Межзвездная среда была открыта в 1904 г. Гартманом, который обнаружил неподвижные линии поглощения в спектрах двойных звезд, наблюдавшихся с целью проверки эффекта Доплера (зная орбитальный период обращения, можно определить скорость движения компонент и т.о. предвычислить амплитуду смещения линий поглощения в спектрах движущихся звезд). К 1938 г. были отождествлены линии многих межзвездных молекул – CH, CH^+ , CN, C_2 , NH. Естественно, присутствие этих молекул не отражает

истинного химического состава межзвездной среды – тяжелые элементы (Fe, Si, C и т.д.) входят в состав твердых межзвездных пылинок, а самые распространенные элементы – невозбужденный нейтральный и молекулярный водород и гелий – не наблюдаются в оптическом диапазоне. В 1965 г. был открыт первый космический мазер на молекуле OH ($\lambda = 18$ см). В 1973 г. с борта специализированного УФ-спутника “Коперник” ($\lambda < 3000 \text{ \AA}$) было открыто большое количество линий всевозможных межзвездных молекул, среди которых особенно важной является линия $\text{H}_2 1108 \text{ \AA}$, наблюдаемая в поглощении.

Пространственное распределение межзвездной среды характеризуется сложной структурой, состоящей из отдельных компактных образований, холодных и теплых облаков, окруженных более горячим газом. Основные составляющие МЗС и их физическое состояние просуммированы в Таблице 1.

Основная особенность МЗС – ее крайне низкая плотность. Типичные величины концентрации атомов $0.1\text{--}1000$ в см^3 , и при характерных скоростях около 10 км/с время столкновения между отдельными частицами достигает десятков тысяч лет. Это время на много порядков превышает характерные времена жизни атомов в возбужденных состояниях (на разрешенных уровнях – порядка 10^{-8} с). Следовательно, поглощенный атомом фотон успевает вновь излучиться при переходах атома вниз с возбужденного уровня, так что вероятность истинного поглощения неионизирующих квантов атомами МЗС (когда энергия поглощенного фотона переходит в кинетическую энергию хаотического движения частиц) при каждом событии крайне мала.

Линия поглощения становится различимой на фоне непрерывного спектра (континуума) обычно при оптических толщинах в центре линии $\tau_{\lambda_0} \gtrsim 0.1$. Сечение поглощения $\sigma(\lambda)$ связано с оптической толщиной соотношением $\tau_\lambda = \int \sigma(\lambda) n ds = \sigma(\lambda) N$, где $N = \int n ds$ – число атомов на луче зрения. Расчет показывает, что в оптическом диапазоне сечение поглощения в центре наиболее силь-

Таблица 4.1. Основные составляющие МЗС

Фаза	T, K	$n, \text{см}^{-3}$	Масса облаков, M_{\odot}	Размер, пк	Доля зани- маемого объема [†]
Корональный газ	$\approx 5 \cdot 10^5$	~ 0.003	—	—	$\sim 0.3 :$
Зоны НИ низкой плотности	$\approx 10^4$	~ 0.3	—	—	~ 0.1
Межоблачная среда	$\approx 10^4$	~ 0.1	—	—	~ 0.4
Теплые области НИ	$\sim 10^3$	~ 1	—	—	~ 0.01
Облака НИ	≈ 80	~ 10	~ 100	~ 10	~ 0.01
Молекулярные облака	≈ 10	$\sim 10^3$	~ 300	~ 1	$\sim 10^{-5}$
Глобулы	≈ 10	$\sim 10^4$	~ 20	~ 0.3	$\sim 3 \cdot 10^{-9}$
Яркие области НИ	$\approx 10^4$	~ 30	~ 300	~ 10	$\sim 10^{-4}$
Гигантские моле- кулярные облака	~ 20	~ 300	$\sim 3 \cdot 10^5$	~ 40	$\sim 3 \cdot 10^{-4}$
Мазерные кон- денсации	≥ 100	$\sim 10^{10}$	$\sim 10^5$	$\sim 10^{-5}$	

[†] Вблизи плоскости Галактики

ных линии $\sigma(\lambda_0)$ достигает $10^{-12} - 10^{-13} \text{ см}^2$, что намного больше сечения фотопоглощения в непрерывном спектре.¹

По линиям поглощения МЗС, наблюдаемых в спектрах звезд, можно определять примеси с крайне малой концентрацией. Например, считая, что свет прошел в МЗС расстояние $300 \text{ пак} \sim 10^{21} \text{ см}$ (характерное расстояние до ярких звезд), находим, что по межзвездным линиям поглощения можно определять концентрацию

¹Сечение фотоионизации атома по порядку величины равно квадрату размера борховской орбиты, с которой возбуждается электрон, а сечение поглощения в центре линии при связанно-связанных переходах порядка квадрата длины волны поглощаемого кванта. Длина волны излучения при связанно-связанных переходах по порядку величины в $1/\alpha \approx 137$ раз больше радиуса борховской орбиты (см. подробнее в Приложении).

поглощающих атомов $n \sim 10^{-8} - 10^{-10} \text{ см}^{-3}$, то есть 1 атом в объеме $10^2 - 10^4 \text{ м}^3$!

Отсутствие локального термодинамического равновесия. Прозрачность областей МЗС для излучения определяют важнейшее физическое свойство межзвездной плазмы – отсутствие *локального термодинамического равновесия* (ЛТР). Напомним, что в условиях *полного термодинамического равновесия* все прямые и обратные процессы идут с одинаковыми скоростями (соблюдается т.н. принцип детального баланса) и существует только одно значение температуры, которое определяет физическое состояние среды. В межзвездной среде концентрация атомов мала, оптические толщины малы, и ЛТР не выполняется. Это приводит к двум важным следствиям:

1) Температура излучения, пронизывающая МЗС (в основном, излучение от звезд), не соответствует температуре среды, причем электронная и ионная температуры плазмы могут сильно отличаться друг от друга в нестационарных процессах, поскольку обмен энергиями между этими частицами при их столкновениях происходит очень медленно.

2) Распределение атомов и ионов по населенностям уровней определяется балансом процессов ионизации и рекомбинации, однако в отличие от ЛТР, не выполняется принцип детального баланса. Например, в *корональном приближении* (предел низкой плотности частиц, название происходит от физического состояния плазмы в Солнечной короне) ионизация атомов производится электронным ударом, а снятие возбуждения – спонтанными излучательными переходами. В зонах ионизованного водорода и в квазарах газ ионизован жестким УФ-излучением центрального источника и населенность уровней определяется процессами излучательной рекомбинации. В этих примерах прямые и обратные элементарные процессы имеют разную природу, поэтому условия далеки от равновесных.

Однако даже в очень разреженной космической плазме, в отличие от нейтрального газа, максвелловское распределение элект-

тронов по скоростям, соответствующим температуре среды, устанавливается за время много меньшее характерного времени между столкновениями электронов с ионами (столкновения обусловлены дальнедействием кулоновских сил, искривляющих траекторию движения частиц, пролетающих мимо друг друга²). Поэтому при ударном возбуждении атомов для распределения частиц по энергиям можно пользоваться формулой Больцмана.

4.1. Физические особенности разреженной космической плазмы

4.1.1. Запрещенные линии

Отличительной характеристикой излучения, возникающего в оптически тонкой разреженной среде, является излучение в *запрещенных линиях* атомов. Запрещенные спектральные линии – линии, образующиеся при переходах в атомах с метастабильных уровней (т.е. запрещенные правилами отбора для электрических дипольных переходов). Характерное время жизни атома в метастабильном состоянии – от 10^{-5} с до нескольких суток и более. При высоких концентрациях частиц ($n \sim 10^{19}$ см⁻³ в земной атмосфере, $n_e \sim 10^{16}$ см⁻³ в солнечной фотосфере) столкновения частиц (т.н. удары второго рода) снимают возбуждение атомов, и запрещенные линии не наблюдаются из-за крайней слабости.

При малых плотностях интенсивность излучения в линиях не зависит от вероятности перехода (которая равна обратному времени жизни возбужденного электрона на метастабильном уровне), а определяется только квадратом плотности среды, т.е. частотой

²В полностью ионизованной плазме концентрация электронов и ионов одинакова $n_e = n_i$, а время установления изотропного Максвелловского распределения для электронной и ионной компонент равны, соответственно, $\tau_{e,i} \sim \sqrt{m_{e,i}}(kT)^{3/2}/(\ln \Lambda_{e,i} Z_i^2 e^4 n_i)$, где e , m_e – заряд электрона и его масса, Z_i , m_i – атомный номер иона и его масса, $\ln \Lambda_{e,i} \sim 2 - 20$ – кулоновский логарифм, учитывающий дальнедействие кулоновских сил. Например, для чисто водородной плазмы ($Z_i = 1$) с параметрами $n = 1$ см⁻³, $kT = 1$ эВ ($T \sim 10^4$ К) находим $\tau_e \sim 10^5$ с

столкновения частиц. В условиях ЛТР относительная заселенность энергетических уровней ионов определяется формулой Больцмана, не зависит от концентрации свободных электронов и экспоненциально спадает для высоких уровней. Если ЛТР нет, то заселенность энергетических уровней следует рассчитывать из баланса элементарных процессов возбуждения и деактивации. Рассмотрим, например, *корональное приближение*, когда возбуждение атомов осуществляется только электронными ударами. Это приближение применимо к разреженной плазме солнечной короны (отсюда название) и в плазме вокруг источников, у которых фотоионизацией можно пренебречь (например, внутри остатков сверхновых). Для грубых оценок оно может быть применено к межзвездным областям НII. В этом приближении стационарная населенность любого (скажем, k -го) уровня N_k одного атома или иона элемента X будет прямо пропорциональна числу его столкновений с электронами в единицу времени, которая прямо пропорциональна плотности свободных электронов n_e , и обратно пропорциональна полной вероятности перехода (в единицу времени) на нижележащие уровни:

$$N_k \propto n_e / \sum_{1 \leq i < k} A_{ki},$$

где A_{ki} [1/с] – вероятность перехода на i -й уровень (т.е. обратное время жизни электрона в возбужденном состоянии). Мощность излучения на частоте перехода ν_{kj} с уровня k на уровень $j < k$ из единицы объема составляет $L_{kj} = (N_k A_{kj}) n_X h \nu_{kj}$ [эрг/(см³·с)], где n_X – концентрация атомов (ионов) элемента α , которую обычно записывают через относительную долю α_X к концентрации атомов водорода, $n_X = \alpha_X n_H$.

Отсюда следует, что $L \sim n_H n_e \sim n_e^2$. Фактор ветвления $\left(\frac{A_{kj}}{\sum_i A_{ki}} \right)$ может быть порядка 1 (например, для нижних возбужденных уровней). Это означает, что мощность излучения как в разрешенных, так и в запрещенных линиях в корональном приближении в основном определяется величиной

$$MV = \int n_e^2 dV, \quad (4.1)$$

которая называется *объемной мерой эмиссии*. Интенсивность линий излучения (поверхностная яркость) газового образования определяется в этом случае *линейной мерой эмиссии*

$$ME = \int n_e^2 dl \quad (4.2)$$

и измеряется в единицах [пк/см⁶]. Методы современной астрономии позволяют наблюдать объекты с $ME > 30$ а в ряде случаев – с $ME \sim 1 - 10$ пак/см⁶. Для ярких областей НII ME может достигать 10⁶.

Наиболее яркие запрещенные линии, встречающиеся в газовых планетарных туманностях и зонах ионизованного водорода НII вокруг горячих звезд, – дублет дважды ионизованного кислорода [OIII] (N_1 44959 Å, N_2 45007 Å), УФ линии однократно ионизованного кислорода [OII] 43727 Å, а также ионов SII, NII и др. Сравнивая интенсивности линий иона OIII 4363 Å (метастабильный третий уровень) и дублета N_1 и N_2 (метастабильный второй уровень), можно определить температуру газа, т.к. относительная заселенность этих уровней определяется тепловыми скоростями электронов.

Эмиссионные линии в спектре солнечной короны удалось расшифровать лишь в 1942 г. как запрещенные эмиссии многократно (от 12 до 15 раз) ионизованных атомов Fe, Ni, Ca (температура короны превышает млн. К, поэтому степень ионизации тяжелых ионов очень велика, есть атомы водородоподобного и гелиеподобного железа). Наиболее характерная оптическая запрещенная линия солнечной короны – зеленая линия [FeXIV] 4302.86 Å. В рентгеновском спектре короны видна запрещенная, резонансная, и интеркомбинационная (переход с изменением спина) линии гелия примерно равной интенсивности.

4.1.2. Излучение нейтрального водорода в линии 21 см

Важнейшей запрещенной линией МЗС является радиолиния нейтрального (атомарного) водорода 21 см. Эта линия возникает при переходе между подуровнями сверхтонкой структуры $1^2S_{1/2}$ уровня водорода, связанного с наличием спина у электрона и протона (верхний подуровень соответствует параллельным спином электрона и протона, нижний – антипараллельным спином, частота перехода $\nu_{10} = 1420.40$ МГц). Линия была теоретически предсказана Ван ден Хюлстом (Голландия) в 1944 г. и независимо рассчитана И.С. Шкловским в 1949 г., обнаружена в 1951 г. Радиолиния водорода 21 см остается одной из основных линий для исследования газа в нашей и других галактиках.

Вероятность этого перехода составляет $A_{10} = 2.9 \cdot 10^{-15} \text{ с}^{-1}$ (т.е. 1 раз в 11 млн. лет!). Возбуждение происходит через столкновения нейтральных атомов друг с другом. Расчет населенностей уровней дает $n_1 = n_H/4$, $n_2 = 3n_H/4$, где n_H – концентрация атомов водорода.

Объемный коэффициент излучения в линии записывается как

$$j_\nu = \frac{h\nu_{10}}{4\pi} n_1 A_{10} \phi(\nu),$$

где $\phi(\nu)$ – профиль линии, а фактор 4π предполагает изотропное излучение. В оптически тонкой среде интенсивность линии излучения $I_\nu \approx \int j_\nu dl$ и т.о. пропорциональна числу атомов водорода на луче зрения: $I_\nu \propto N_H = \int n_H dl$.

Если облако нейтрального водорода оптически толстое, то $I_\nu \simeq B_\nu$ (см. главу 2), и по измерениям интенсивности линии водорода 21 см можно получить оценку физической температуры газа T_s , которая оказывается порядка 100 К.

Если сквозь облако НI наблюдается радиоисточник с яркостной температурой $T_{b,0} \gg T_s$, то измеряемая яркостная температура

$$T_b = T_s(1 - e^{-\tau_\nu}) + T_{b,0}e^{-\tau_\nu} \simeq T_{b,0}e^{-\tau_\nu},$$

и вместо линии излучения видна линия поглощения 21 см. Изменяя яркостную температуру в спектре радиоисточника вне линии

21 см и сравнивая ее с яркостной температурой внутри линии, можно определить τ_ν .

Исследования радиолинии 21 см позволили установить, что нейтральный водород в галактике в основном заключен в очень тонком (с полутолщиной около 200 пк) слое около плоскости Галактики. На периферии (10-12 кпк от центра) слой изгибается и его толщина возрастает до 1 кпк. В распределении HI отчетливо прослеживаются спиральные рукава Галактики. Внутри рукавов водород распределен неравномерно, образуя вытянутые комплексы размером в несколько сотен пк. Зеемановское расщепление абсорбционных компонент линии 21 см у сильных радиоисточников используются для оценки магнитного поля внутри облаков ($10^{-4} - 10^{-5}$ Гс). Излучение HI наблюдается от многих других галактик. По его интенсивности определяют отношение массы нейтрального водорода к общей массе галактики, а по измерению скорости вращения оценивают полную массу Галактики.

У других химических элементов также существует сверхтонкое расщепление основного уровня, однако попытки обнаружить соответствующие (слабые) линии пока не привели к успеху.

4.1.3. Вмороженность магнитного поля

Важнейшей компонентой МЗС, во многом определяющей ее динамику, является крупномасштабное магнитное поле галактики. Среднее значение магнитного поля вблизи плоскости Галактики около 10^{-6} Гс. В условиях космической плазмы магнитное поле в подавляющем большинстве ситуаций можно считать *вмороженным* в среду. Вмороженность магнитного поля означает сохранение магнитного потока через любой замкнутый проводящий контур при его деформации: $\int_S \vec{B} d\vec{S} = const$. В лабораторных условиях сохранение магнитного потока возникает в средах с высокой электропроводимостью σ (это величина, обратная удельному сопротивлению среды). Напомним, что электропроводимость – макроскопическая характеристика среды, входящая в закон Ома. При отсутствии магнитного поля плотность тока пропорциональна на-

пряженности электрического поля $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ (плотность тока есть сила тока через площадку единичной площади, перпендикулярную направлению тока). С микроскопической точки зрения электропроводимость связана с эффективной силой трения, которая возникает из-за взаимодействия переносчиков тока – электронов – с ионами. Для полностью ионизованной плазмы без магнитного поля, в которой преобладают процессы кулоновских соударений частиц, электропроводимость определяется концентрацией частиц $n_e = n_i$ и временем кулоновских столкновений между электронами и ионами τ_{ei} и равна

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \tau_{ei}}{m_e} \simeq 10^{13} [1/c] \left(\frac{T}{10^4 \text{K}} \right)^{3/2} / \ln \Lambda. \quad (4.3)$$

В пределе бесконечной электропроводимости (идеально проводящая среда) бесконечно малое электрическое поле вызывало бы рост тока до бесконечно большой величины, что требовало бы бесконечно большой затраты энергии. Следовательно, в приближении идеальной проводимости электрическое поле в системе координат, связанной с движущейся средой, должно равняться нулю. Физическая интерпретация движения идеально проводящей среды может быть дана в терминах “вмороженности” магнитного поля в среде. Действительно, если движущийся проводник пересекает силовые линии магнитного поля, в нем возбуждается ЭДС, препятствующая изменению магнитного потока, а потому идеальный проводник своим движением должен увлекать силовые линии магнитного поля так, как если бы они были в него “вморожены”. Идеально проводящая плазма движется так, как если бы ее частицы были “приклеены” к силовым линиям магнитного поля.

Реальная космическая плазма далеко не идеальна (см. ниже), поэтому “вмороженность” магнитного поля в плазму следует понимать в смысле того, что требуется большое время изменения магнитного потока через проводящий контур при его деформациях. Иными словами, нужно сравнивать время диссипации магнитного поля из-за конечной электрической проводимости плазмы с ха-

рактерным временным масштабом рассматриваемого физического процесса (времени сжатия облака газа, периода его вращения и т.д.)

Покажем, что приближение вмороженности магнитного поля в космическую плазму является хорошим для космических объектов из-за их больших размеров. Рассмотрим объем плазмы V , в котором текут токи с плотностью j . В соответствии с уравнениями Максвелла, токи порождают магнитное поле $\text{rot}\vec{B} = \frac{4\pi}{c}\vec{j} \sim \vec{B}/R$, где R – размер рассматриваемой области с характерным значением напряженности поля \vec{B} . Ток в плазме с конечной проводимостью затухает из-за джоулевых потерь, связанных со столкновениями электронов с ионами. Выделяемое тепло в единицу времени в единичном объеме плазмы есть $q = j^2/\sigma$. Магнитная энергия в единице объема равна $B^2/8\pi$. Следовательно, характерное время диссипации магнитной энергии в тепло (и соответствующее затухание магнитного поля) в объеме с характерным размером R определяется как

$$t_d = \frac{E}{dE/dt} \sim \frac{B^2/8\pi}{j^2/\sigma} \sim \frac{2\pi\sigma}{c^2}R^2 \quad (4.4)$$

(эта оценка с точностью до фактора 2 совпадает с точным выражением для времени диффузии магнитного поля через область с радиусом R в среде с конечной проводимостью).

Как следует из выражения (4.3), проводимость плазмы не зависит от плотности, пропорциональна $T^{3/2}$ и лежит в пределах $10^{13} - 10^{16} \text{ [с}^{-1}\text{]}$ (примерно на порядок хуже, чем меди). Однако из-за больших масштабов космической плазмы время затухания магнитного поля оказывается больше характерных времен изменения формы или размеров объекта, пронизываемого полем. Это и означает, что поле ведет себя как вмороженное, и поток через замкнутый контур сохраняется. При сжатии облака плазмы поперек поля величина магнитного поля возрастает, причем физическая причина возрастания поля – появление ЭДС индукции, препятствующей изменению магнитного потока.

Вмороженность магнитного поля в плазму является хорошим приближением практически во всех астрофизических ситуациях (даже при динамических процессах коллапса ядер звезд – из-за коротких характерных времен последних). Однако в малых масштабах это приближение может не выполняться, особенно на масштабах резкого изменения поля. Эти места характеризуются резкими поворотами магнитных силовых линий. Примером может служить нарушение вмороженности поля при солнечных вспышках, возникающих в областях с большим градиентом магнитного поля.

4.2. Объемный нагрев и охлаждение МЗС

Прозрачность отдельно рассматриваемых областей МЗС для электромагнитного излучения и быстрых заряженных частиц (космических лучей) определяет специфику нагрева и охлаждения газа. Энергия, выделившаяся в какой-либо области пространства, уносится электромагнитными квантами на большие расстояния, поэтому МЗС охлаждается из всего объема. Для характеристики охлаждения используют *объемный коэффициент охлаждения* $\Lambda(n, T)$ [эрг/(см³·с)]. Теплопроводность не способна передать тепло от удаленных друг от друга источников энергии, поэтому нагрев также определяется процессами, прогревающими среду сразу в больших объемах. Для характеристики нагрева используют *коэффициент объемного нагрева* $\Gamma(n, T)$ [эрг/см³с]. Закон сохранения энергии элемента объема dV с внутренней энергией dE и давлением P записывается в виде

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{dE}{dt} + P \frac{dV}{dt} = \Gamma - \Lambda.$$

В тепловом равновесии $d/dt = 0$ и уравнение теплового баланса для элемента среды есть просто $\Lambda = \Gamma$. Из решения этого уравнения находится равновесная температура среды.

4.2.1. Основные механизмы нагрева газа

Перечислим важнейшие физические процессы, нагревающие межзвездный газ.

Ультрафиолетовое излучение звезд (фотоионизация). Квант с энергией $E = h\nu$ ионизует электрон с уровня i , при этом кинетическая энергия образующегося свободного электрона $m_e v^2/2 = h\nu - \xi_i$ (ξ_i – потенциал ионизации с уровня) при столкновениях переходит в энергию хаотических движений частиц. Газ таким образом нагревается.

Нагрев ударными волнами. Ударные волны возникают при различных процессах, происходящих со сверхзвуковыми скоростями (в МЗС скорость звука обычно 1–10 км/с). Это имеет место, например, при сбросе оболочек звезд, при вспышках сверхновых, при столкновениях газовых облаков между собой и т.д. За фронтом ударной волны кинетическая энергия направленного движения частиц с массой m переходит в хаотическую энергию движения (тремализуется), $mv^2/2 \sim (3/2)kT$. При этом достигаются огромные температуры (до миллиардов К внутри молодых остатков сверхновых), причем основная энергия приходится на движение тяжелых ионов (характеризуется ионной температурой). Температура легкого электронного газа значительно ниже, но постепенно из-за кулоновских взаимодействий происходит выравнивание ионной и электронной температуры (выравнивание кинетических энергий частиц различной массы)³.

Объемный нагрев газа проникающей радиацией и космическими лучами. Особенно эффективно осуществляется частицами мягких космических лучей. Нагрев осуществляется при кулоновском взаимодействии заряженных частиц со средой и через вторичные свободные электроны, образующиеся при ионизации среды быстрыми частицами.

Объемный нагрев газа жестким электромагнитным излучением (рентгеновскими и гамма-квантами). Осуществляется в основ-

³Если в плазме есть магнитное поле (а это практически всегда так), основную роль в выравнивании электронной и ионной температуры играют процессы плазменной турбулентности, возникающей из-за многочисленных неустойчивостей, и коллективные процессы в плазме (бесстолкновительные ударные волны). При этом электронная и ионная температуры могут сравняться за время много короче времени кулоновских взаимодействий электронов и ионов.

ном вторичными электронами при фотоионизации и при комптоновском рассеянии. Передача энергии электрону при рассеянии фотона с энергией $h\nu$ на угол θ равна

$$\Delta E = h\nu \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right) (1 - \cos \theta), \quad (4.5)$$

а сечение рассеяния равно томсоновскому сечению $\sigma_T \simeq 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ (для $h\nu \ll m_e c^2$). Усредненная по углам скорость объемного нагрева плазмы в поле электромагнитного излучения с плотностью энергии u_ν пропорциональна числу рассеяний $n_e \sigma_T c$ в единицу времени и равна

$$\Gamma_c = n_e \sigma_T c \int_0^\infty \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right) u_\nu d\nu. \quad (4.6)$$

Замечание: Скорости процессов объемного нагрева среды пропорциональны плотности частиц и потоку ионизирующего излучения, поэтому суммарную скорость объемного нагрева можно представить в виде $\Gamma(n, T) = nG(T)$. Функция $G(T)$ [эрг/с] (называемая *эффективностью нагрева*) зависит только от температуры и химического состава и рассчитывается через элементарные процессы взаимодействия излучения и вещества.

4.2.2. Основные механизмы охлаждения

Почти во всех случаях объемное охлаждение МЗС производится за счет уноса энергии фотонами, для которых среда прозрачна. Теплопроводность неэффективна из-за малости градиентов температур в больших объемах (исключение – фронты ударных волн и границы фаз с резко различающимися температурами). Испускание квантов электромагнитного излучения связано с бинарными процессами взаимодействия (частица–частица) и поэтому всегда пропорционально квадрату концентрации. Охлаждение возникает, когда излучение рождается за счет тепловой энергии частиц и кванты света уходят из рассматриваемого объема МЗС, унося

энергию. Это происходит при излучении фотонов как в спектральных линиях (разрешенных или запрещенных), так и в непрерывном спектре.

Свободно-свободное (тормозное) излучение. Возникает при движении электрона в поле иона и имеет непрерывный спектр. Для чисто водородной плазмы с равной концентрацией протонов и электронов объемный коэффициент охлаждения равен

$$\Lambda_{ff}(H) = \int_0^{\infty} \epsilon_{ff}(\nu) d\nu \simeq 1.43 \cdot 10^{-27} n_e^2 \sqrt{T} \quad [\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})] \quad (4.7)$$

(температура выражена в Кельвинах). Добавление тяжелых ионов, обладающих более высоким электрическим зарядом, увеличивает эффективность охлаждения. Для полностью ионизованной среды с нормальным космическим содержанием элементов $\Lambda_{ff} \approx 1.7\Lambda_{ff}(H)$. Этот механизм особенно эффективен для очень горячей плазмы с $T > 10^5$ К, где практически все атомы ионизованы.

Рекомбинационное излучение. При *радиативной рекомбинации* (т.е. сопровождающейся рождением кванта) кинетическая энергия рекомбинирующего электрона $m_e v^2/2$ обычно составляет малую долю энергии испускаемого фотона $h\nu = \xi_i + m_e v^2/2$ (ξ_i – потенциал ионизации уровня, на который рекомбинирует электрон), так как почти всегда $\xi_i \gg m_e v^2/2$ и большая часть энергии фотона выделяется за счет внутренней энергии образующегося иона, а не тепловой энергии. Поэтому радиативная рекомбинация малоэффективна для уменьшения тепловой энергии среды. Тем не менее, как показывают детальные расчеты, мощность излучения единицы объема из-за радиативной рекомбинации среды с $T < 10^5$ К превосходит потери на тормозное излучение: $\Lambda_r \approx 4\Lambda_{ff}$. При $T \sim 10^5$ К и выше становится существенной *диэлектронная рекомбинация*. Диэлектронная рекомбинация иона происходит в два этапа – сначала рекомбинирующий энергичный электрон возбуждает атом (ион) так, что образуется неустойчивый ион с двумя возбужденными электронами и положительной полной энергией. Это состояние неустойчиво: либо процесс идет в обратном направлении с

испусканием свободного электрона и образованием невозбужденного иона (т.н. автоионизация), либо происходит излучение фотона (обычно с энергией, близкой к энергии резонансных переходов), и полная энергия иона оказывается отрицательной. Скорость диэлектронной рекомбинации начинает преобладать над радиативной при высоких температурах $T > 10^5$ К. Подчеркнем, что в отличие от радиативной рекомбинации, при каждой диэлектронной рекомбинации из среды уносится энергия порядка потенциала ионизации соответствующего иона. В процессе радиативной рекомбинации захватываются преимущественно медленные электроны с энергией меньше средней энергии при данной температуре (среда при этом не охлаждается, а нагревается), в то время как для диэлектронной рекомбинации электрон сначала должен возбудить атом (т.е. передать ему энергию порядка потенциала ионизации), поэтому диэлектронная рекомбинация осуществляется преимущественно самыми быстрыми электронами с энергией выше средней. В этом физическая причина охлаждения среды.

Двухфотонное излучение. Возникает при запрещенных переходах с резонансных уровней $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ с излучением двух фотонов в водороде и водородоподобных ионах и с 2^1S_0 уровня в гелии и гелиеподобных ионах (распад других метастабильных уровней происходит преимущественно с испусканием одного фотона). Суммарная энергия фотонов соответствует разности энергии между двумя уровнями, но каждый из фотонов не имеет фиксированной энергии и (в случае водорода) образуется непрерывное излучение с длиной волны больше, чем у линии Лайман-альфа (> 1216 А). Такие кванты не способны возбуждать водород из основного состояния и свободно уходят из среды. Возбуждение метастабильных уровней происходит в основном за счет электронных ударов. Двухфотонное излучение важно при формировании непрерывных спектров зон НII. Оно играет особенно большую роль при охлаждении горячей космической плазмы с температурой $T = 10^6 - 10^8$ К (например, в молодых остатках сверхновых).

Обратное комптоновское рассеяние. Существенный процесс

в плазме, в которой могут находиться очень быстрые релятивистские электроны. Если рассеяние фотона с энергией ϵ происходит на быстром электроне с энергией $E = \gamma m_e c^2, \gamma \gg 1$, важным становится отдача энергии и импульса от электрона фотону. Это легко понять, перейдя в систему отсчета, в которой релятивистский электрон покоится. При больших лоренц-факторах γ из-за эффекта релятивистской абберации направление падающего фотона близко к направлению рассеянного фотона. Делая лоренц-преобразование энергии фотона в системе электрона, имеем $\epsilon' \approx \epsilon\gamma$. Далее пользуемся формулой эффекта Комптона в системе покоя электрона $\epsilon'_1 \approx \epsilon'(1 - \frac{\epsilon'}{m_e c^2}(1 - \cos \Theta))$ (здесь ϵ'_1 – энергия рассеянного кванта, Θ – угол между направлением падающего и рассеянного фотона в системе покоя электрона)⁴ и, наконец, делаем лоренц-преобразование энергии рассеянного фотона к лабораторной системе отсчета: $\epsilon_1 \approx \gamma\epsilon'_1$. Отсюда видно, что для релятивистских электронов энергия рассеянного фотона $\epsilon_1 \sim \gamma^2\epsilon \gg \epsilon$, и таким образом низкочастотные кванты превращаются в кванты жесткого излучения. Усредненная по углам скорость потерь энергии одного электрона с лоренц-фактором γ из-за обратного комптон-эффекта в поле изотропного ЭМ излучения с плотностью u_ν дается формулой

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{compt}} = \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma^2 \beta^2 \int_0^\infty u_\nu d\nu \quad (4.8)$$

(здесь $\beta = v/c$). Например, в случае теплового распределения электронов с плотностью n_e и температурой T имеем $\langle \beta^2 \rangle = \langle v/c \rangle^2 = 3kT/m_e c^2, \gamma \approx 1$ и объемное охлаждение такой среды за счет обратного эффекта Комптона есть

$$\Lambda_c = -\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{compt}} n_e = \left(\frac{4kT}{m_e c^2}\right) c \sigma_T n_e \int_0^\infty u_\nu d\nu. \quad (4.9)$$

⁴Томсоновское приближение для комптоновского рассеяния применимо для энергий фотонов $\epsilon' < m_e c^2$.

Выражение в скобках дает значение доли энергии, приобретаемой фотоном при каждом рассеянии пока выполняется условие $\epsilon \ll 4kT$.⁵

Комптоновское охлаждение обычно доминирует в очень сильно ионизованной высокотемпературной плазме вблизи источников мощного рентгеновского излучения. Этот механизм преобладал в ранней Вселенной на радиационно-доминированной фазе до момента рекомбинации. Для обычных условий в МЗС им можно пренебречь.

Заметим, что из-за обратного комптоновского охлаждения тепловую нерелятивистскую плазму нельзя нагреть одним лишь излучением до температур выше $kT \sim \epsilon/4$.

Излучение в спектральных линиях. Охлаждение происходит при излучении квантов с уровней, заселенных при возбуждении *электронным ударом*. При рекомбинационном заселении уровней, как мы поясняли выше, температура среды не уменьшается, т.к. рекомбинационными квантами уносится лишь внутренняя энергия ионов. Спектральный диапазон, в котором происходит основное охлаждение в линиях, определяется температурой – чем энергичнее фотон, тем больше энергии он уносит, но тем больше должна быть температура газа, чтобы возбудить соответствующий переход (см. таблицу 4.2). Излучение при ударном возбуждении атомных уровней это основной механизм охлаждения МЗС с $T < 10^5$ К.

Ионизация электронным ударом. Это специфический для разреженной среды безызлучательный процесс охлаждения. Тепловая энергия расходуется на отрыв электрона и запасается в виде внутренней (не тепловой) энергии связи ион-электрон, а затем высвечивается при рекомбинациях. В стационарном случае затраты

⁵Полученная формула имеет простой физический смысл: при каждом рассеянии на электроне с тепловой скоростью $\sim \sqrt{kT/m_e}$ частота фотона смещается на относительную величину $|\delta\nu/\nu| \sim \sqrt{kT/m_e c^2}$. Лобовые столкновения пары фотон-электрон (при которых энергия фотона увеличивается), происходят чаще, чем столкновения “вдогонку” (при которых энергия фотона уменьшается), также в отношении $\sim v/c \simeq \sqrt{kT/m_e c^2}$. Поэтому среднее уменьшение энергии одного электрона при столкновении с фотоном будет порядка $kT/m_e c^2$.

Таблица 4.2. Основные линии охлаждения МЗС

Температура T , К	Охлаждение в линиях
$> 10^6$	Рентгеновские линии H- и He-подобных ионов тяжелых элементов Остатки сверхновых – O VII (21.6 А), O VIII (18.96 А) Межгалактический горячий газ – Si, Fe ($E \sim 7$ кэВ)
$2 \cdot 10^4 - 10^6$	Резонансные УФ-линии He и тяжелых элементов до Fe
$(1 - 2) \cdot 10^4$	Линии H (в основном Ly α)
$(5 - 10) \cdot 10^3$	Запрещенные линии тяжелых элементов
$30 - 10^4$	Далекие ИК-линии при переходах между уровнями тонкой структуры основных термов
$< (1 - 2) \cdot 10^3$	Возбуждение и высвечивание молекулярных уровней (в основном молекулы H $_2$)
< 30	Вращательные переходы молекул CO и воды H $_2$ O

энергии на ударную ионизацию равны внутренней энергии системы ион-электрон, высвечиваемой при рекомбинациях.

Замечание: Процессы объемного охлаждения среды пропорциональны квадрату плотности частиц, так как для рождения фотона требуется взаимодействие двух частиц, поэтому суммарную скорость объемного охлаждения можно представить в виде $\Lambda(n, T) = n^2 \lambda(T)$. Функция $\lambda(T)$ [эрг·см 3 /с] (называемая *эффективностью охлаждения*) зависит только от температуры и химического состава и рассчитывается через элементарные процессы взаимодействия излучения и вещества. Функция $\lambda(T)$ для разреженной космической плазмы, в которой возбуждение атомов осуществляется электронными ударами, показана на рис. 4.1 для различных обилий тяжелых элементов. Наличие тяжелых элементов значительно увеличивает эффективность охлаждения плазмы в диапазоне температур от 10^4 до 10^7 К. Следует отметить, что во многих ситуациях (особенно вблизи источников мощного жесткого излучения, например вблизи ядер активных галактик) существенным является фотоионизация. В таких случаях функция охлаждения плазмы несколько отличается от приведенной на рис. 4.1, хотя качественное поведение с температурой сохраняется.

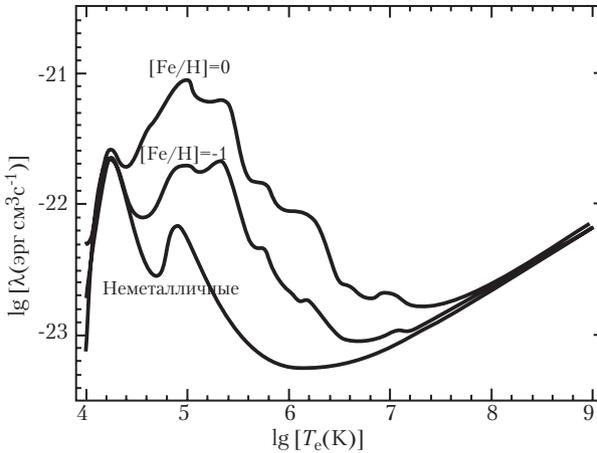


Рис. 4.1. Эффективность охлаждения разреженной космической плазмы $\lambda(T)$ [эрг·см³·с] со столкновительным возбуждением и ионизацией. Приведены кривые для плазмы солнечного химического состава (верхняя кривая), с обедненным в 10 раз содержанием металлов (средняя кривая) и водородно-гелиевой плазмы (75% H, 25% He) без тяжелых элементов (нижняя кривая). Резкий скачок вблизи $T \sim 10^4$ К связан с ударным возбуждением второго (резонансного) уровня атомов водорода. На нижней кривой максимумы соответствуют водороду (слева) и гелию (справа). На верхних кривых появляются максимумы, соответствующие ударному возбуждению ионов углерода, кислорода, неона, кремния и железа. При $T > 10^7$ К эффективность охлаждения асимптотически стремится к зависимости $\lambda(T) \propto \sqrt{T}$, поскольку преобладает охлаждение тормозным излучением, зависящим от относительной (тепловой) скорости частиц.

Таким образом, уравнение теплового баланса $\Gamma = \Lambda$ приобретает вид $nG(T) = n^2\lambda(T)$, откуда находится равновесная зависимость $T(n)$, и, следовательно, уравнение состояния межзвездной среды $P(n, T)$, которое объясняет наблюдаемую стратификацию областей HI на холодные облака и более теплую межоблачную среду (см. ниже).

Отметим, что в большинстве перечисленных процессов нагрева и охлаждения требуется знать населенность уровней атомов и ионов МЗС, поэтому для нахождения равновесной температуры среды требуется совместно решать уравнения ионизационного баланса.

4.3. Облака нейтрального водорода HI и тепловая неустойчивость межзвездной среды

Наблюдения показывают, что нейтральный водород не заполняет равномерно межзвездную среду, а находится преимущественно в одной из двух фаз – в виде относительно плотных ($n \sim 10^1 - 10^2 \text{ см}^{-3}$) холодных ($T \sim 100 \text{ К}$) облаков и разреженной межоблачной среды ($n \sim 0.1 - 1 \text{ см}^{-3}$, $T \sim 10^3 - 10^4 \text{ К}$). Это следствие *тепловой неустойчивости* МЗС, вызванной немонотонной зависимостью давления от плотности вещества $P(n)$ в условиях МЗС.

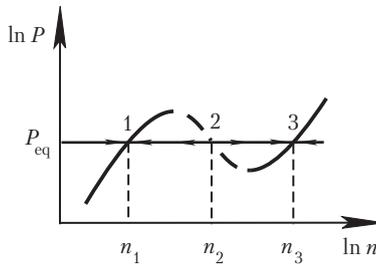


Рис. 4.2. К тепловой неустойчивости МЗС. Участок кривой $P(n)$ с отрицательной производной соответствует неустойчивому состоянию.

Качественно эффект состоит в следующем. Вещество МЗС – идеальный разреженный газ с давлением $P = nkT$. Температура среды находится из решения уравнений теплового и ионизационного баланса (см. выше) и является функцией плотности. В результате быстрого роста $\lambda(T)$ в области $T \sim 10^4 \text{ К}$ (см. рис. 4.1) получается, что зависимость $P(n)$ в условиях МЗС немонотонна, наряду с участками роста давления от плотности есть участок, где давление падает с увеличением плотности из-за уменьшения температуры газа (рис. 4.2). Таким образом существует область давлений, в которой одному значению давления соответствует три решения системы уравнений теплового, ионизационного и гидростатического равновесия с разными n и T . Решение 2 на среднем участке (где давление падает с ростом плотности) неустойчиво относительно малых возмущений и флуктуация с плотностью ниже равновесной

будет иметь большее давление, чем равновесное значение, и, значит, будет расширяться до тех пор, пока не достигнет равновесного значения (решение 1). Обратное, флюктуация с плотностью больше равновесной имеет меньшее давление, чем равновесное, и будет сжиматься пока не достигнет равновесного давления при большей плотности (решение 3)⁶. Поэтому межоблачная среда (решение 1) может находиться в динамическом равновесии со средой в облаке газа (решение 3).

4.4. Ионизованный водород и зоны HII

Водород – самый распространенный элемент МЗС. Потенциал ионизации водорода с основного уровня $\chi \approx 13.6$ эВ, поэтому водород может быть ионизован только излучением с длиной волны короче предела лаймановского континуума $\lambda(Ly_c) = 912 \text{ \AA} (\nu_c \approx 3.29 \cdot 10^{15} \text{ Гц})$.

Помимо ионизации фотонами, возможна ионизация электронным ударом. Формально “температура ионизации”, соответствующая энергии 13.6 эВ, очень велика – около 158000 К, однако ионизация водорода становится ощутимой значительно раньше, начиная с температур около 3000 К, и к 10000 К водород практически полностью ионизован. Это связано с тем, что относительная концентрация ионов определяется ионизационным равновесием в плазме, т.е. динамическим балансом процессов ионизации и рекомбинации, а ионизация может производиться электронами с энергией выше средней при данной температуре. Следует иметь в виду, что эффективное сечение столкновения электрона с нейтральным атомом, приводящее к его ионизации, значительно больше, чем эффективное сечение рекомбинации⁷. Необходимые для поддержа-

⁶Здесь полная аналогия с уравнением Ван-дер-Ваальса для неидеального газа – немонотонная зависимость $P(n)$ объясняет разбиение среды на две фазы, жидкую и газообразную

⁷Физическая причина этого состоит в том, что “статистический вес” (совокупность возможных состояний) свободного электрона намного выше, чем электронов в связанном состоянии – при прочих равных условиях “найти” свободное ме-

ния ионизационного равновесия возбуждение и ионизация атомов осуществляется электронами с энергией $\epsilon \gg kT$, т.е. малой долей высокоэнергичных электронов из “хвоста” максвелловского распределения. Если выполняются условия ЛТР (например, в звездных атмосферах), равновесная степень ионизации ионов определяется по формуле Саха (см. Приложение).

Области ионизованного водорода (зоны НII) – очень распространенный вид эмиссионных туманностей, возникающих вокруг горячих звезд. В них имеет место практически полная ионизация водорода УФ излучением с $\lambda < 912 \text{ \AA}$. Яркие гигантские зоны НII, отлично видимые даже в других галактиках, являются индикаторами зон активного звездообразования, где много молодых горячих звезд высокой светимости ранних спектральных классов. УФ квантов может быть так много, что весь водород в облаке вокруг зоны звездообразования ионизован, так что граница таких зон НII имеет размытый клочкообразный характер, отслеживающий распределение плотности водорода. Но значительно чаще объем зоны НII определяется мощностью УФ излучения центрального источника и резко ограничен. Толщина переходной области порядка $0.1/n_e$ пк, в сотни раз меньше характерных размеров самой туманности. Резкость границы обусловлена лавинообразным характером нарастания оптической толщи для Ly_c квантов в переходной области из-за большого эффективного сечения взаимодействия атом-фотон.

Физические условия в зонах НII далеки от термодинамического равновесия, поэтому ионизация элементов рассчитывается на основе условий ионизационного равновесия (из условия баланса фотоионизации и радиационной рекомбинации). Температура зон НII определяется балансом нагрева УФ излучением (при фотоионизации часть энергии фотона $E = h\nu - \chi$ переходит в кинетическую энергию оторванного при фотоионизации электрона, который при дальнейших соударениях передает эту энергию другим ча-

сто в континууме электрону гораздо легче, чем осуществить обратный переход в состояние с небольшим “статвесом”.

стицам) и охлаждения (преимущественно в запрещенных линиях тяжелых элементов ОII, OIII, NII). Электроны затрачивают тепловую энергию на возбуждение метастабильных уровней этих элементов, а испускаемый квант выходит из туманности, и тем самым происходит охлаждение. В зависимости от температуры центральной звезды и содержания тяжелых элементов температура зон NII составляет 6000–12000 К.

Радиус стационарной зоны NII R_{NII} определяется равенством числа L_{yc} квантов с $\lambda < 912 \text{ \AA}$, испускаемой центральной звездой (звездами) за единицу времени $N_{L_{yc}}$, числу рекомбинаций водорода за единицу времени на все уровни, выше первого, во всем объеме туманности:

$$\frac{4\pi}{3} R_{\text{NII}}^3 \sum_{i=2}^{\infty} \alpha_i n_e n_p = N_{L_{yc}}. \quad (4.10)$$

Здесь α_i – коэффициент спонтанной радиационной рекомбинации на i -й уровень, $n_e \approx n_p$ – концентрация электронов и протонов, соответственно. Рекомбинация на первый (основной) уровень приводит к испусканию нового L_{yc} кванта с $\lambda < 912 \text{ \AA}$, который поглощается внутри туманности, вызывая ионизацию другого атома водорода, т.е. не изменяет число ионизованных атомов по туманности в целом. Она должна быть исключена из баланса, поэтому суммирование начинается с $i = 2$.

Сделаем численную оценку. Число L_{yc} квантов, испускаемое звездой с радиусом R_* за единицу времени

$$N_{L_{yc}} = 4\pi R_*^2 \int_{3.3 \cdot 10^{15}}^{\infty} \pi F_\nu \frac{d\nu}{h\nu},$$

где πF_ν – поток излучения с единичной площади поверхности звезды. Тогда для $T_* = 3 \text{ эВ}$ ($\sim 35000 \text{ К}$) и $R_* \simeq 10^{11} \text{ см}$ получаем в виновском приближении

$$N_{L_{yc}} \simeq 16\pi^2 \left(\frac{R_*}{c}\right)^2 \left(\frac{kT_*}{h\nu_c}\right)^3 \nu_c^3 e^{-\frac{h\nu_c}{kT_*}} \sim 3 \cdot 10^{42} [\text{кв./с}].$$

При $T \sim 3 \cdot 10^4$ К $\alpha_t = \sum_{i=1}^{\infty} \alpha_i \simeq 4 \cdot 10^{-13} [\text{см}^3/\text{с}]/\sqrt{T/10^4}$, $\alpha_1 \simeq 1.55 \cdot 10^{-13} [\text{см}^3/\text{с}]/\sqrt{T/10^4}$, и при $n_e \sim n_p \sim 1 \text{ см}^{-3}$ получаем $R_{\text{HII}} \simeq 3 \cdot 10^{18}$ см. С ростом температуры центральной звезды радиус стационарной зоны HII очень резко возрастает.

Кванты с длиной волны $\lambda < 504 \text{ \AA}$ способны ионизовывать гелий, так что вокруг самых горячих звезд наблюдаются зоны HeII.

4.5. Молекулярные облака, области звездообразования и космические мазеры

Молекулярные облака. Внутри протяженных областей нейтрального водорода HI с характерной концентрацией атомов $n_{\text{HI}} \simeq 10 \text{ см}^{-3}$ со сложной структурой расположены плотные холодные облака молекулярного водорода – гигантские молекулярные облака (ГМО) с массой до $10^5 M_{\odot}$ и характерными размерами до 40 пк. В них сосредоточена основная часть молекулярного газа H_2 (полная масса молекулярного газа в Галактике около $2 \cdot 10^9 M_{\odot}$). ГМО – самые массивные гравитационно-связанные объекты в Галактике. Большинство из них сосредоточено в кольце на расстоянии от 4 до 8 кпк от центра Галактики. Они встречаются как в спиральных рукавах, так и (реже) между ними. Облака неоднородны, в них часто наблюдаются холодные уплотнения ($n \sim 100 - 1000 \text{ г/см}^3$, $T \approx 10 \text{ К}$, $l \sim 0.3 - 1$ пк). Молекулярные облака меньшей массы образуют плотные глобулы (глобулы Бока), видимые как черные пятна на фоне Млечного Пути или областей HII (например, Конская Голова или Угольный Мешок), с массами до нескольких сотен M_{\odot} . В некоторых из них идет звездообразование.

В молекулярных облаках обнаружены более 100 различных молекул. После H_2 Наиболее обильна молекула CO. Ее концентрация пропорциональна количеству молекул H_2 : $n(\text{H}_2)/n_{\text{CO}} \approx 10^4$. Наблюдать излучение молекулы H_2 трудно (у нее нет линий в оптическом или радио диапазонах), а другие молекулы наблюдаются по ИК- и радиоизлучению, в которых молекулярные облака прозрачны

ны. Поэтому масса H_2 обычно оценивается по массе CO , измеряемой по радиоизлучению.

Космические мазеры (КМ) – нетепловые источники радиоизлучения, в которых тепловая эмиссия газа в спектральных линиях молекул усиливается за счет преобладания индуцированного излучения над поглощением (ср. с лабораторными лазерами⁸). Мазерные источники отличаются высокой яркостной температурой и высокой степенью поляризации в линиях. Наиболее известные КМ наблюдаются в линиях гидроксила OH ($\lambda = 18$ см, $T_b \sim 10^{13}$ К), воды H_2O ($\lambda = 1.35$ см, $T_b \sim 10^{15} - 10^{16}$ К), монооксида кремния SiO (2–7 мм, $T_b \sim 10^{10}$ К) и метанола CH_3OH (1.2 см). Мазерные источники обычно ассоциируются либо с областями звездообразования, где они представляют собой скопления маленьких (1–10 а.е.) источников, образующих “гнезда” с размерами $10^{16} - 10^{17}$ см, либо с областями вблизи активных ядер галактик (т.н. мегамазеры). Полная светимость в мазерной конденсации обычно составляет $10^{28} - 10^{31}$ [эрг/с], а в случае мегамазеров может достигать 10^{35} эрг/с. Это означает, что в узком спектральном диапазоне КМ излучают $10^{44} - 10^{51}$ “радиофотонов” в секунду. Концентрация частиц газа в КМ $n = 10^7 - 10^{11}$ см⁻³, массы КМ в областях звездообразования порядка масс планет $10^{27} - 10^{30}$ г (возможно, это протопланетные сгущения). Более слабые КМ встречаются в областях взаимодействия оболочек сверхновых с молекулярными облаками и в околозвездных оболочках вокруг старых звезд поздних спектральных классов (К,М) с сильным истечением вещества.

Для функционирования КМ необходима, как и в случае лабораторных лазеров, инверсная заселенность атомных уровней (отрицательный коэффициент поглощения): $n_2/g_2 > n_1/g_1$, где $g_{1,2}$ – статвеса уровней перехода. Высокая мощность выходящего излучения возникает за счет индуцированных переходов с верхнего ме-

⁸Имеется в виду физическая природа излучения; расхожее представление о лазерах как об узконаправленных пучках когерентного света не соответствует КМ – в них отсутствует искусственно создаваемая в лабораторных условиях высокая степень направленности излучения. КМ излучают вполне изотропно!

тастабильного уровня “2” на нижний “1”, стимулированных фотонами, которые рождаются в среде за счет тепловой энергии (столкновение атомов, рекомбинация). Индуцированное излучение возникает на той же частоте, с той же фазой и распространяется в ту же сторону, что и вызвавший его фотон. Образно говоря, КМ непрерывного действия представляет собой тепловую машину, перерабатывающую с коэффициентом полезного действия $\eta < 1$ энергию накачки, поступающего от внешнего источника, в энергию мазерного излучения.⁹

Накачка и сток энергии в КМ осуществляется либо через радиативные (R) или столкновительные (C) процессы, либо за счет химических процессов. В последнем случае образуется молекула в возбужденном состоянии или же разрушается молекула на нижнем сигнальном уровне в процессе химической реакции. Лабораторный пример такого рода – эксимерные лазеры на неустойчивых соединениях благородных газов Ne_2 или Xe_2 .

При R-стоке важно, чтобы кванты стока свободно выходили из мазерного источника, иначе возникнет термализация уровней (заселенность уровней будет стремиться к больцмановскому распределению, как в условиях ЛТР). Для СС-мазера необходимо, чтобы накачка и сток энергии осуществлялись частицами с разными энергиями. Такие неравновесные условия возможны в ударных волнах, где температуры электронов и атомов (молекул) могут значительно отличаться.

⁹Для работы такой тепловой машины необходима как минимум трехуровневая система по схеме $1 \rightarrow 3 \rightarrow \text{“2”} \rightarrow \text{“1”}$ (накачка на верхний уровень с последующим стоком на верхний (сигнальный) уровень мазерного перехода) или $1 \rightarrow \text{“3”} \rightarrow \text{“2”} \rightarrow 1$ (накачка на верхний сигнальный уровень мазерного перехода “3” и сток с нижнего сигнального уровня “2” на 1 уровень). В кавычках – номера уровней, переход между которыми рождает мазерное излучение. Отсутствие или ослабление стока энергии с верхнего уровня “3” на верхний сигнальный “2” уровень приведет к уменьшению заселенности верхнего сигнального уровня “2” в первом случае, а отсутствие стока с уровня “2” во втором случае приведет к повышению населенности нижнего сигнального уровня. В обоих случаях инверсная заселенность сигнальных уровней быстро исчезнет.

4.6. Космические лучи и синхротронное излучение

Космическими лучами (КЛ) называют заряженные частицы высокой энергии (от 10^8 до $\sim 3 \cdot 10^{20}$ эВ), приходящими либо от Солнца ($E < 10^{10}$ эВ) либо из межзвездного пространства. Были открыты австр. физиком Виктором Гессе в 1912 г. По своим физическим свойствам они представляют собой сильно разреженный релятивистский газ, частицы которого не взаимодействуют друг с другом (энергетический спектр КЛ имеет не максвелловский, а степенной характер), но могут сталкиваться с частицами МЗС и взаимодействуют с межзвездным магнитным полем. В КЛ преобладают протоны, но имеются электроны, альфа-частицы и ядра более тяжелых элементов до $Z \sim 30$. Поток вблизи Земли сравнительно мал, около 1 частицы/(см²с), однако плотность энергии $U_{cr} \sim 1$ эВ/см³ сравнима с плотностью суммарного ЭМ излучения звезд в Галактике, или с плотностью энергии теплового движения межзвездного газа и кинетической энергии его турбулентных движений, а также с плотностью энергии ($B^2/8\pi$) магнитного поля Галактики. Энергетический спектр КЛ – степенной, нетепловой, имеет несколько характерных изломов, в среднем показатель спектра около 3 ($dN/dE \sim E^{-2.7}$ [кэВ/(см²·с·кэВ·стер)]) (см. рис. 4.3). КЛ с энергией $10^{11} - 10^{16}$ эВ приходят с равной вероятностью с любого направления на небе (изотропно). Этот факт интерпретируется как свидетельство их галактического происхождения и удержания КЛ магнитным полем Галактики. Поток КЛ сверхвысоких энергий (выше 10^{18} эВ) крайне мал (около 1 частицы/км²/100 лет), однако происхождение КЛ сверхвысоких энергий представляет собой одну из нерешенных проблем современной астрофизики и физики частиц.

КЛ взаимодействуют с протонами и ядрами межзвездного вещества, с излучением, а также с крупномасштабным магнитным полем. Рассмотрим эти три типа взаимодействия подробнее.

Взаимодействие КЛ с веществом осуществляется по каналу сильного взаимодействия. При попадании протона в ядро он взаимодействует с отдельными нуклонами ядра, т.к. длина волны Де

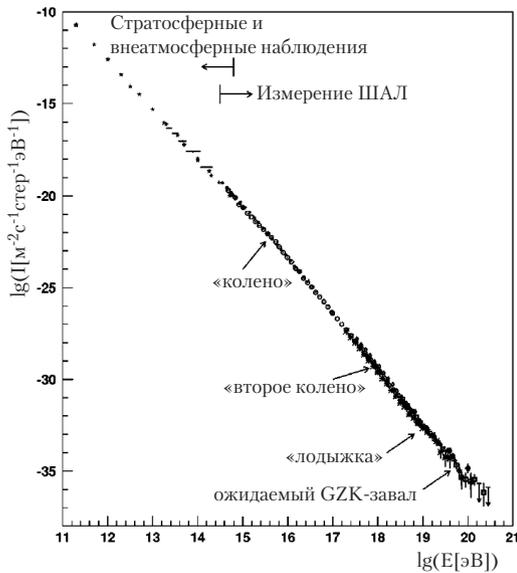


Рис. 4.3. Наблюдаемый энергетический спектр КЛ по данным различных экспериментов имеет степенной характер в диапазоне энергий от 10^{11} до 10^{20} эВ с небольшими изломами вблизи $10^{15.5}$ эВ («колено»), $10^{17.8}$ эВ («второе колено») и 10^{19} эВ («лодыжка»). Завал в спектре КЛ сверхвысоких энергий из-за взаимодействия с фотонами реликтового излучения (эффект Грайзена–Зацепина–Кузьмина) ожидается вблизи энергии $10^{19.6}$ эВ. Рисунок взят из обзора Nagano M., Watson A.A., Rev. Mod. Phys., **27**, p.689 (2000).

Бройля релятивистского протона с энергией $E = \gamma m_p c^2$, $\lambda_B = \hbar c / E \approx 2 \cdot 10^{-15}$ см много меньше размеров ядра. При рассеянии на нуклонах ядра возникают вторичные нуклоны и заряженные пионы, которые рождаются до тех пор, пока энергия, приходящаяся на одну частицу, не упадет ниже порога рождения пионов (около 1 ГэВ). В результате первоначальная энергия частицы КЛ переходит в энергию пионов, странных частиц, нуклонов и антинуклонов (т.н. процесс пионизации). Возникающие вторичные протоны при столкновениях теряют энергию на ионизацию и тормозятся до полной остановки. Нейтральные пионы распадаются на 2 гамма-кванта $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ за время $\approx 10^{-16}$ с. Заряженные пионы распадаются на мюоны и мюонное нейтрино, нейтрино уходит из Галактики,

а заряженные мюоны распадаются на электроны, позитроны и нейтрино.

Среднее значение энергии гамма-квантов при распаде π^0 составляет около 70 МэВ. Полное значение сечения процесса взаимодействия КЛ с нуклонами, приводящего к фотораспаду нейтральных пионов, порядка геометрического сечения протона или ядра, составляя в среднем $\sigma_\gamma \approx 10^{-26}$ см². Этот процесс дает основной вклад в гамма-излучение Галактики на энергиях выше 100 МэВ. На таких энергиях наблюдаемая яркость диффузного гамма-излучения непосредственно отражает распределение протонов и КЛ в Галактике. Излучение концентрируется к диску Галактики и в направлении на ее центр, указывая таким образом на те области Галактики, где происходят наиболее интенсивные взаимодействия протонов КЛ с ядрами молекулярного водорода.

Взаимодействие КЛ с излучением осуществляется через обратное комптоновское рассеяние и при фоторождении пионов и электрон-позитронных пар. Вселенная заполнена чернотельным реликтовым излучением с температурой $T = 2.73$ К и плотностью энергии ≈ 0.45 эВ/см³ (удивительным образом совпадающей с галактической плотностью энергии КЛ в околосолнечном пространстве). При движении заряженной релятивистской частицы (протона) с лоренц-фактором γ энергия кванта в системе отсчета протона $\epsilon' \approx \gamma\epsilon$, где ϵ — энергия фотона для покоящегося наблюдателя. Порог образования пионов фотонами составляет около 200 МэВ, поэтому реликтовые фотоны с энергией $\epsilon \approx 6 \cdot 10^{-4}$ эВ способны рождать пионы, взаимодействуя с частицами для которых $\gamma \geq 3 \cdot 10^{11}$ (т.е. с частицами с энергией выше $\sim 10^{20}$ эВ). Более строгое интегрирование по функции Планка и по угловым переменным приводит к уменьшению пороговой энергии до $5 \cdot 10^{19}$ эВ. Сечение реакции $\sigma_{p\pi} = 2.5 \cdot 10^{-28}$ см², поэтому в поле реликтовых фотонов с плотностью частиц $n_\gamma \approx 400$ см⁻³ длина свободного пробега протона относительно фоторождения пионов $l = 1/(N_\gamma \sigma_{p\pi}) \approx 10^{25}$ см ≈ 3 Мпк (время свободного пробега $l/c \approx 10^7$ лет). Поскольку рождается пион с энергией $\gamma m_\pi c^2$, потери энергии при единичном столк-

новении с реликтовым фотоном составляют долю $m_\pi/m_p \approx 1/10$, а это значит, что после 10 столкновений (за 10^8 лет) такой протон потеряет всю энергию и уйдет под порог реакции. Следовательно, протоны сверхвысоких энергий не могут приходиться с расстояний больших, чем 30-50 Мпк (местное сверх-скопление галактик). Рождение электрон-позитронных пар имеет на два порядка большее сечение, однако уносимая энергия в $m_\pi/m_e \approx 280$ раз меньше, и в результате процесс торможения быстрого протона за счет фоторождения пар в 6 раз менее эффективен, чем за счет фоторождения пионов. Эффект обрезания спектра КЛ сверхвысоких энергий в поле реликтовых фотонов носит названия эффекта *Грейнера–Зацепина–Кузьмина*, по имени авторов, указавших на его важность в середине 60-х гг.

Взаимодействие КЛ с магнитным полем. На движущуюся заряженную частицу в магнитном поле действует сила Лоренца, поэтому в общем случае частица будет двигаться по винтовой траектории. В однородном магнитном поле с индукцией (напряженностью) B ее радиус (гирорадиус, или ларморовский радиус) определяется напряженностью поля и импульсом частицы p . Для релятивистских частиц энергия и импульс связаны соотношением $E = pc$, и гирорадиус для частицы с зарядом Z

$$r_g = \frac{E}{ZeB} \approx 3 \cdot 10^{13} [\text{см}] \frac{1}{Z} \left(\frac{E}{10 \text{ЭВ}} \right) \left(\frac{B}{10^{-6} \text{Гс}} \right)^{-1}, \quad (4.11)$$

т.е. порядка нескольких астрономических единиц для характерного значения энергии частицы и напряженности крупномасштабного магнитного поля Галактики. При характерных масштабах в парсеки и килопарсеки, рассматриваемых в астрофизических задачах, это означает, что движение частиц таких энергий можно считать происходящим вдоль направления поля (винтовая траектория частицы “наматывается” на силовую линию магнитного поля).

В запутанном магнитном поле траектория отдельной частицы КЛ похожа на броуновское блуждание, поэтому говорят о диффузионном распространении космических лучей в Галактике. Однако для КЛ с энергиями $> 10^{17}$ эВ ларморовский радиус превос-

ходит характерные размеры Галактики (10 кпк). Эти частицы “не чувствуют” магнитное поле Галактики (а внегалактическое крупномасштабное магнитное поле намного слабее галактического), и движутся практически по прямой траектории от источника.

Синхротронное излучение. Наиболее существенно присутствие магнитного поля сказывается на электронной компоненте КЛ. При движении релятивистского электрона в магнитном поле возникает *синхротронное излучение*. В отличие от нерелятивистского электрона, магнитотормозное излучение которого происходит на нерелятивистской гирочастоте $\omega_g = eB/(m_e c)$, один релятивистский электрон с энергией $E = \gamma m_e c^2$ излучает на многих частотах. Это можно понять из следующих качественных рассуждений. Из-за эффекта релятивистской абберации излучение релятивистского электрона сосредоточено в узком конусе с углом раствора $\theta \sim 1/\gamma$ вокруг вектора мгновенной скорости. За один оборот электрона вокруг силовой линии с релятивистской гирочастотой ω_g/γ (ср. формулу (4.11)) наблюдатель увидит короткий импульс излучения длительностью $\Delta t \sim (\gamma/\omega_g)(1/\gamma)(1 - v/c)$. Здесь фактор $(1/\gamma)$ возникает из-за того, что наблюдатель видит излучение электрона только когда попадает в конус его излучения, а фактор $(1 - v/c)$ (v – скорость движения электрона) учитывает уменьшение интервала времени света от начала попадания наблюдателя в конус излучения электрона до момента выхода из него (эффект Доплера). При $v \approx c$ имеем $1 - v/c = (1 - (v/c)^2)/(1 + v/c) \simeq 1/2\gamma^2$, поэтому $\Delta t \sim (\gamma^2 \omega_g)^{-1}$. Из-за импульсного характера принимаемого излучения его фурье-спектр содержит большой набор гармоник, так что формируется непрерывный спектр, являющийся функцией только отношения ω/ω_c . Максимум спектра находится вблизи частоты

$$\nu_c \sim 1/(\Delta t) \approx \nu_g \gamma^2 = \frac{\gamma^3 v}{2\pi r_g}, \quad (4.12)$$

где v – скорость движения электрона по орбите с радиусом кривизны r_g . Отметим, что r_g можно считать мгновенным радиусом кривизны траектории, и для релятивистского электрона с большим

лоренц-фактором γ , движущемся практически вдоль силовой линии магнитного поля с околосветовой скоростью, возникает т.н. *изгибное излучение*, связанное с собственной крупномасштабной кривизной силовой линии R . Максимум в спектре изгибного излучения одного электрона приходится на частоту $\sim \gamma^3 c/R$. Это излучение особенно важно при движении релятивистских заряженных частиц в магнитосферах пульсаров – нейтронных звезд с сильным магнитным полем около 10^{12} Гс вблизи поверхности.

Синхротронное излучение – это проявление общего закона электродинамики, согласно которому любая ускоренно (замедленно) движущаяся заряженная частица рождает электромагнитные волны. Мощность синхротронного излучения одной частицы зависит от ускорения \vec{F}/m , сообщаемого ей полем. Поскольку протоны имеют массу на 3 порядка большую, чем электроны, их вклад в общее синхротронное излучение КЛ, как правило, пренебрежим.

Расчет показывает, что потери энергии релятивистского электрона на синхротронное излучение пропорциональны квадрату энергии (лоренц-фактору) частицы и плотности энергии магнитного поля $U_m = B^2/(8\pi)$:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_s = \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma^2 U_m, \quad (4.13)$$

где σ_T – томсоновское сечение. Отметим сходство (вплоть до численного коэффициента) синхротронных (4.13) и комптоновских потерь (4.8) энергии релятивистским электроном. Это связано с тем, что в обоих случаях частица ускоряется электромагнитным полем – неважно, в постоянном магнитном поле или в суммарном поле отдельных фотонов. В формулы для некогерентного излучения входят квадраты амплитуды поля, поэтому складываются именно энергии.

Время торможения электрона в магнитном поле из-за синхротронных потерь

$$\tau_s \equiv \frac{E}{(dE/dt)_s} \approx 3 \cdot 10^{12} [\text{лет}] \frac{1}{\gamma} \left(\frac{B}{10^{-6} \text{Гс}} \right)^{-2}, \quad (4.14)$$

и для электронной компоненты КЛ с энергией 10^{11} эВ оказывается около 10^5 лет, что значительно меньше времени, требуемого для ухода из Галактики. Это означает, что электроны КЛ с такими энергиями имеют галактическое происхождение.

При степенных распределениях релятивистских электронов по энергиям $dN/dE \sim E^{-\delta}$, часто встречающихся в астрофизических условиях, суммарный спектр синхротронного излучения также имеет степенной вид:

$$I(\nu) \propto \nu^{-(\delta-1)/2}. \quad (4.15)$$

Другая характерная особенность синхротронного излучения – высокая степень линейной поляризации, в однородном магнитном поле достигающая $\Pi = (\delta + 1)/(\delta + 7/3)$. Направление линейной поляризации перпендикулярно проекции вектора напряженности магнитного поля B на картинную плоскость.

4.6.1. Проблема происхождения и ускорения КЛ сверхвысоких энергий

КЛ должны, очевидно, ускоряться каким-либо нетепловым механизмом, т.к. температура даже в центрах самых массивных звезд не превышает нескольких десятков кэВ. По современным представлениям, наиболее вероятным механизмом ускорения электронной и протонной компоненты КЛ до высоких энергий является статистическое ускорение частиц на фронтах ударных волн, порожденных вспышками сверхновых в МЗС или выбросом вещества из активных ядер галактик. Суть этого механизма (предложенного Э. Ферми) состоит в том, что при многократных столкновениях частицы с массивными облаками (точнее, при отражении заряженной частицы от “магнитных зеркал”, связанных с локальным увеличением магнитного поля), движущимися с относительной скоростью $V \ll c$, энергия частицы после многих столкновений в среднем возрастает на величину $(\Delta E/E)_2 \approx 4(V/c)^2$ (т.н. ускорение Ферми 2-го рода). В результате многих столкновений формируется степенной спектр распределения частиц по энергиям. Механизм особенно эффективен в случае только лобовых столк-

новений, т.к. при каждом столкновении относительное увеличение энергии частицы $(\Delta E/E)_1 \sim V/c \gg (\Delta E/E)_2$ (ускорение Ферми 1-го рода).¹⁰ Ускорение Ферми первого рода может происходить при многократном пересечении частицей фронта ударной волны из-за рассеяния на неоднородностях магнитного поля перед и за фронтом ударной волны. Этот механизм ускорения КЛ на сильных ударных волнах подтверждается прямыми наблюдениями ТЭВ-ного нетеплового излучения от остатков сверхновых черенковскими телескопами H.E.S.S. в Намибии (2004).

Другой механизм ускорения – электромагнитный, когда заряженная частица ускоряется в электрическом поле. Статические электрические поля невозможны в плазме из-за ее высокой электропроводности – всякое отклонение от электронейтральности в плазме вызывает ток, экранирующий поле. Однако в нестационарных электромагнитных полях ускорение частиц возможно до очень высоких энергий. Например, в магнитосферах пульсаров магнитные поля достигают 10^{12} Гс у поверхности. Даже при минимально возможных периодах вращения нейтронных звезд $P = 10^{-3}$ с размер волновой зоны, в которой может происходить ускорение заряженных частиц, порядка $L = cP/2\pi \sim 100$ км. У основания волновой зоны электрическое поле, вызванное максимально быстро изменяющимся магнитным полем, находится из уравнения Максвелла $\text{rot } \vec{E} = 1/c(\partial \vec{B}/\partial t)$ и оказывается порядка напряженности магнитного поля: $E \sim (L/c)B/(L/c) \sim B$. Заряженная частица может приобретать внутри волновой зоны энергию $E_{max} = \int eE dx \sim eBL \approx 3 \cdot 10^{19}$ эВ для типичного значения поля у поверхности быстро вращающейся нейтронной звезды 10^{10} Гс. Таким образом,

¹⁰Из закона сохранения энергии-импульса следует, что при каждом столкновении частицы, движущейся со скоростью v , с бесконечно массивным “зеркалом”, движущимся со скоростью V параллельно v , относительное увеличение энергии частицы $\Delta E/E = 2\gamma_3(V/c)((V/c) \pm v/c)$, где $\gamma_3 = 1/\sqrt{1 - (V/c)^2}$ – лоренц-фактор “зеркала”, знак плюс соответствует столкновениям “в лоб”, а минус – “вдогонку”. При ускорении 2-го рода линейный член $\sim V/c$ компенсируется столкновениями “в лоб” и “вдогонку”; при ускорении 1-го рода столкновений “вдогонку” нет, поэтому $\Delta E/E \sim V/c$

в принципе проблемы с возможностью ускорения частиц до очень высоких энергий не возникает. Однако как показывают эксперименты, спектр КЛ сверхвысоких энергий не испытывает ожидаемого “завала” на энергиях $5 \cdot 10^{19}$ эВ (что ограничивает область, из которой приходят столь энергичные КЛ, размером Местного Сверхскопления), при этом наблюдаемые КЛ на этих энергиях приходят изотропно со всех направлений (нет концентрации к плоскости Галактики и к ее центру) и достоверно не ассоциируются ни с одним из известных астрономических объектов внутри этой достаточно хорошо изученной области. Поэтому проблема происхождения КЛ с энергией выше $5 \cdot 10^{19}$ эВ остается одной из нерешенных в современной астрофизике космических лучей.

4.7. Другие методы диагностики космической плазмы

Мера дисперсии. Плотность электронной компоненты ионизированной межзвездной среды может быть определена по запаздыванию импульсов радиоизлучения пульсаров на разных частотах (мера дисперсии), которое возникает из-за конечного показателя преломления межзвездной среды, содержащей заряженные частицы. Показатель преломления для радиоволн с частотой ω в плазме с концентрацией электронов n_e равен

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} < 1, \quad (4.16)$$

где плазменная (ленгмюровская) частота свободных колебаний электронов в поле ионов

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}} \approx 5.64 \cdot 10^4 \sqrt{n_e}. \quad (4.17)$$

Фазовая скорость распространения электромагнитной волны с частотой ω есть $v_\phi = c/n$ (– скорость света), а групповая скорость – $v_g = cn$. Излучение пульсаров немонахроматическое, значит на разных частотах время прихода импульсов с расстояния l будет

различным: $t = \frac{l}{v_g} = \frac{l}{cn} \simeq \frac{l}{c} \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2\right)$, откуда время запаздывания низкочастотного сигнала в однородной среде

$$\Delta t(\omega) = \frac{1}{2} \frac{l \omega_p^2}{c \omega^2} = \frac{2\pi e^2 n_e l}{m_e c \omega^2}, \quad (4.18)$$

т.е. при данном значении ω пропорционально величине меры дисперсии – интегралу от электронной концентрации вдоль луча зрения:

$$DM = \int n_e dl. \quad (4.19)$$

Обычно для пульсаров $10 < DM < 500$ пк/см³. В общем случае

$$\Delta t_{1,2} = \int \left(\frac{dl}{v_g(\omega_1)} - \frac{dl}{v_g(\omega_2)} \right) \approx 4.6[\text{мкс}](\lambda_1^2 - \lambda_2^2) \times DM, \quad (4.20)$$

где длина волны выражена в см. Усредненная по лучу зрения плотность электронной компоненты межзвездного газа сильно зависит от направления в Галактике. Ее среднее значение в плоскости Галактики около 0.03 частиц в 1 см³.

Мера вращения. Если в плазме есть магнитное поле, то при распространении плоской монохроматической волны наблюдается поворот плоскости поляризации (фарадеевское вращение). Эффект быстро увеличивается с длиной волны. Напомним, что линейную поляризацию можно представить как сумму двух противоположных круговых поляризаций. Показатель преломления для замагниченной среды зависит от знака круговой поляризации и определяется выражением

$$n_{\pm} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \omega_H \cos \theta)}}, \quad (4.21)$$

где ω_p – ленгмюровская частота плазмы (4.17), $\omega_H = eH/m_e c$ – ларморовская частота вращения электрона в магнитном поле H , знак “+” соответствует обыкновенной волне (электрический вектор вращается по часовой стрелке, если смотреть вдоль волнового вектора), знак “–” соответствует необыкновенной волне (вращение

электрического вектора против часовой стрелки), θ – угол между вектором напряженности поля H и волновым вектором. Фазовая скорость $v_{\phi\pm} = c/n_{\pm}$, а угол поворота вектора поляризации каждой волны при прохождении расстояния l равен $\phi_{\pm} = l\omega/v_{\phi\pm} = l\omega n_{\pm}/c$, откуда угол поворота плоскости линейной поляризации $\psi = \Delta\phi/2$. Подставляя n_{\pm} из (4.21) с учетом малости ω_H/ω и ω_p/ω , находим:

$$\psi = \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2 \omega_H l \cos \theta}{c\omega^2} = \lambda^2 \text{RM}, \quad (4.22)$$

где мера вращения

$$\begin{aligned} \text{RM} &= \frac{e^2}{2\pi(m_e c)^2} \int_0^L n_e B_{\parallel} dl \approx \\ &\approx 0.81 [\text{рад}/\text{м}^2] \cdot \left(\frac{n_e}{\text{см}^{-3}} \right) \left(\frac{B_{\parallel}}{10^{-6} \text{Гс}} \right) \left(\frac{L}{\text{пк}} \right). \end{aligned} \quad (4.23)$$

По измерениям меры вращения делаются оценки компонента магнитного поля, параллельного лучу зрения. Меру вращения находят, измеряя изменение угла линейной поляризации принимаемого радиоизлучения с длиной волны. При известном распределении n_e (например, найденного по мере дисперсии пульсаров) оценивают величину магнитного поля Галактики. Величина RM для внегалактических источников лежит в пределах $\approx \pm 150$ рад/м². Метод определения B_{\parallel} , использующий меру вращения, позволяет оценивать не только величину, но и направление магнитного поля (от наблюдателя или по направлению к нему).

Галактическое магнитное поле проявляется также при наблюдениях межзвездной поляризации света. Линейная поляризация до 10% была открыта в конце 1950х – начале 1960х гг в широком диапазоне длин волн. Поляризация вызвана межзвездной пылью. Пылинки имеют несферическую форму и ориентируются вдоль силовых линий магнитного поля. Линейная поляризация возникает при анизотропном рассеянии света звезд на таких ориентированных пылинках.

Измерения показали, что в нашей и других галактиках магнитное поле имеет два компонента, сопоставимых по величине (несколько микрогаусс): регулярный (поле направлено преимущественно вдоль спиральных рукавов) и хаотический с характерным масштабом изменения направления поля в несколько сотен парсек.

4.8. Задачи

1. Получить формулу, описывающую форму спектра синхротронного излучения (4.15), считая, что спектр излучения электрона с энергией E имеет узкий пик вблизи частоты $\nu \sim \gamma^2 \nu_g$, где $\nu_g = eB/(2\pi m_e c)$ – гирочастота в магнитном поле B , а распределение электронов по энергиям степенное: $N(E)dE \sim E^{-p}$.

Решение. Мощность излучения J_ν в интервале частот $\nu, \nu + d\nu$: $J_\nu d\nu = -(dE/dt)N(E)dE$, где потери энергии одного электрона на синхротронное излучение $-dE/dt \sim \gamma^2 B^2$, $E = \gamma m_e c^2$. Лоренц-фактор записываем через частоту излучения: $\gamma \sim (\nu/\nu_g)^{1/2} \sim (\nu/B)^{1/2}$, тогда $dE \sim (\nu B)^{-1/2} d\nu$. Опуская константы, имеем: $J_\nu d\nu \sim (\nu B) (\frac{\nu}{B})^{-p/2} (\nu B)^{-1/2} d\nu$ и окончательно

$$J_\nu \sim B^{(p+1)/2} \nu^{-(p-1)/2},$$

что и требовалось доказать.

2. Пусть в результате столкновения (рассеяния) частица с энергией E_0 с вероятностью p приобретает энергию $E = \beta E_0$. Показать, что в результате многих рассеяний при этом сформируется степенное (а не максвелловское) распределение частиц по энергиям.

Решение. После k столкновений будем иметь $N_k = p^k N_0$ частиц с энергией $E = \beta^k E_0$. Исключая k , получаем $\ln(N/N_0)/\ln(E/E_0) = \ln p / \ln \beta$, откуда

$$N/N_0 = (E/E_0)^{\ln p / \ln \beta}$$

На самом деле здесь получена доля частиц с энергией $\geq E$, так как некоторые частицы, набравшие энергию E , приобретают еще большие энергии. Поэтому можно записать

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{\frac{\ln p}{\ln \beta - 1}}.$$

Эти рассуждения объясняют, почему в результате механизма Ферми формируются нетепловые (степенные) распределения частиц по энергиям. Например, для конкретной ситуации ускорения частиц на фронтах сильных ударных волн (механизм Ферми первого рода) можно показать, что $\ln \bar{p} / \ln \bar{\beta} = -1$ и $dN/dE \propto E^{-2}$, что близко к наблюдаемому показателю спектра космических лучей. Эти же рассуждения можно применить к процессу многократного рассеяния мягких фотонов на релятивистских электронах (обратный комптон-эффект). При этом высокочастотная часть теплового спектра трансформируется в степенной (нетепловой) спектр (т.н. процесс комптонизации теплового излучения). Такие спектры часто наблюдаются в жестких источниках рентгеновского излучения (тесные двойные системы с нейтронными звездами и черными дырами, ядра активных галактик и квазары и т.д.).

Глава 5.

Звезды

5.1. Общие характеристики

Звезды – массивные плазменные шары, находящиеся в равновесном состоянии; в большинстве случаев источником их тепловой энергии являются происходящие в их недрах термоядерные реакции. По своему физическому состоянию звезды можно разделить на *нормальные*, состоящие из невырожденного вещества (идеального газа), в недрах которых идут термоядерные реакции синтеза, и *вырожденные* (белые карлики, нейтронные звезды), равновесие которых поддерживается давлением квантово-механически вырожденных фермионов (электронов в случае белых карликов или нейтронов в случае нейтронных звезд). К особому классу следует отнести черные дыры, которые в обычном смысле звездами не являются. Белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры объединяют общим названием “компактные остатки”, т.к. они являются конечными продуктами эволюции обычных звезд. Полное число звезд и их остатков в нашей Галактике составляет порядка $\sim 10^{11}$.

Начнем с нормальных звезд. По своим свойствам они могут сильно отличаться друг от друга, однако основными характеристиками звезд, определяющими их строение и эволюцию, являются всего три параметра: начальная масса M , химический состав (содержание гелия и более тяжелых элементов по отношению к водороду) и возраст.

Массы звезд лежат в пределах от ~ 0.08 до $\sim 50 \div 100M_{\odot}$, причем чем больше масса звезд, тем реже они встречаются. Нижний предел связан с невозможностью протекания термоядерных

реакций синтеза при меньших значениях массы, верхний – с определяющей ролью давления излучения в очень массивных звездах, которое может сбросить избыток массы. При больших массах светимость звезды превышает Эддингтоновский предел $L_{Edd} \sim 10^{38} (M/M_{\odot})$ [эрг/с], стационарных звезд с более высокой светимостью нет.

Химический состав звезд (главным образом, содержание металлов) определяет коэффициент поглощения внешних слоев оболочки звезды, что сказывается на всех параметрах звезды (радиусе, центральной температуре и скорости протекания ядерных реакций). По своему химсоставу звезды делятся на два больших класса (населения). К *населению I* типа относятся звезды бедные тяжелыми элементами (содержание элементов тяжелее гелия не превышает нескольких десятых долей процента по массе). Это старые маломассивные звезды (как карлики главной последовательности, так и красные гиганты), расположенные в сферической составляющей нашей и других спиральных галактик, входящие в состав старых *шаровых скоплений*. К *населению II* относят звезды с хим. составом, близким к солнечному (на долю элементов тяжелее гелия приходится около 2% по массе). Это звезды дисковой составляющей нашей и других спиральных галактик и входящие в состав молодых *рассеянных скоплений*. Газ, из которого образуются звезды населения II, частично является продуктом эволюции звезд населения I и поэтому обогащен тяжелыми химическими элементами – продуктами ядерной эволюции звезд предыдущих поколений и вспышек сверхновых. Наше Солнце принадлежит к населению II типа. Существование звезд, состоящих целиком из первичного вещества, не прошедшего ядерной переработки (население III), является предметом научного поиска. Пока известно лишь несколько звезд небольшой массы, находящихся в гало нашей Галактики, которые практически лишены тяжелых элементов.

Химический состав звезд определяется по их спектрам. Спектр выходящего излучения из атмосферы звезды зависит от физического состояния плазмы и ее химического состава (через коэффи-

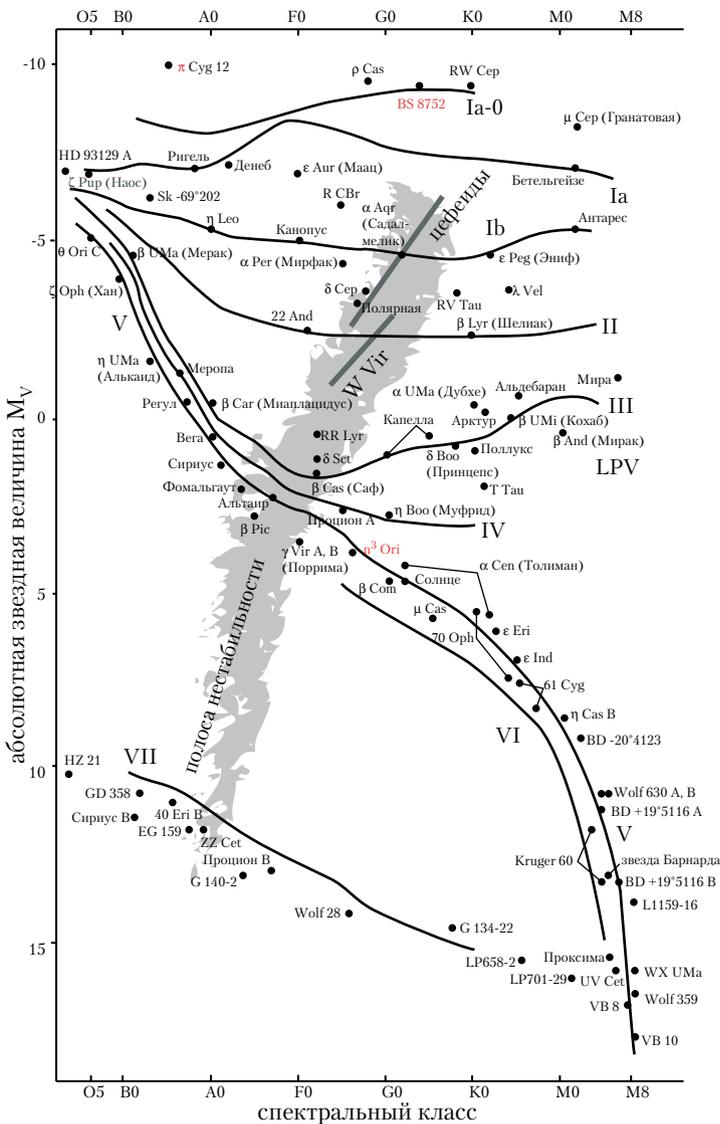


Рис. 5.1. Диаграмма Герцшпрунга–Рессела для звезд в окрестности 25 пк от Солнца. Подробнее см. текст.

циенты излучения и поглощения). По своим спектральным свойствам звезды подразделяются на спектральные классы, обозначае-

мые буквами O, B, A, F, G, K, M, L (основные спектральные классы) в порядке убывания эффективной температуры от ~ 30000 К до ~ 2000 К. Одному и тому же спектральному классу могут соответствовать звезды разных радиусов. Удобным графическим представлением состояния звезды оказалась введенная в начале XX века диаграмма цвет–светимость (или светимость–эффективная температура), называемая *диаграммой Герцшпрунга–Рассела* (ГР) (Hertzsprung–Russell) (см. рис. 5.1). На этой диаграмме наиболее отчетливо прослеживается *главная последовательность* (V), видны ветви гигантов (II, III) и сверхгигантов (Ia, Ib), а также ветвь субкарликов (VI) и белых карликов (VII). Звезды главной последовательности наиболее многочисленны, т.к. это звезды, в недрах которых идет термоядерное горение водорода. Это самая продолжительная стадия эволюции звезды. Последующие эволюционные стадии вплоть до образования компактного остатка по длительности составляют около 10% времени жизни звезды на главной последовательности.

Возраст звезд – оценивается теоретически, чаще всего по положению на диаграмме ГР, поскольку оно меняется в течение жизни звезды. В нашей Галактике, как и в других галактиках, наблюдаются звезды самых различных возрастов – от находящихся еще на стадии образования до старых звезд с возрастом 10–13 млрд. лет. Возраст старых звезд из-за их медленной эволюции оценивается с большой ошибкой (несколько млрд. лет). Возраст Солнца считается равным примерно 5 млрд. лет.

Масса, хим. состав и возраст определяют положение звезды на диаграмме ГР, а, следовательно, и такие характеристики звезд как эффективная температура T_{eff} и размер R . Последний оценивается либо с использованием закона Стефана–Больцмана ($L = 4\pi R^2 \sigma_B T_{eff}^4$, где L – болометрическая светимость звезды), либо на основании прямых интерферометрических измерений угловых размеров (только для близких звезд). Интервал значений размеров звезд фантастически велик – от величины порядка 10–20 км

для нейтронных звезд до размеров, сопоставимых с размерами всей Солнечной планетной системы для красных сверхгигантов.

Эволюция звезд после главной последовательности. После выгорания водорода звезда отходит от главной последовательности в сторону красных гигантов. При этом радиус звезды быстро увеличивается, эффективная температура падает. Источник энергии красных гигантов – горение водорода в слое, окружающем гелиевое ядро. На более поздних стадиях эволюции в ядре звезды происходит горение гелия и его превращение в углерод, углерода в кислород и т.д. вплоть до элементов группы железа. Термоядерные реакции горения каждого следующего элемента происходит во все возрастающем темпе. Для звезд с начальной массой $M < 8 - 10M_{\odot}$ эволюция заканчивается образованием белого карлика. При этом звезда находится на самом верш ветви гигантов. Образование белого карлика сопровождается относительно медленным истечением оболочки в окружающую среду (сброшенная оболочка красного гиганта часто наблюдается в виде *планетарной туманности* вокруг горячего ядра прото–белого карлика). Более массивные звезды взрываются как сверхновые также находясь на стадии красного сверхгиганта (в зависимости от химического состава вспышка сверхновой может произойти еще на стадии голубого сверхгиганта, как в случае со сверхновой 1987a в Большом Магеллановом Облаке). В результате вспышек сверхновых образуются сверхплотные нейтронные звезды или черные дыры (масса нейтронной звезды не превышает $3 M_{\odot}$).

5.2. Образование звезд

5.2.1. Гравитационная неустойчивость

Звезды образуются в результате гравитационной (джинсовской) неустойчивости в холодных плотных молекулярных облаках. Рассмотрим эту неустойчивость подробнее. Проанализировав линеаризованную систему уравнений газодинамики для идеального газа, описывающую рост малых возмущений вида $\rho(t) =$

$A \exp\{i(\omega t + \kappa r)\}$, Джинс (1902) впервые показал, что изначально однородная гравитирующая среда с плотностью ρ_0 неустойчива по отношению к малым линейным возмущениям плотности с характерным масштабом, превышающим $\lambda_J \approx c_s / \sqrt{\pi/G\rho_0}$. Здесь $c_s = \sqrt{dP/d\rho} = \sqrt{\gamma \mathcal{R}T/\mu G\rho_0}$ – скорость звука в среде с молекулярным весом μ , температурой T и показателем адиабаты γ . В масштабах меньших джинсовской длины волны λ_J возмущения представляют собой акустические колебания. Скорость роста возмущений плотности определяется только начальной плотностью среды и не зависит от масштаба возмущения: $\delta\rho/\rho_0 \sim e^{\omega t}$, $\omega \simeq \sqrt{G\rho_0}$.

По мере сжатия плотность обособившейся области возрастает, джинсовская длина волны уменьшается и появляется возможность фрагментации среды на мелкомасштабные образования. Поэтому звезды всегда рождаются группами (скоплениями, комплексами). Молодые массивные горячие звезды наблюдаются почти исключительно в ОВ-ассоциациях.

Рассмотрим **условие фрагментации** сжимающегося облака. Пусть идеальный газ сжимается адиабатически. Отношение теплоемкостей $\gamma = C_p/C_v$. Уравнение состояния можно записать в виде $P = K\rho^\gamma$. Джинсовская масса $M_J \sim \rho\lambda_J^3 \sim T^{3/2}\rho^{-1/2}$. Из уравнения состояния $T \sim \rho^{\gamma-1}$, откуда следует, что $M_J \sim \rho^{(3/2)\gamma-2}$. Условие устойчивости относительно фрагментации при росте плотности есть $dM_J/d\rho > 0$, т.е. $\gamma > 4/3$. Так, идеальный одноатомный газ с $\gamma = 5/3$ устойчив относительно джинсовской фрагментации при адиабатическом сжатии, а при изотермическом сжатии ($\gamma = 1$) фрагментация может происходить.

Реально можно ожидать $\gamma \approx 1$, поскольку время ухода энергии из облака меньше времени сжатия, поэтому фрагментация действительно должна меть место при формировании звезд. Но эта идеализированная картина усложняется тем, что в ней не учтена первоначальная неоднородность среды, ее вращение и замагниченность (см. ниже). В сжимающемся газовом облаке, которое эволюционирует в одиночную звезду, формируется более плотное и

быстро сжимающееся ядро, окруженное протяженной более разреженной (но также неоднородной и сжимающейся) оболочкой.

До тех пор, пока центральная температура и плотность недостаточны для начала термоядерных реакций синтеза, при сжатии происходит выделение гравитационной энергии, половина которой, в соответствии с теоремой вириала, идет на увеличение тепловой энергии, а другая половина уходит в виде излучения. Эта фаза эволюции называется стадией протозвезды. Сжатие протозвезды останавливается с началом термоядерных реакций превращения водорода в гелий.

Если бы гигантские молекулярные облака в Галактике (их несколько тысяч) свободно сжимались из-за гравитационной неустойчивости, то за время $\sim 10^6$ лет из них образовались бы звезды. Так как полная масса молекулярного водорода в Галактике $M_{H_2} \sim 10^9 M_\odot$, то темп звездообразования составил бы $10^9/10^6 = 10^3 M_\odot$ в год. Однако наблюдаемое значение темпа звездообразования в Галактике – несколько M_\odot в год. Это замедление звездообразования обусловлено факторами, препятствующими сжатию, и прежде всего вращением газа и магнитным полем (из-за вмороженности поля в космическую плазму). С другой стороны, сжатию газа способствуют ударные волны при расширении остатков вспышек сверхновых, спиральные волны плотности и звездный ветер от горячих ОВ-звезд; при этих процессах возрастает плотность газа, а более высокая плотность способствует его более быстрому остыванию.

5.2.2. Влияние вращения на сжатие

В простейшем случае, однородное вращающееся облако может сжиматься по всем направлениям только до определенного радиуса, зависящего от углового момента. Если обозначить α_{rot} отношение энергии вращения к гравитационной энергии

$$\alpha_{rot} \sim \frac{MV^2}{GM^2/R} \sim \frac{J^2}{GM^3R},$$

где V – скорость на экваторе вращения, $J = I\Omega \sim MRV$ – угловой момент, то условием сжатия можно считать $\alpha_{rot} < 1$.

При сохранении J с уменьшением R отношение α_{rot} растет, пока на экваторе не будет достигнуто центробежное равновесие $V^2/R = GM/R^2$. После этого экваториальное сжатие останавливается, и облако может продолжить сжатие только вдоль малой оси. При этом плотность облака возрастает в процессе сплющивания – до его фрагментации на отдельные фрагменты, обращающиеся вокруг центра масс. Поскольку большая часть углового момента при этом перейдет к орбитальному движению, возникшие фрагменты окажутся далекими от центробежного равновесия, и сами могут испытывать трехмерное сжатие, пока рост α_{rot} вновь не остановит сжатие (если к этому времени не произойдет уменьшение момента вращения, например, из-за передачи момента окружающей среде через магнитное поле).

Учет неоднородности облака, растущей в процессе сжатия, усложняет картину. Как показали модельные расчеты, сжатие облака как целого возможно лишь при медленном вращении. При приближении α_{rot} к единице облако перестает вращаться с постоянной угловой скоростью, и максимум плотности внутри облака оказывается на определенном расстоянии от оси вращения. Возникает широкое кольцо, которое дробится на сжимающиеся фрагменты.

5.2.3. Влияние магнитного поля на сжатие

При условии вмороженности в плазму магнитное поле может препятствовать сжатию. Пусть α_B – отношение энергии поля к гравитационной Энергии облака:

$$\alpha_B \approx \frac{(B^2/8\pi)(4/3\pi R^3)}{3/5GM^2/R} \sim (\Phi/M)^2,$$

где $\Phi \sim BR^2$ – магнитный поток. Условием сжатия является $\alpha_B < 1$. При $\alpha_B = 1$ имеем: $\Phi \sim M$. Поэтому если Φ сохраняется, то и критическое значение массы будет сохраняться. Это означает, что поле либо позволяет неограниченное сжатие, либо не позволяет никакого. Для типичных значений магнитной индукции в облаках критическое значение массы составляет тысячи и десят-

ки тысяч масс Солнца. Таким образом, поле препятствует рождению одиночных звезд, но не препятствует сжатию массы порядка массы звездного скопления. Поле будет препятствовать и фрагментации – пока не уменьшится магнитный поток. Поток Φ может уменьшиться за счет конечной проводимости среды благодаря процессу, получившему название амбиполярной диффузией. Поле “цепляется” только за заряженные частицы облака (редкие ионы и свободные электроны), и в процессе сжатия облака они будут медленно “просачиваться” сквозь нейтральную среду, составляющую основную массу облака. Связь магнитного поля с нейтральными атомами осуществляется через столкновения атомов с ионами.

Как показывают расчеты, характерное время диффузии неоднородного магнитного поля из межзвездного облака за счет этого процесса оказывается порядка

$$t_d \approx 5 \cdot 10^{13} [\text{лет}] (n_i/n_H),$$

где n_i и n_H концентрации ионов и атомов водорода. Расчеты показывают, что космические лучи и распад радиоактивных ядер поддерживают концентрацию ионов на уровне $\sim 10^{-7}$, так что время диффузии магнитного поля в ядрах молекулярных облаков составляет несколько миллионов лет, что по порядку величины сравнимо с временем свободного падения. Если облако поддерживается в гидростатическом равновесии (например, при турбулентном движении газа или вращением), то уменьшение магнитного потока в облаке из-за дрейфа ионов может стать весьма заметным. На микроскопическом уровне уменьшение потока магнитного поля связано с эффективным усилением диссипации поля из-за столкновений ионов с нейтральными атомами, которые уменьшают проводимость космической плазмы.

5.3. Протозвезды

Качественно проследим, как происходит сжатие молекулярного облака, размер которого удовлетворяет критерию неустойчивости Джинса.

Рассмотрим сферическое облако идеального газа с массой M . Тепловая энергия облака $Q \approx M/\mu\mathcal{R}T$, гравитационная энергия $U \approx -GM^2/R$. Сжатие начнется, если полная энергия облака станет отрицательной, $E = Q + U < 0$, т.е. если радиус облака удовлетворяет неравенству

$$R < \frac{\mu GM}{\mathcal{R}T} \simeq \frac{0.1 \text{пк}}{T} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right). \quad (5.1)$$

Отсюда следует, что при минимально возможной температуре межзвездной среды 3 К (всегда есть нагрев реликтовым излучением!) размер облака достаточно большой, и даже при $T \sim 100$ К составляет сотни астрономических единиц.

Контракционная фаза. Облако начинает сжиматься в шкале свободного падения $1/\sqrt{G\rho}$, поскольку хорошая прозрачность нейтрального вещества для фотонов позволяет сжатию происходить практически в изотермическом режиме ($\gamma = 1$), поэтому тепловое давление не препятствует сжатию. В процессе сжатия облако фрагментирует. Подставляя радиус из (5.1), находим время свободного сжатия как функцию температуры:

$$t_f \simeq \left(\frac{\mu}{\mathcal{R}T} \right)^{3/2} GM \sim 6 \cdot 10^7 \text{лет} \left(\frac{\mu}{T} \right)^{3/2} \frac{M}{M_{\odot}}. \quad (5.2)$$

Пока вещество имеет низкую плотность и нейтрально (не является плазмой), оно прозрачно мала, и рождающиеся фотоны низких энергий свободно выходят из облака, унося часть выделяемой энергии. По мере роста плотности время свободного падения укорачивается, но рост плотности ведет к росту непрозрачности (в основном из-за поглощения ИК-фотонов пылью и молекулами), поэтому изотермическое сжатие постепенно сменяется на адиабатическое ($\gamma \rightarrow 5/3$), и облако приходит в равновесное состояние, устойчивое к фрагментации.

Несложно оценить радиус, до которого может сжаться облако с данной массой, пока оно не станет ионизованным, из условия затраты выделяемой гравитационной энергии на диссоциацию молекул и ионизацию вещества. Пусть вещество изначально состоит из

молекулярного водорода. На диссоциацию одной молекулы H_2 затрачивается $7 \cdot 10^{-12}$ эрг (~ 4 эВ), на ионизацию каждого атома водорода требуется еще 13.6 эВ ($22 \cdot 10^{-12}$ эрг), то есть для превращения 1 г вещества в плазму нужно затратить $I \approx 1.5 \cdot 10^{13}$ эрг. Присутствие гелия повышает эту оценку почти в 2 раза из-за затрат на ионизацию атомов гелия. Можно считать, что сжатие начинается из состояния с нулевой потенциальной энергией. Тогда из условия $\Delta E_g \simeq (3/5)GM^2/R \sim I \times M$ находим радиус “непрозрачной” протозвезды

$$R \sim GM/I \simeq 80R_{\odot} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right).$$

Заметим, что в процессах диссоциации и ионизации энергия затрачивается на разрыв молекулярных связей или отрыв электронов от атомов (фазовый переход 1 рода), а значит при адиабатическом сжатии рост температуры при прочих равных условиях будет меньше. Это означает, что показатель адиабаты газа γ будет меньше $5/3$ (может быть даже порядка 1 , то есть происходить режиме, близком изотермическому), хотя газ остается идеальным. Расчеты показывают, что температура такой плазмы не превышает 10^4 К.

Можно оценить и среднюю светимость протозвезды на стадии сжатия в шкале времени свободного падения. Поскольку источником энергии служит гравитационная энергия сжимающегося облака, то

$$L = \frac{\Delta E}{t_f} = -\frac{1}{2} \frac{U_g}{t_f} \sim \frac{GM^2}{Rt_f}$$

(коэффициент $1/2$ является следствием теоремы вириала – только половина освобождающейся гравитационной энергии высвечивается, а половина идет на нагрев газа). Подставляя (5.1), (5.2) получаем

$$L \sim \frac{I}{G} \left(\frac{\mathcal{R}T}{\mu} \right)^{3/2} \approx 2 \cdot 10^{-3} \left(\frac{T}{\mu} \right)^{3/2} L_{\odot}$$

($L_{\odot} = 4 \cdot 10^{33}$ [эрг/с] – болометрическая светимость Солнца). Так как по мере сжатия температура возрастает, для числовых оценок

подставляем в эту формулу температуру ионизации водородно-гелиевой плазмы 10^4 К. При этом оценка L по приведенной выше формулы дает $L \sim 10^3 L_\odot$, то есть перед тем, как стать непрозрачной, протозвезда буквально “загорается” на некоторое время. Затем протозвезда опять “гаснет” из-за резкого увеличения непрозрачности при лавинообразной ионизации.

Адиабатическая фаза. До того, как возрастающий градиент теплового давления в недрах сжимающейся протозвезды уравнивает действие силы гравитации, сжатие собственно непрозрачной (т.е. имеющей фотосферу, как и Солнце) протозвезды происходит также в динамической шкале времени. Светимость протозвезды на непрозрачной стадии определяется балансом выделяемой гравитационной энергии и способностью высвечивания энергии с поверхности, которая, как известно, максимальна для абсолютно черного тела $L = 4\pi R^2 \sigma_B T_{eff}^4$, где T_{eff} – эффективная температура. Температура фотосферы звезды определяется условием просачивания квантов из толщи звезды наружу, т.е. непрозрачностью звездных недр. Расчеты показывают, что у протозвезд энергия переносится конвективными движениями в оболочке (возникновение конвекции связано с увеличением непрозрачности с ростом плотности в условиях ионизации водорода и гелия, из-за которой возникает высокий радиальный градиент температуры). При этом в фотосфере устанавливается универсальная температура порядка 3–4 тысяч К. На диаграмме Герцшпрунга–Рессела звезда эволюционирует вдоль т.н. конвективного трека Хаяши, который впервые количественно рассчитал этот процесс, и сама стадия сжимающейся конвективной протозвезды носит название *стадии Хаяши*.

Светимость протозвезды на стадии Хаяши есть просто

$$\frac{L}{L_\odot} = \left(\frac{T_{eff}}{T_\odot} \right)^4 \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^2 \simeq 400 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^2,$$

а время жизни определяется способностью излучать выделяемую гравитационную энергию

$$t \sim \frac{GM^2}{RL} \simeq \frac{GM^2}{4\pi R^3 \sigma_B T_{eff}^4} \sim 8 \cdot 10^7 \bar{\rho} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ лет.}$$

Как только температура и плотность в центре звезды достаточно возрастут, начнутся ядерные реакции и протозвезда превратится в нормальную звезду, находящуюся на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга–Рассела.

Разумеется, реальная картина сжатия протозвезд существенно сложнее. В частности, мы пренебрегали эффектами магнитного поля и вращения, которые неизбежно присутствуют в астрофизических условиях. Как и на более ранних стадиях, оба эффекта препятствуют сжатию протозвезд. Важен также учет выпадания газовой оболочки на звезду и ее прозрачность для света звезды.

5.4. Стационарные звезды

Физическое состояние стационарных звезд определяется условиями гидростатического равновесия (когда макроскопические параметры – масса, радиус – изменяются на больших временах \gg динамического времени $t_{ff} \sim 1/\sqrt{G\rho}$) и теплового равновесия (несмотря на мощное энерговыделение в центре, звезды не взрываются, их светимость меняется плавно).

5.4.1. Гидростатическое равновесие

Рассмотрим объем вещества dV с давлением P . Сила, стремящаяся расширить объем $\vec{F} = - \int P d\vec{S}$, где $d\vec{S}$ – элемент поверхности. Очевидно, если нет градиента давления ($P = const$) $\vec{F} = 0$. В общем случае сила, действующая на элемент объема $dV = \vec{r} d\vec{S}$ равна

$$d\vec{F}_p = -P d\vec{S} = -\vec{r} \frac{\partial P}{\partial \vec{r}} d\vec{S} = -\nabla P dV. \quad (5.3)$$

Сила гравитационного притяжения – массовая, действует на элемент массы $dm = \rho dV$, $d\vec{F}_g = -\nabla \phi dm$, где $\phi(r) = - \int_r^\infty Gm(x)/x^2 dx -$

ньютоновский гравитационный потенциал. Таким образом, суммарная сила, действующая на элементарный объем в звезде

$$d\vec{F} = -\nabla\phi dm - \nabla P dV. \quad (5.4)$$

В условиях равновесия суммарная сила равна нулю, откуда получаем уравнение гидростатического равновесия

$$\frac{1}{\rho}\nabla P + \nabla\phi = 0. \quad (5.5)$$

Для сферически-симметричного случая $\phi = -GM(r)/r$, $M(r) = \int_0^r 4\pi x^2 \rho(x) dx$ и

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + \frac{GM(r)}{r^2} = 0. \quad (5.6)$$

Для оценок по порядку величины можно пользоваться приближенной формой уравнения гидростатического равновесия

$$P/\rho \sim GM/R, \quad (5.7)$$

где M и R – масса и радиус звезды. Эта формула дает хорошее приближение для центрального давления в самогравитирующем газовом шаре.

5.4.2. Теорема вириала для звезды

Прямым следствием уравнения гидростатического равновесия (5.5) является *теорема вириала*, связывающая тепловую (кинетическую) и потенциальную (гравитационную) энергию стационарной звезды. Переходя к лагранжевой массе $dm = 4\pi r^2 \rho(r) dr$ в качестве независимой переменной, запишем (5.6)

$$4\pi r^2 \frac{dP}{dm} = -\frac{GM(r)}{r^2}. \quad (5.8)$$

Умножим полученное уравнение на $r dm$ и проинтегрируем по частям. В результате приходим к теореме вириала для самогравитирующих газовых шаров

$$U = - \int \frac{GM(r)dm}{r} = -3 \int P dV \quad (5.9)$$

(при выводе использовано граничное условие $P|_{M(R)} = 0$ – равенство нулю давления на поверхности сферы).

В важном частном случае политропного уравнения состояния (адиабата) $P = K \rho^\gamma$, удельная энергия на 1 грамм вещества есть $\epsilon = 1/(\gamma - 1)P/\rho$, поэтому получаем

$$U = -3(\gamma - 1)Q, \quad (5.10)$$

где $Q = \int \epsilon \rho dV$ – тепловая энергия.

Пример. Оценим характерную температуру Солнца. Пусть вся звезда состоит из идеального одноатомного газа, $\gamma = 5/3$. $Q \sim 3/2NkT \sim 3/2M/\mu RT$, $U \approx -GM^2/R$ и находим для $\mu \approx 0.6$ (с учетом молекулярного веса полностью ионизованной плазмы состоящей по массе на 75 % из водорода и на 25 % из гелия) $\langle T \rangle = \mu GM/(RR) \sim 3 \cdot 10^7$ К. Более точные оценки приводят к значению около 15 млн. градусов для центра Солнца.

Рассмотрим два физически важных случая.

1) $\gamma = 5/3$. Этот показатель адиабаты соответствует идеальному одноатомному газу, а также нерелятивистскому вырожденному ферми-газу. Из (5.10) получаем $2Q = -U$, т.е. знакомый вид теоремы вириала в механике для движения тел в потенциале $\propto 1/r$.

2) $\gamma = 4/3$. Этот показатель адиабаты характерен для газа из релятивистских частиц (например, фотонов или безмассовых нейтрино), когда связь между давлением и плотностью энергии $P = \epsilon/3$, или для релятивистского вырожденного ферми-газа. В этом случае теорема вириала для равновесной самогравитирующей конфигурации дает $Q = -U$, $E = Q + U = 0$, т.е. такая конфигурация находится в положении *безразличного* равновесия:

$$U \sim -GM^2/R = -GM^{5/3}\rho^{1/3},$$

$$Q \sim MP/\rho \sim MK\rho^{1/3}.$$

Очевидно, полная энергия

$$E = U + Q = (-GM^{5/3} + KM)\rho^{1/3}$$

является линейной функцией $\rho^{1/3}$ и равновесие ($E = 0$) возможно только при $M = M_0 = (K/G)^{3/2}$. При $M > M_0$ полная энергия положительна, $E > 0$, т.е. система гравитационно не связанная и распадается. При $M < M_0$ полная энергия отрицательна, $E < 0$, и под действием малых радиальных возмущениях система коллапсирует ($\frac{\partial E}{\partial \rho} < 0$). Потеря устойчивости всегда происходит в динамической шкале времени, $t_d \sim t_{ff} \sim 1/\sqrt{G\rho} \approx 50[\text{мин}](\rho/\rho_\odot)^{-1/2}$. Этот процесс, например, имеет место при коллапсе ядер массивных звезд.

Отметим также, что теорема вириала для системы из многих частиц может быть получена не только из термодинамического рассмотрения, но из классических и квантовых уравнений движения. Она применима как для динамически устойчивых макроскопических систем (например, звездных скоплений), так и для квантовых систем (заряженные частицы в кулоновском поле).

5.4.3. Тепловая устойчивость звезд. Отрицательная теплоемкость.

Рассмотрим теорему вириала для одноатомного идеального газа, который является хорошим приближением для вещества нормальных звезд ($\gamma = 5/3$): $2Q = -U$, $E = Q + U = -Q$. Отсюда следует равенство $\Delta E = -\Delta Q$, т.е. сообщение энергии звезде ($\Delta E > 0$) приводит к ее *охлаждению*, $\Delta Q < 0$, а излучение энергии ($\Delta E < 0$) – к *разогреву*, $\Delta Q > 0$. Иными словами, звезда, находящаяся в гидростатическом равновесии (т.е. подчиняющаяся теореме вириала) обладает *отрицательной теплоемкостью*: $E = U + Q = -Q = -C_v M \langle T \rangle$ (здесь $C_v > 0$ – удельная теплоемкость газа звезды), $dE/dT = -C_v M < 0$. Из-за отрицательной теплоемкости термоядерные реакции в звездах идут в течение многих миллионов лет и не носят взрывной характер.

Замечание: теорема об отрицательной теплоемкости справедлива для любой стационарной системы в поле тяготения – например, спутник на стационарной орбите вокруг Земли: при торможении спутника в атмосфере (отбор энергии от системы Земля–спутник) он переходит на более низкую орбиту с увеличением скорости $v \sim 1/\sqrt{r}$ (аналог нагрева системы при потере энергии).

Характерное время установления теплового равновесия в звезде (т.н. тепловое время, или время *Кельвина–Гельмгольца*) также можно определить из теоремы вириала, приравняв его времени, необходимому для потери запаса тепловой энергии при заданном темпе отвода энергии (т.е. светимости L). Имеем: $Q = -U/2 \sim GM^2/R$,

$$t_{KH} = \frac{Q}{L} = \frac{GM^2}{RL} \approx 30[\text{млн. лет}] \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2} \quad (5.11)$$

(во втором равенстве использовано соотношение масса–радиус и масса–светимость для нормальных звезд околосолнечной массы: $R \propto M$, $L \propto M^3$). В XIX в. Кельвин и Гельмгольц именно так оценивали время жизни Солнца. Любопытно, что Кельвин не принимал теорию эволюции Дарвина (которая требовала миллиардов лет для развития видов) именно на основании своего заключения о возрасте Солнца в 30 млн. лет! В начале XX в. стало ясно, что возраст Земли намного превосходит 30 млн. лет – возникла необходимость поиска источника энергии на Солнце и звездах. Таким источником оказались термоядерные реакции синтеза тяжелых элементов из водорода и гелия.

5.5. Ядерные реакции в звездах.

Запасы ядерной энергии в звездах намного превышают запас тепловой энергии. Запас ядерной энергии $\Delta E_n = \eta_m M_c c^2$, где $M_c \sim 0.1M$ – масса ядра звезды, где могут идти термоядерные реакции, η_m – энерговыделение на единицу массы (эффективность) ядерных реакций. При синтезе гелия из водорода, который происходит на стадии главной последовательности звезд на диаграмм-

ме Герцшпрунга–Рессела, суммарная реакция сводится к образованию одного ядра гелия из 4-х протонов, $4p \rightarrow {}^4_2\text{He}$. Выделяемая энергия при этом определяется дефектом массы:

$$\delta\mathcal{E} = (4m_p - m_{\text{He}})c^2 = 27.3\text{МэВ}, \quad (5.12)$$

т.е. примерно 7 МэВ на нуклон. Как увидим ниже, не вся выделяющаяся энергия идет в тепло, небольшая часть (0.6 МэВ) уносится нейтрино, для которого Солнце прозрачно. Энергия покоя нуклона почти 1 ГэВ, т.е. эффективность синтеза гелия из водорода $\eta_n \approx 0.007$. Следовательно, характерное время пребывания звезды на стадии главной последовательности

$$t_n = \frac{\eta_n M c^2}{L} \sim 10^{10} [\text{лет}] (M/M_\odot)^{-2} \quad (5.13)$$

(здесь учтено эмпирическое соотношение масса–светимость для звезд главной последовательности $L \propto M^3$, доказательство которого приводится в конце этой главы).

Замечания:

1. Время термоядерного горения водорода t_n сильно зависит от массы звезды (примерно как M^{-2}) – так, звезда с массой в 10 солнечных эволюционирует в 100 раз быстрее Солнца!

2. Стадия термоядерного горения водорода в ядре звезды – самая длительная. Все последующие стадии (горение гелия в углерод и т.д.) составляют всего лишь 10% от t_n . Это связано с тем, что скорости термоядерных реакций очень чувствительны к температуре, а для реакций синтеза более тяжелых элементов центральная температура должна быть намного выше (требуется преодоление более высокого кулоновского барьера $\sim Z^2$, где Z – заряд ядра), и поэтому, когда эти реакции начинаются, при высокой температуре они протекают очень быстро.

5.6. Особенности ядерных реакций в звездах

Используя теорему вириала $2E + U = 0$, характерная температура в звезде может быть оценена как

$$T_c \sim \frac{\mu GM}{\mathcal{R}R} \sim 10^7 K \approx 1 \text{ кэВ}.^1 \quad (5.14)$$

Здесь \mathcal{R} – универсальная газовая постоянная, μ – молекулярный вес вещества. Для полностью ионизованной плазмы солнечного химсостава $\mu \approx 0.6$. Таким образом, средняя кинетическая энергия частиц в недрах Солнца $\langle E \rangle \sim 1$ кэВ. С другой стороны, чтобы могла происходить реакция соединения двух протонов в ядро дейтерия, требуется преодолеть кулоновский барьер $U_C = e^2/r$. Реакция пойдет при сближении протонов на расстояние действия ядерных сил 1 Ферми $\sim 10^{-13}$ см, (по порядку величины это длина волны Де-Бройля для протона $\lambda_p = \hbar/m_p c$). Таким образом, кулоновский барьер для взаимодействия двух протонов $U_C \simeq e^2/\lambda_p = \alpha m_p c^2 \sim 1$ МэВ ($\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры).

Газ в центре Солнца вполне идеален (т.е. кулоновской энергией взаимодействия можно пренебречь по сравнению с кинетической энергией теплового движения), и частицы (протоны) движутся со скоростями в соответствии с максвелловским распределением $f(v)dv \propto v^2 e^{-v^2/kT}$. Отсюда доля протонов с энергией $E \sim m_p v^2 > U_C$ оказывается $\propto \exp(-(1\text{кэВ}/1\text{МэВ})^2) \sim e^{-1000} \sim 10^{-430}$, что безнадежно мало для звезд с числом частиц $\mathcal{N} \sim 10^{57}$.

Как было впервые показано Г.А. Гамовым, ядерные реакции в центре Солнца все же возможны из-за эффекта *квантовомеханического туннелирования* волновой функции под кулоновский барьер. Импульс частицы в квантовой механике (Л. Де Бройль, Де Brogile) $\vec{p} = \hbar \vec{k}$, где $\vec{k} = 2\pi/\lambda$ – волновое число. Движение частицы с зарядом $Z_1 e$ с импульсом \vec{p} соответствует волновая функция $\psi \sim e^{ikx} \sim e^{i(p/\hbar)x} \sim e^{i/\hbar \int p dx}$. Кинетическая энергия частицы $p^2/2m = E_{\text{кин}} = E_{\text{полн}} - U = E_0 - U$, где $U = Z_1 Z_2 e^2/r$ – потенциальная энергия кулоновского взаимодействия с частицей с

¹Напомним, что температура в 1 эВ примерно соответствует 11000 К

зарядом Z_2 . Отсюда $p = \sqrt{2m(E_0 - U)}$. В классической механике при $E_0 \leq U$ происходит отражение частицы от барьера, т.е. частица не проникает в область $r < r_1 = Z_1 Z_2 e^2 / E_0$. В квантовой механике при $r < r_1$ имеем $p = i\sqrt{2m(U - E_0)}$ и волновая функция $\psi \sim \exp[-1/\hbar \int_r^{r_1} \sqrt{2m(U - E_0)} dx]$. Это означает, что всегда есть отличная от нуля вероятность подбарьерного перехода. Расчет показывает, что вероятность нахождения частицы под барьером

$$w = |\psi|^2 \sim \exp[-2/\hbar \int_0^{r_1} \sqrt{2m(U - E_0)} dx] \propto e^{-\sqrt{\frac{A}{E_0}}}, \quad (5.15)$$

где

$$A \sim Z_1 Z_2 e^4 m_p / \hbar^2 \sim Z_1 Z_2 \alpha^2 m_p c^2 -$$

постоянная, называемая энергией Гамова. Именно из-за малости α вероятность подбарьерного перехода значительна для частиц с энергией $E_0 \sim kT \ll U_C \sim \alpha m_p c^2$. Интегрируя по максвелловскому распределению частиц с энергией $E > E_0 \sim e^{-\frac{E_0}{T}}$, получаем скорость реакции

$$\langle \sigma v_0 \rangle [\text{см}^3/\text{с}] \sim \int e^{-\sqrt{A/E_0} - E_0/T} dE_0. \quad (5.16)$$

При концентрации взаимодействующих частиц n характерное время между взаимодействиями есть просто $\tau \sim 1/(n\sigma v_0)$. Выражение под экспонентой имеет резкий максимум, поэтому интеграл легко берется методом перевала. Не имея здесь места для более подробного изложения, отошлем интересующихся читателей к глубокой монографии Д.А. Франк-Каменецкого “Физические процессы внутри звезд”, М.: Физматгиз, 1959. Окончательный ответ:

$$\langle \sigma v_0 \rangle \propto \exp \left[- \left(\frac{\alpha_G}{kT} \right)^{1/3} \right], \quad (5.17)$$

где $\alpha_G \approx Z_1 Z_2 A$ – энергия, характеризующая взаимодействующие ядра с зарядами Z_1, Z_2 .

Полученный закон роста скорости реакций $\exp[-1/T^{1/3}]$ с температурой отражает увеличение вероятности просачивания через барьер, которое значительно превосходит уменьшение доли числа частиц с требуемой энергией при максвелловском распределении по скоростям.

Знание скорости реакции позволяет легко рассчитать изменение концентрации $n_i \rightarrow n_k$ взаимодействующих ядер i, k при их соударениях со временем:

$$dn_i/dt = dn_k/dt = -n_i n_k \langle \sigma v \rangle_{ik}.$$

Из этого следует, что в расчете на единицу массы вещества энерговыделение в ядерных реакциях пропорционально первой степени плотности и некоторой функции от температуры.

Рассмотрим теперь некоторые особенности основных термоядерных реакций, происходящих в звездах главной последовательности.

5.6.1. pp-цикл (Г. Бете, 1939)

Реализуется в звездах небольших масс $M \lesssim 1.3M_{\odot}$.

1. $\mathbf{p} + \mathbf{p} \rightarrow {}^2D + e^+ + \nu_e (E_{\nu,pp} < 0.42 \text{ MeV}) \quad \tau \sim 10^{10} \text{ лет}$
2. ${}^2D + \mathbf{p} \rightarrow {}^3He + \gamma \quad \tau \sim 1.5 \text{ сек}$

С вероятностью 65%:

3. ${}^3He + {}^3He \rightarrow {}^4He + 2p \quad \tau \sim 10^6 \text{ лет}$

или (35%)

4. ${}^3He + {}^4He \rightarrow {}^7Be + \gamma,$

после чего

- 4a. ${}^7Be + e^- \rightarrow {}^7Li + \nu_e, (\langle E_{\nu,Be} \rangle = 0.81 \text{ МэВ}), {}^7Li + \mathbf{p} \rightarrow 2{}^4He$

или (гораздо менее вероятно)

- 4b. ${}^7Be + \mathbf{p} \rightarrow {}^8B + \gamma, {}^8B \rightarrow {}^8Be^* + e^+ + \nu_e, (\langle E_{\nu,B} \rangle \sim 8 - 14 \text{ МэВ}), {}^8Be^* \rightarrow 2{}^4He$

Таким образом, во всех ветвях реакции (1–3 и 1–4) она завершается возникновением одного ядра 4He из четырех протонов (выделены жирным шрифтом); никакие элементы, кроме водорода, не расходуются.

Замечания:

А). 1-я реакция самая медленная, т.к. идет по каналу слабого взаимодействия, Эта реакция определяет темп энерговыделения на грамм вещества и время жизни звезды на главной последовательности.

Б). Дейтерий (2-я реакция) быстро вступает в реакцию с образованием гелия-3, равновесная концентрация определяется отношением времен реакций (1) и (2), т.е. $\sim 10^{-18}$. Это важное свойство дейтерия быстро "выгорать" в звездах позволяет считать большую часть дейтерия в межзвездной среде первичным, т.е. образованным при первичном нуклеосинтезе в ранней Вселенной. Измерение содержания первичного дейтерия – важнейший тест теории первичного нуклеосинтеза.

В). Эффективность энерговыделения на грамм вещества зависит от температуры в высокой степени:

$$\epsilon_n [\text{эрг}/(\text{г} \cdot \text{с})] \propto \rho T^{4\dots 8} \quad (5.18)$$

(ρ – плотность; входит в первой степени т.к. расчет энерговыделения ведется на единицу массы). Отметим низкую среднюю “калорийность” ядерных реакций: $L_{\odot}/M_{\odot} = 2 [\text{эрг}/(\text{г} \cdot \text{с})]$ – примерно такое энерговыделение имеет место в процессе гниения опавшей листвы в осеннем саду...

Г). При образовании одного атома гелия из четырех протонов нейтрино уносят энергию около 0.6 МэВ. Количество нейтрино N_{ν} , излучаемое Солнцем за секунду, определяется только светимостью Солнца, т.к. в термоядерных реакциях в Солнце при выделении 26.7 МэВ рождается два нейтрино, откуда $N_{\nu} = 2L_{\odot}/26.7 \text{ МэВ} \simeq 1.8 \cdot 10^{38}$ нейтрино/с. Поток р-р нейтрино на Земле $F_{\nu} = N_{\nu}/4\pi(1AE)^2 \sim 10^{11}$ частиц/см²/с (см. рис. 5.2). Отметим, что солнечные нейтрино имеют довольно широкий энергетический спектр вплоть до энергий 14 МэВ.

Прямая проверка теории строения Солнца – наблюдение солнечных нейтрино наземными нейтринными детекторами (рис. 5.2). Электронные нейтрино высоких энергий (реакция 4а) регистри-

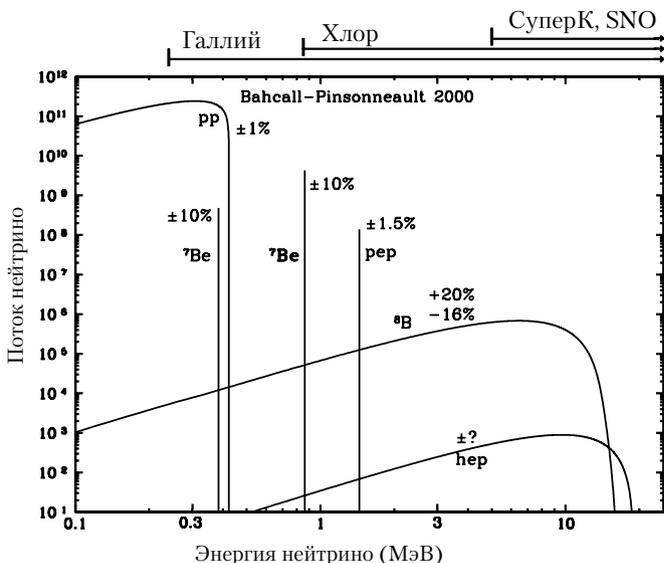


Рис. 5.2. Расчетный спектр потока солнечных нейтрино на Земле (в единицах [нейтрино/см²/с/МэВ]) в стандартной модели Солнца (J.Bahcall, M.Pinsonneault 2000) от различных реакций *pp*-цикла и эксперименты, способные регистрировать нейтрино различных энергий: Gallium – Ga-Ge эксперимент (SAGE: Лос-Аламосская Национальная Лаборатория, США и Баксанская нейтринная обсерватория, ИЯИ РАН, Россия; GALLEX: Гран-Сассо, Италия), Chlorine – Cl-Ar эксперимент (Хоумстейк, США), Super-K, SNO – черенковской эксперимент на воде H₂O (Супер-Камиоканда, Япония) и на тяжелой воде D₂O (Нейтринная обсерватория Садбюри, Канада). Процентами указана теоретическая неопределенность потока соответствующих нейтрино. См. подробнее на сайте J.Bahcall

<http://www.sns.ias.edu>

руются в хлор-аргонных экспериментах (эксперименты Дэвиса), и устойчиво показывают недостаток нейтрино по сравнению с теоретическим значением для стандартной модели Солнца. Нейтрино низких энергий, возникающие непосредственно в *pp*-реакции, регистрируются в галлий-германиевых экспериментах (GALLEX в Гран Сассо (Италия–Германия) и SAGE на Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН (Россия–США). Результаты этих экспериментов также постоянно показывают дефицит наблюдаемого потока нейтрино (по результатам 1990-1995 гг. измерен-

ный поток нейтрино составил $70 \pm 15(1\sigma)$ SNU (“standard neutrino units”), в то время как в стандартной модели Солнца ожидается 122 SNU). На начало 2002 г. результаты собраны в Таблице 5.1:

Таблица 5.1. Результаты экспериментов по поиску солнечных нейтрино

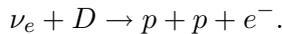
Эксперимент	Доля от теоретич. значения	Состав	Порог (МэВ)
<i>Ga</i>	0.584 ± 0.039	<i>pp</i> (55%), <i>Be</i> (25%), <i>B</i> (10%)	0.2
<i>Cl</i>	0.335 ± 0.029	<i>B</i> (75%), <i>Be</i> (15%)	0.8
<i>SK</i>	0.459 ± 0.017	<i>B</i> (100%)	5.0
<i>SNO(CC)</i>	0.347 ± 0.027	<i>B</i> (100%)	7.0

Если нейтрино имеют отличную от нуля массу покоя (современное ограничение из эксперимента $m_{\nu_e} < 3$ эВ), возможны осцилляции (превращения) различных сортов нейтрино друг в друга или в правополяризованные (стерильные) нейтрино, которые не взаимодействуют с веществом. Идея осцилляций нейтрино принадлежит выдающемуся физика Б. Понтекорво (1968), работавшему в СССР. Позднее было показано, что осцилляции могут быть усилены при распространении нейтрино в веществе (эффект Михеева–Смирнова (1986)–Вольфенштейна (1978)). Мюонные и тау-нейтрино имеют гораздо меньшие сечения взаимодействия с веществом, чем электронное нейтрино, возникающее при ядерных реакциях в Солнце, поэтому наблюдаемый дефицит может быть объяснен, не меняя стандартной модели Солнца, построенной на основе всей совокупности астрономических данных.

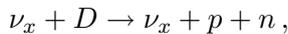
Самые серьезные указания на реальность осцилляций нейтрино были получены в 2001 г. на нейтринной обсерватории Садбюри (SNO) в Канаде. Установка SNO представляет собой сосуд, содержащий 1000 тонн сверхчистой тяжелой воды D_2O с небольшим добавлением соли *NaCl*, расположенной глубоко под землей. Объем просматривается 9456 фотоумножителями (ФЭУ), которые регистрируют черенковское излучение быстрых электронов, возника-

ющих при взаимодействии энергичных нейтрино с атомами дейтерия по нескольким каналам:

1) реакция через заряженный ток (CC), в которой участвуют только электронные нейтрино

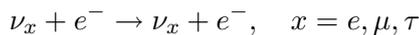


2) реакция через нейтральный ток (NC), в которой участвуют нейтрино всех сортов



где индекс x относится к электронным (e), мюонным (μ) или тау (τ)-нейтрино. Во втором случае нейтрон захватывается атомами $NaCl$, и возбужденное состояние распадается с испусканием фотона, который и детектируется ФЭУ.

3) Реакция упругого рассеяния на электроны (идет через CC и NC для всех сортов нейтрино)



(регистрируется также японским детектором Супер Камиоканда – “SK”).

Сравнивая темп регистрации событий по каналам CC (с участием только электронных нейтрино) и NC (с участием нейтрино всех сортов), можно определить, есть ли в потоке нейтрино от Солнца мюонные и тау-нейтрино. Детекторы SK и SNO регистрируют одни и те же энергичные нейтрино, возникающие при распаде радиоактивного бора ${}^8B \rightarrow {}^8Be^* + e^+ + \nu_e$ (см. рис. 5.2 и Таблицу). Если бы осцилляций электронных нейтрино не происходило, то, очевидно, поток CC-нейтрино и NC-нейтрино был бы одинаков. При наличии осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu, \tau}$ поток NC-нейтрино должен возрасти. Как видно из Таблицы, NC-события в реакторе SK выше, чем CC-события в реакторе SNO. Результат имеет значимость 5.3σ и на сегодняшний день является самым сильным подтверждением осцилляций электронных нейтрино от Солнца в другие сорта (мюонные и тау). Анализ показывает,

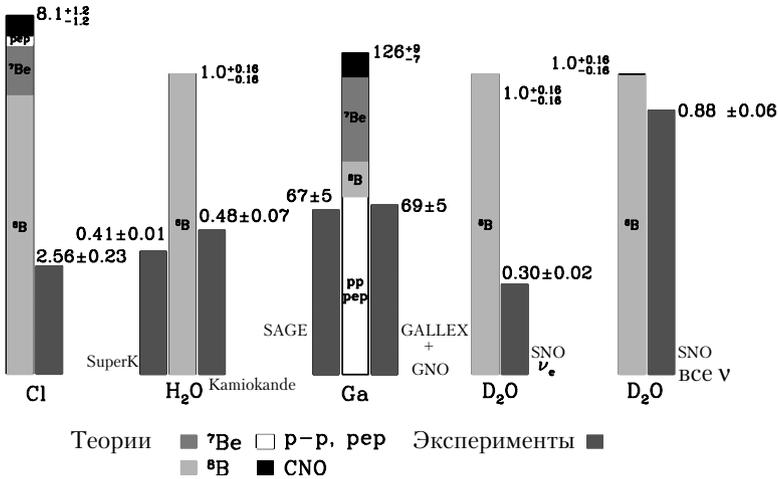
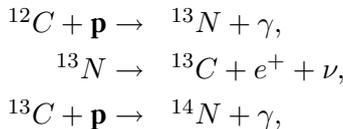


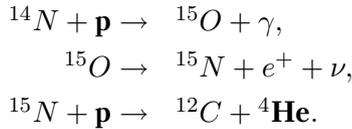
Рис. 5.3. Расчетные и экспериментально измеренные потоки солнечных нейтрино различными детекторами (в различных единицах для разных детекторов). Теория на уровне 5.3σ подтверждает эксперимент для всех сортов нейтрино, регистрируемых установкой SNO (последний столбец диаграммы).

что эти данные лучше всего соответствуют решению т.н. полного смешивания нейтрино при распространении в веществе (эффект Михеева–Смирнова–Вольфенштейна), осцилляции же электронных нейтрино в стерильные исключаются. В 2002 году за решение проблемы солнечных нейтрино Р.Дэвису (США, создатель первого хлор-аргонного нейтринного детектора Брукхэвенской Национальной лаборатории) и М. Кошибе (Япония, один из создателей детектора Супер-Камиоканде) была присуждена Нобелевская премия по физике.

5.6.2. CNO-цикл

Реализуется в звездах массивнее Солнца. В этой цепочке реакций углерод выступает в роли катализатора, т.е. в конечном счете в CNO-цикле как и в pp-цикле $4p \rightarrow {}^4\text{He}$:



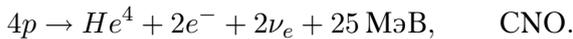


Замечания

А). Энерговыведение на единицу массы сильно зависит от температуры:

$$\epsilon [\text{эрг/г/с}] \propto \rho T^{16\dots 18}.$$

Б). Суммарное энерговыведение в обоих циклах примерно одинаково:



В CNO-цикле нейтрино уносят несколько больше энергии, чем в водородном (т.к. реакции идут при более высокой температуре).

5.6.3. Замечания о характере движения квантов в недрах Солнца и звезд

Фотоны рождаются в зоне ядерных реакций в недрах Солнца. Плотность вещества центре Солнца около 150 г/см^3 , температура около 1 кэВ . Условия с высочайшей точностью соответствуют полному термодинамическому равновесию, поэтому энергия рождающихся фотонов распределена по закону Планка для АЧТ с температурой 1 кэВ (жесткий рентгеновский диапазон). Если нейтрино, имеющее ничтожное сечение взаимодействия с веществом ($\approx 10^{-44} \text{ см}^2$) свободно (за время $R_\odot/c \sim 2 \text{ с}$) покидают Солнце, то фотоны многократно поглощаются и рассеиваются², пока достигнут внешних более прозрачных слоев атмосферы Солнца. Видимая “поверхность” Солнца – поверхность оптической толщины $\tau \approx 1$ (опт. толщина отсчитывается от наблюдателя вглубь Солнца) – называется фотосферой, ее эффективная температура, определяемая

²Средняя длина свободного пробега в центре Солнца по томсоновскому рассеянию $l = 1/(n\sigma_T) \sim 1/40 \text{ см}$

из соотношения $L_{\odot} = 4\pi R^2 \sigma_B T_{eff}^4$, $T_{eff}(\odot) \approx 5800$ К и определяет физическое состояние внешних слоев Солнца. Температура быстро растет с глубиной.

При малых отклонениях от термодинамического равновесия (когда длина свободного пробега фотонов l мала по сравнению с размерами рассматриваемой области) перенос лучистой энергии хорошо описывается *диффузионным приближением*. В этом приближении

[поток энергии] = -[коэфф. диффузии] \times ∇ [плотность энергии]:

$$F = -D \nabla \epsilon_r. \quad (5.19)$$

Здесь коэффициент диффузии $D = c\bar{l}/3$, средняя длина свободного пробега фотонов \bar{l} определяется коэффициентом непрозрачности κ [см²/г]

$$\bar{l} = \frac{1}{\kappa \rho}. \quad (5.20)$$

Например, для не слишком горячей плазмы основную роль играет тормозное (свободно-свободное) поглощение

$$l_{\nu}^{ff} \sim \sqrt{T} \frac{\nu^3}{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}}, \quad (5.21)$$

и средний коэффициент непрозрачности (т.н. крамерсовская непрозрачность)

$$\kappa_{ff} \simeq \frac{7 \cdot 10^{22} [\text{см}^2/\text{г}]}{T^{7/2}}. \quad (5.22)$$

В общем случае коэффициент поглощения может быть записан как степенная функция от плотности и температуры вещества $\kappa = \rho^m T^n$, где показатели степени m, n зависят от химического состава плазмы и ее температуры. Зависимость от температуры может быть как обратная, так и прямая, т.е. непрозрачность может как уменьшаться, так и увеличиваться с ростом температуры в зависимости от физического состояния плазмы. На этом основан механизм пульсации некоторых переменных звезд (цефеид).

В горячих звездах большой массы длина свободного пробега кванта определяется Томсоновским рассеянием на свободных электронах (т.е. классическим рассеянием без изменения энергии рассеиваемого кванта). Поскольку в нерелятивистском пределе Томсоновское рассеяние не зависит от частоты кванта, томсоновская непрозрачность постоянна,

$$\kappa_T = \frac{\sigma_T}{m_p} \approx 0.4[\text{см}^2/\text{г}]. \quad (5.23)$$

Для плотности энергии равновесного излучения имеем (см. главу 2):

$$\epsilon_r = a_r T^4, \quad (5.24)$$

а поток энергии в сферически-симметричном случае связан со светимостью на данном радиусе $L(r)$ соотношением

$$F = \frac{L(r)}{4\pi r^2}. \quad (5.25)$$

Подставляя (5.20), (5.24) и (5.25) в уравнение (5.19), получаем обыкновенное дифференциальное уравнение для изменения температуры по радиусу в приближении лучистой теплопроводности:

$$\frac{dT(r)}{dr} = -\frac{3}{4a_r c} \frac{\kappa \rho(r)}{T^3} \frac{L(r)}{4\pi r^2}. \quad (5.26)$$

В качестве важного примера оценим **время диффузии фотонов из центра Солнца**. Пока температура среды высока (больше 2 млн. градусов) энергия переносится лучистой теплопроводностью (фотонами). Основной вклад в непрозрачность обусловлена рассеянием фотонов на электронах (томсоновское рассеяние, $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25}$ см, непрозрачность $\kappa_T = \sigma_T/m_p = 0.4$ см²/г. Эта зона простирается примерно до 2/3 радиуса Солнца ($\sim 4 \cdot 10^{10}$ см). При больших оптических толщинах движение кванта носит характер случайных блужданий, что математически как раз и описывается уравнением диффузионного типа (см. также Приложение). Время диффузии фотонов из ядра до границы зоны лучисто-

го переноса $t_d \sim R^2/D$, где $D = cl/3$ – коэффициент диффузии, $l = 1/(n\sigma) = 1/\rho\kappa$ – длина свободного пробега фотона. Получаем:

$$t_d \sim \frac{(4 \cdot 10^{10} [\text{см}])^2}{3 \cdot 10^{10} [\text{см}/\text{с}]} \times 0.4 [\text{см}^2/\text{г}] \times 10 [\text{г}/\text{см}^3] \sim 10^4 \text{ лет.}$$

При понижении температуры непрозрачность солнечного вещества сильно возрастает (см. закон Крамерса (5.22)), поэтому диффузия фотонов длится несколько сотен тысяч лет. За пределами ядра непрозрачность вещества (гл. образом из-за многочисленных линий железа и других тяжелых элементов) становится настолько большой ($\kappa \sim 40 \text{ см}^2/\text{г}$), что возникают крупномасштабные конвективные движения. Поэтому примерно $1/3$ радиуса Солнца занимает конвективная зона. Время подъема конвективной ячейки сравнительно невелико, несколько десятков лет.

Этот пример показывает, что время выхода тепловой энергии из недр Солнца (лучистая теплопроводность + конвекция) порядка нескольких сотен тысяч лет. Это время примерно в 100 раз меньше теплового времени Кельвина–Гельмгольца, что примерно равно доли энергии фотонов в полной энергии Солнца. Это нетривиальное утверждение следует из того, что за время диффузии квантов из центра Солнца при светимости L выходит энергия излучения $E_r = Lt_d$, а за тепловое время t_{KH} – тепловая энергия $Q = Lt_{KH}$ (по определению t_{KH}). Доля энергии фотонов к тепловой энергии в условиях близким к ТДР порядка отношения плотности числа фотонов к плотности барионов n_γ/n_b . Например, в центральных областях Солнца $n_\gamma \sim (0.29/T_c)^{-3} \sim 10^{23}$ (см. главу 2), $n_b \sim \rho_c/m_p \sim 10^{25}$. При этом следует учесть, что температура в ядре и зоне лучистой теплопроводности спадает медленнее, чем плотность (см. рис. 5.4), поэтому вместо центрального значения плотности в этой оценке надо брать на порядок меньшее значение около 10 г см^{-3} .

5.6.4. Уравнения внутреннего строения звезд и Солнца

Теперь мы можем выписать все основные уравнения, которые описывают внутреннее строение звезд (и Солнца), в которых энер-

гия просачивается из центра пучем лучеиспускания. Пусть L , M и R – светимость, масса и радиус звезды, X , Y , Z – относительное содержание по массе водорода, гелия и более тяжелых элементов ($X + Y + Z = 1$), соответственно, κ – коэффициент поглощения звездного вещества ($d\tau = \kappa\rho dr$).

1). Уравнение гидростатического равновесия:

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM(r)}{r^2}, \quad (5.27)$$

где $P = P_{gas} + P_{rad}$.

2). Уравнение состояния:

$$P_{gas} = \frac{\rho RT}{\mu(X, Y, Z)}, \quad P_{rad} = \frac{a_r T^4}{3}, \quad (5.28)$$

где μ – молекулярный вес звездного вещества. Например, для полностью ионизованной плазмы $\mu = 1/(2X + (3/4)Y + (1/2)Z)$; для Солнца $X \approx 0.75$, $Y \approx 0.23$, $Z \approx 0.02$ и $\mu_{\odot} \approx 0.6$ (за исключением фотосферы, где водород и гелий частично ионизованы и ядра, где химический состав изменен из-за ядерных реакций).

3). Связь массы и плотности:

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r). \quad (5.29)$$

4). Граничные условия:

$$\int_0^R 4\pi r^2 \rho(r) dr = M, \quad \int_0^R 4\pi r^2 \rho(r) \varepsilon(r) dr = L, \quad (5.30)$$

где $\varepsilon(r)$ – темп выделения термоядерной энергии в элементе единичной массы при тех значениях T и ρ , которые существуют на расстоянии r от центра звезды.

Для того, чтобы получить решение уравнений и рассчитать плотность и температуру внутри звезды, к этим уравнениям добавляю

5) **Уравнение переноса** энергии от центра к краю (уравнение энергетического баланса (5.26)) и

6) **Уравнение, описывающее энерговыделение в ядре:**

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \varepsilon, \quad \varepsilon = \varepsilon(T, \rho, X, Y). \quad (5.31)$$

Распределение $\rho(r)$, $M(r)$, $L(r)$ и $T(r)$ для стандартной модели Солнца показаны на рис.5.4. Параметры внутренней структуры Солнца приведены в Таблице 5.2.

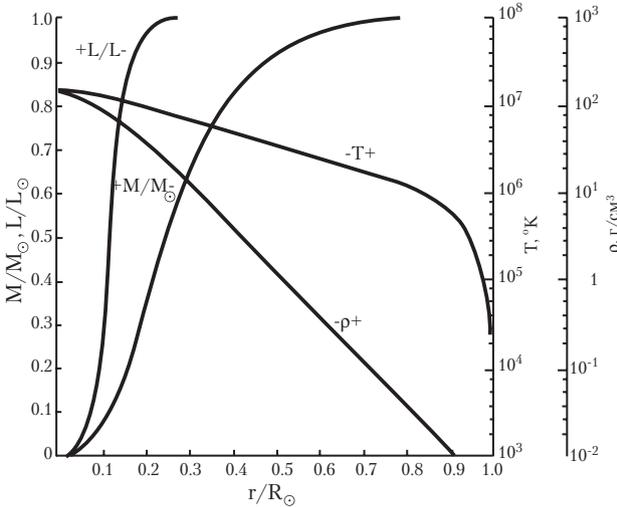


Рис. 5.4. Внутреннее строение Солнца в стандартной модели с химическим составом $X=0.708$, $Y=0.272$, $Z=0.0020$, центральной плотностью $\rho_c = 158 \text{ г см}^{-3}$ и центральной температурой $T_c = 1.57 \cdot 10^7 \text{ К}$. По данным из работы Guenther et al. *ApJ* v.**387**, p.372 (1992).

Существенную роль на Солнце играет магнитное поле. Из-за вмороженности поля в плазму в области выхода силовых тру-

Таблица 5.2. Границы зон внутреннего строения Солнца и их химический состав

Область	Размер в ед. $R_{\odot} \approx 7 \cdot 10^{10}$ см	Химический состав и физическое состояние
Ядро	0.2	В центре: He(0.63), H(0.35), металлы (0.02), полная ионизация
Зона лучистой теплопроводности	0.5	He(0.23), H(0.75), металлы (0.02), высокая ионизация
Конвективная зона	0.3	низкая степень ионизации
Фотосфера	0.002	низкая степень ионизации
Граница фотосферы	1.000	
Хромосфера	0.02	низкая степень ионизации
Корона	≈ 5	высокая степень ионизации

бок магнитного поля на поверхности конвекция подавлена, перенос излучения замедлен и мы наблюдаем области пониженной температуры – пятна, эффективная температура в которых около 4000 К. Крупномасштабное магнитное поле на Солнце генерируется *динамо-механизмом* при дифференциальном вращении Солнца

5.7. Соотношения $M-L$ и $M-R$ для звезд главной последовательности

Наблюдения двойных звезд позволяют оценивать массы компонент, что дает возможность установления эмпирической зависимости между массой и светимостью. Оказалось, что для звезд главной последовательности полная (болومترическая) светимость $L \propto M^3$ для звезд с массой Солнца и выше, и $L \propto M^{4.5}$ для $M < M_{\odot}$. Эти зависимости были теоретически объяснены английским астрофизиком А.С. Эддингтоном (Eddington) в 1926 г.

Обратимся к уравнению лучистой теплопроводности (5.19) или его эквивалентной форме (5.26), которое показывает, что фотонная светимость звезды определяется непрозрачностью ее оболочки. Для порядковых оценок заменим производные по радиусу делением на радиус: $d/dr \rightarrow \sim 1/R$, а температуру звезды заменим ее

характерным значением $T \rightarrow \sim T_c$, где $T_c \sim \mu GM/RR$ (теорема вириала). Тогда опуская постоянные (кроме постоянной тяготения), получаем

$$L \propto \frac{\mu^4 G^4}{\kappa} M^3. \quad (5.32)$$

Если непрозрачность слабо зависит от параметров среды (а это действительно так в горячей плазме, когда основной вклад в поглощение вносит рассеяние на свободных электронах, $\kappa_T \approx 0.4 \text{ см}^2/\text{г}$), то получается $L \propto M^3$, что и наблюдается в массивных звездах. Для крамеровского закона непрозрачности (5.22), характерного для более низких температур (у звезд с массой порядка солнечной и меньше), получится более крутая зависимость от массы, что также подтверждается наблюдениями ($L \propto M^{4\dots 5}$).

Обратите внимание на крутую зависимость в (5.32) от постоянной тяготения Ньютона: $L \propto G^4$ – она может быть использована для получения ограничений на некоторые физические теории, в которых постоянная тяготения изменяется со временем. Если бы G изменялась со временем, то при прочих равных условиях изменялась бы светимость Солнца. Само существование мирового океана в течение миллиардов лет на Земле (необходимое условие для органической жизни) ограничивает вариации средней температуры Земли грубо величиной в пределах $\pm 30 \text{ К}$, т.е. $\Delta T/T_3 \lesssim 0.1$. Поскольку $T_3 \propto L_\odot^{1/4}$, то из факта наличия жизни на Земле немедленно получаем $\Delta G/G \lesssim 0.1$ за 10^9 лет, то есть $(dG/dt)/G < 10^{-10} \text{ лет}^{-1}$.

Теперь рассмотрим зависимость *масса–радиус* для звезд главной последовательности. Воспользуемся полученным соотношением (5.32). Учтем, что светимость звезды связана с генерацией энергии в термоядерных реакциях, то есть

$$L \sim \varepsilon M \sim \rho T^{Z_e} M,$$

где $Z_e \equiv d(\log \varepsilon)/d(\log T)$ – число Зельдовича (показатель степенной зависимости энерговыделения на единицу массы от температуры), $Z_e \sim 4\dots 8$ для протон-протонного цикла. Приравнивая это

выражение к светимости по (5.32) и подставляя $\rho \sim M/R^3$ в вириальное соотношение $T_c \propto M/R$, получаем

$$R \sim M^{\alpha_R},$$

где показатель степени $0 < \alpha_R < 1$. Так, для $\kappa = \text{const}$ $\alpha_R = (Ze - 1)/(Ze + 3)$. Чем больше масса звезды на главной последовательности, тем больше ее радиус и светимость и выше эффективная температура. По этой причине более массивные звезды ранних спектральных классов (O, B, A, F) лежат левее и выше Солнца на диаграмме Герцшпрунга–Рассела (цвет–светимость), так как цвет (спектральный класс) звезды определяется ее эффективной температурой.

5.8. Атмосферы Солнца и звезд

Основной физической параметр стационарной звезды – ее масса. Она определяет светимость звезды на главной последовательности, время жизни, радиус, эффективную температуру. Следующий по важности параметр – химический состав, определяющий молекулярный вес вещества и влияющий на непрозрачность, а через них – и на остальные параметры.

Анализируя излучение звезд, мы получаем непосредственную информацию только об их атмосферах. Атмосферой звезды называют области, начинающиеся с фотосферы, которая определяет видимый радиус звезды, то есть области с оптической толщиной $\tau < 1$. Температура, плотность, скорость газа и химический состав атмосфер оцениваются по спектру.

Эффективная шкала высот (т.е. высота однородной атмосферы) $h = kT/mg = kTR^2/mGM \ll R$, но поскольку атмосферы не изотермичны, h имеет локальный смысл. Самый тонкий слой – фотосфера, а наиболее протяженный – корона (однако для нее выше приведенное неравенство не выполняется).

Фотосферой называют слой, соответствующий $\tau \approx 1$ в непрерывном оптическом спектре. Сильные линии поглощения образу-

ются выше фотосферы в области с меньшей эффективной температурой, и наблюдения в них используются для исследования более высокого слоя – **хромосферы**. Хромосфера характеризуется положительным градиентом температуры по радиусу $dT/dR > 0$ и сильной пространственной неоднородностью, связанных с наличием газовых струй в активных областях. Активные области возникают в местах пересоединения силовых линий (петель) магнитного поля с разной направленностью. При этом происходит мощное выделение энергии, приводящее к ускорению заряженных частиц. Тепловое и нетепловое излучение этих частиц наблюдается в различных диапазонах спектра (явление хромосферной активности Солнца и других звезд).

Наконец, внешний слой атмосферы – **корона**, в ней температура растет до очень высоких значений ($\approx 10^6$ К). Корона излучает преимущественно в жестком ультрафиолете и рентгеновском диапазонах (только в случае Солнца ее можно наблюдать и в оптике), и присутствует в звездах всех спектральных классах – как горячих, так и холодных. Свет короны – это частично собственное излучение газа, а частично – томсоновское рассеяние света звезды на электронах.

Высокая температура внешних слоев атмосферы – следствие низкой плотности (вспомним: $dE/dT \sim -n^2 \lambda(T)$, где $\lambda(T)$ – растущая (для ионизованного газа) функция температуры, и для нагрева до большой температуры не требуется высокой мощности источника нагрева). Роль нагревающего механизма, по-видимому, играет диссипация энергии звуковых и магнитогидродинамических волн, рождаемых в нижележащих слоях атмосферы звезды.

Только в фотосфере температура газа близка к эффективной температуре звезды (обычно принимается, что T_{eff} – это средняя температура фотосферы). В хромосфере и короне не выполняется условие LTE, температура газа там выше, чем температура излучения (излучение непрерывного спектра рождается в фотосфере, и более высокие слои для него прозрачны).

5.8.1. Спектральная классификация звезд

В атмосферах формируется наблюдаемый спектр звезд – как непрерывный спектр, так и спектральные линии. В зависимости от содержания в спектре линий различных элементов (ионов) и от соотношения между их эквивалентными ширинами все звезды разделяются на классы O–B–A–F–G–K–M–L (см. рис.5.5). Эффективная температура звезд монотонно уменьшается от клас-

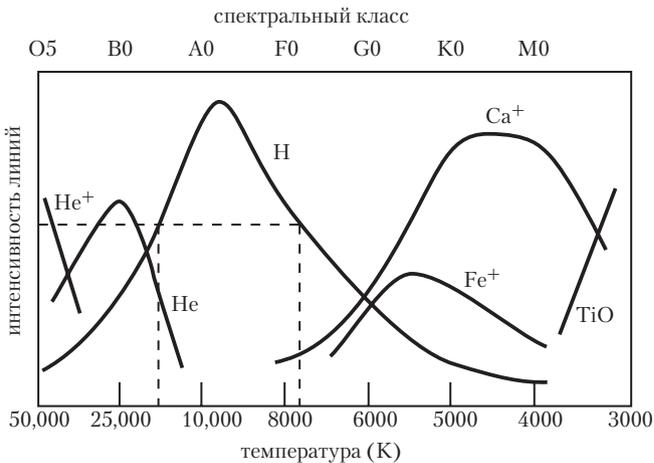


Рис. 5.5. Относительные интенсивности линий поглощения различных ионов в зависимости от эффективной температуры (спектрального класса звезды). Одной и той же интенсивности линий поглощения водорода может соответствовать разный спектральный класс (пунктир), поэтому для выбора спектрального класса нужно учитывать линии различных элементов.

сов O–B–A (“ранние” спектральные классы) до классов K–M–L (“поздние” спектральные классы). Отношения между линиями различных ионов зависят от температуры, в меньшей степени – от плотности, и, конечно, от их относительного содержания. Содержание химических элементов, впрочем, для абсолютного большинства звезд примерно одинаково, поэтому спектральные классы в первую очередь отражают температуру звездных фотосфер. Тем не менее при фиксированной температуре плотность фотосфер значительно меньше у звезд большого размера (а следовательно, и более

высокой светимости). Благодаря более низкой частоте столкновений электронов с ионами степень ионизации оказывается у них также более высокой. Поэтому при одном и том же спектральном классе звезды с более разреженной атмосферой (гиганты) будут иметь температуру на несколько сотен градусов ниже, чем звезды-карлики. А при той же температуре атмосферы, что и у карлика, в спектре звезды-гиганта будут заметнее линии ионов с более высоким потенциалом ионизации, то есть спектральный класс гиганта будет немного более “ранний”, чем карлика.

Другое важное различие спектров гигантов и карликов заключается в том, что ширины линий в спектрах гигантов всегда меньше (слабее сказывается уширение за счет столкновений атомов). Поэтому по содержанию (эквивалентным ширинам) линий в спектре звезды и их профилю определяют как ее спектральный класс, так и класс светимости. Последний обозначается римской цифрой. Например, обозначение K5III означает гигант класса K5. Наиболее часто встречаются звезды главной последовательности, они обозначаются римской цифрой V. Спектральный класс Солнца G2V.

5.8.2. Непрерывный спектр

Рассмотрим, какие процессы ответственны за образование непрерывного спектра в звездах различных спектральных классов.

Непрерывный спектр (континуум) образуется в фотосфере. Излучаемая энергия черпается за счет энергии теплового движения атомов. Форма непрерывного спектра определяется механизмами излучения (и поглощения) в фотосферах. Они, в свою очередь, зависят от температуры вещества и излучения.

Рассмотрим механизмы поглощения света (механизмы излучения обусловлены обратными процессами). Поскольку речь идет о непрерывном спектре, все они относятся к свободно-свободным и связанно-свободным переходам.

Горячие звезды (O, B). Доминируют свободно-свободные переходы в ионизованной среде, ионизация HeII (в наиболее горячих звездах) и He I.

Звезды класса А. Ионизация H I (в видимой области – со 2 и 3 уровней!).

Звезды класса F, G. Ионизация отрицательных ионов водорода, ионизация металлов. Свободные электроны в основном поставляет ионизация металлов (т.н. “элементы–доноры”).

Холодные звезды. Ионизация отрицательных ионов водорода, диссоциация молекул. Сливающиеся молекулярные полосы.

На разных длинах волн фотосфера наблюдается на разной “глубине”. Поскольку коэффициент поглощения κ зависит от частоты, форма непрерывного спектра может сильно отличаться от планковского. Чем меньше κ , тем более глубокие и горячие слои соответствуют $\tau = 1$, тем выше интенсивность излучения. Особенно большой градиент $\kappa(\lambda)$ – у звезд, где механизм поглощения связан с ионизацией водорода с первого, самого заселенного уровня на соответствующих длинах волн. Поэтому непрерывный спектр имеет скачки (лаймановский, бальмеровский, пашеновский и др.), отражающие зависимость $\kappa(\lambda)$.

5.8.3. Образование спектральных линий

Выше в главе 2 был рассмотрен механизм образования линий поглощения в условиях ЛТР на примере простой модели, где свет звезды с непрерывным спектром проходит сквозь более холодный полупрозрачный слой газа. Если бы этот механизм был единственным, то контрастность линий падала бы к краю солнечного диска (различие интенсивностей уменьшается из-за уменьшения градиента температуры вдоль луча зрения при приближении к краю диска), что для сильных линий не выполняется.

Вторым механизмом является рассеяние света (без изменения частоты) путем поглощения и переизлучения фотонов слоями, прозрачными в непрерывном спектре и имеющими конечное τ в линии. Здесь ЛТР не выполняется, и среда не находится в тепловом равновесии с излучением. Атом поглощает фотон и, не отдавая энергию на нагрев (т.е. другой частице), как должно было бы быть в случае ЛТР, переизлучает фотон в произвольном направле-

нии, в том числе и обратно к фотосфере, где фотон “гибнет”, отдав свою энергию на нагрев или ионизацию. Поэтому фотон с частотой, соответствующей линии, имеет большую вероятность не выйти из атмосферы. Этот механизм для сильных линий играет основную роль, и особенно эффективен для резонансных линий, соответствующих переходам на основной уровень.

Говоря об интенсивностях линий поглощения, обычно имеют в виду их эквивалентные ширины (не путать со спектральной шириной линии). Эквивалентной шириной спектральной линии W_ν (или W_λ) называют диапазон частот (длин волн), который равен ширине прямоугольника с высотой непрерывного спектра на частоте линии и с площадью, равной площади, занимаемой линией на фоне непрерывного спектра (см. рис.5.6). Эквивалентная ширина спектральной линии является истинной характеристикой линии, так как пропорциональна полному числу квантов, излучаемых или поглощаемых в линии. Спектральная ширина линии, которая непосредственно измеряется по спектру, зависит от характеристик спектрографа, с помощью которого этот спектр был получен.

Профиль линии $\phi(\lambda)$ зависит не только от числа атомов, ее образующих, но и от концентрации электронов и от дисперсии скоростей атомов (последняя определяется температурой и массой атомов).

Ширина, или спектральная ширина линии, связанная с разбросом тепловых скоростей вдоль луча зрения, называется доплеровской шириной. Полуширина линии, обусловленная движением атомов, в этом случае равна

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{1}{3} \left(\frac{2kT}{m} + V_t^2 \right)}, \quad (5.33)$$

где V_t – турбулентная скорость газа.

Другой механизм уширения линий связан со столкновением атомов (здесь работают два физических процесса: сближение атомов, электрические поля которых немного изменяют энергетические уровни, и ударная дезактивация, уменьшающая время суще-

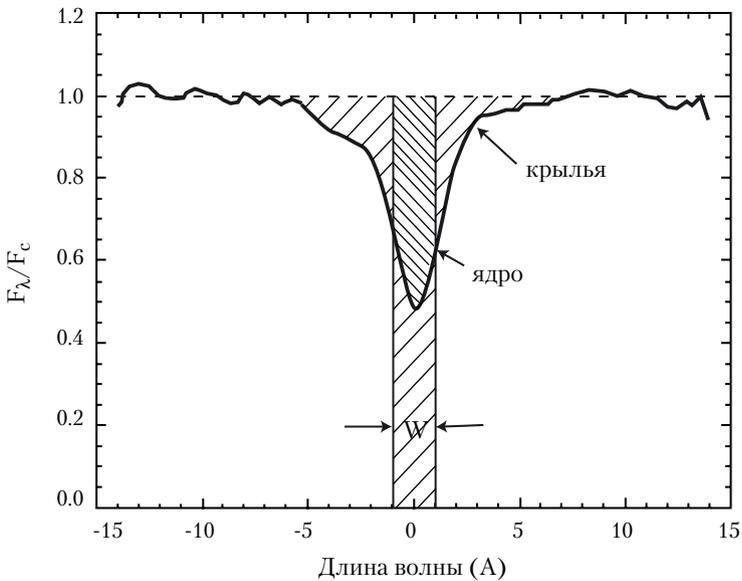


Рис. 5.6. Эквивалентная ширина спектральной линии. Поток в линии нормирован на поток в континууме.

ствования атома в возбужденном состоянии и поэтому увеличивающаяся неопределенность энергии атома на данном уровне). Этот механизм может более сильно менять частоту поглощения фотона атомом, чем разброс тепловых скоростей, и поэтому ответственен за появление широких крыльев у сильных линий.

Зависимость $W(N)$ эквивалентной ширины линии W от числа атомов N на луче зрения в слое, где формируется линия, называется *кривой роста*. Ее условно можно представить состоящей из трех участков (см. рис.5.7). Первый — для слабых линий — участок пропорциональности между W и N . С ростом N наступает область насыщения, где W почти не растет (в центре линии при этом $\tau \gg 1$, так что глубина линии перестает расти, достигнув значения функции источника “подсвечивающего” излучения, см. главу 2). При дальнейшем возрастании N наблюдается область медленного (логарифмического) роста. Этот последний участок связан с расширением линии за счет столкновений: в линиях формируются ши-

рокие крылья, за счет которых и происходит увеличение эквивалентной ширины. Определив форму кривой роста для линий различной интенсивности, принадлежащих различным мультиплетам химических элементов (ионов), можно оценить их плотность и относительное количество в атмосфере.

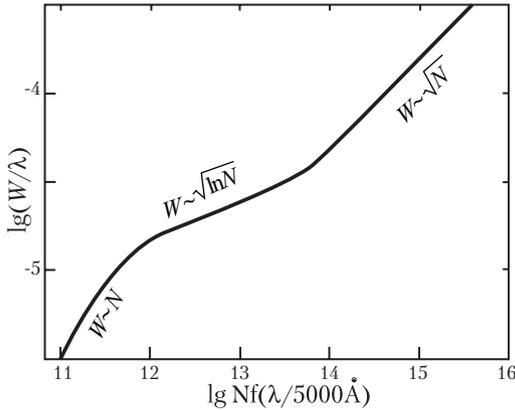


Рис. 5.7. Кривая роста для Солнца.

5.8.4. Эмиссионные линии в спектрах звезд

Эти линии могут рождаться только в том случае, если свет излучается прозрачным газом. Они свидетельствуют о наличии газовой оболочки (газовых струй) в окрестности звезды. Если оболочка расширяется или сжимается, то частоты эмиссионных линий из-за доплеровского сдвига могут заметно отличаться от частот линий поглощения тех же элементов в спектре звезды. Так, в часто встречающемся случае расширяющейся газовой оболочки вокруг звезды (истечение звездного ветра, сброс оболочки при вспышках новых звезд и т.д.), возникающие в ней линии поглощения из-за эффекта Доплера оказываются смещенными в голубую область спектра относительно эмиссионных линий оболочки (т.н. профиль типа P Cyg).

5.8.5. Происхождение химических элементов до элементов железного пика

Химические элементы (до элементов группы железа) возникли в звездах как результат взаимодействия протонов с последующим усложнением ядер уже возникших элементов в основном путем присоединения к ним протонов и α -частиц в условиях высоких температур. Элементы тяжелее Fe, которое характеризуется максимальной энергией связи ядра (~ 8 Мэв) в расчете на один нуклон, термоядерным путем не возникают.

^1H (протоны) имеют космологическую природу и возникли вблизи момента сингулярности (эпоха бариогенезиса). Легкие элементы: ^2H , ^4He , и часть ^7Li образовались на до-звездной стадии эволюции Вселенной в первые несколько минут после начала расширения Вселенной в эпоху первичного нуклеосинтеза.

В настоящую эпоху ^4He образуется в звездах всех масс. Li, Be, B – образовались в основном при взаимодействии космических лучей с атомами межзвездной среды. В звездах они быстро “выгорают”. C, N, O – возникают в звездах умеренных масс (чуть больше солнечной). Элементы от ^{20}Ne до элементов группы железа (^{56}Fe , ^{59}Ni) возникают в сверхгигантах с $M > 20M_{\odot}$. Они образуются путем последовательного присоединения α -частиц к ядрам ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si , и захвата нейтронов, при котором возникают ядра с атомным весом, не кратным 4. Элементы за группой железа рождаются на конечных стадиях эволюции звезды – при вспышках сверхновых. Вопросы их образования обсуждаются в дальнейших главах курса.

Литература

Основная

1. Физика космоса, Маленькая энциклопедия, ред. Р.А. Сюняев, М.: Сов. Энциклопедия, 1986.
2. *Н.Г. Бочкарев*. Основы физики межзвездной среды. М., Изд. МГУ, 1992.
3. *Л. Спитцер* (мл.). Физические процессы в межзвездной среде. Пер. с англ. М.: Мир, 1981.
4. *М. Лонгейр*. Астрофизика высоких энергий. Пер. с англ. М.: Мир, 1984.
5. *С.А. Каплан*. Физика звезд. 3 изд. М.: Наука, 1977.
6. *Я.Б. Зельдович, С.И. Блинников, Н.И. Шакура*. Физические основы строения и эволюции звезд. М.: МГУ, 1982.
7. *П.В. Щеглов*. Проблемы наземной оптической астрономии. М.: Наука, 1980.

Дополнительная

1. *Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков*. Теория тяготения и эволюция звезд. М.: Наука, 1975.
2. *Д.А. Франк-Каменецкий*. Физические процессы внутри звезд. М.: Физматгиз, 1959.
3. *Р. Дэвис, М. Кошиба*. Нобелевские лекции по физике. // Успехи Физ. Наук, 2004, N4
4. *В.В. Соболев*. Курс теоретической астрофизики. М.: Наука, 1985.

Приложение А.

Гравитация

Несмотря на то, что гравитационное взаимодействие является самым слабым из известных взаимодействий в природе (безразмерная константа связи $\alpha_G \sim (m_p/m_{Pl})^2 \sim 10^{-38}$, где m_p – масса протона и m_{Pl} – планковская масса), универсальность действия гравитации определяет ее особую роль для астрономических объектов и для Вселенной в целом. Ниже мы приводим наиболее важные общие соотношения, используемые в основной части курса.

А.1. Гравитационная энергия

Найдем потенциальную энергию взаимного притяжения тел в системе, состоящей из N точечных масс (например, скопление звезд, $N \sim 10^6$). В пределе больших N (например, для типичной звезды характерное число барионов, вносящих вклад в полную массу звезды, $N \sim 10^{57}$) удобнее пользоваться непрерывным распределением плотности $\rho(r)$. В Ньютоновском случае гравитационный потенциал на расстоянии r от тела массы m есть

$$\phi = -\frac{Gm}{r}, \quad (\text{A.1})$$

где $G \approx 6.67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{с}^2$ – постоянная тяготения Ньютона. Для N точечных масс

$$U_g = -\sum_{i>k}^N \frac{Gm_i m_k}{r_{ik}} = -\frac{1}{2} \sum_i \sum_{k \neq i} \frac{Gm_i m_k}{r_{ik}} \quad (\text{A.2})$$

(пара точек m_i, m_k учитывается только один раз, и во втором равенстве множитель $1/2$ стоит для исключения повторного сумми-

рования). Перепишем эту энергию иначе, используя понятие гравитационного потенциала. Для этого просуммируем потенциальные энергии, создаваемые всеми массами. В k -й точке имеем

$$\phi_k = - \sum_{i \neq k}^N \frac{Gm_i}{r_{ik}},$$

откуда

$$U_g = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N \phi_k m_k = \frac{1}{2} \int \phi dm,$$

где второе равенство получается при предельном переходе к непрерывному распределению массы. В случае сферически-симметричного распределения массы с плотностью $\rho(x)$

$$m(r) = 4\pi \int_0^r \rho(x) x^2 dx.$$

На расстоянии r от центра потенциал создается массой внутри r и наружными слоями:

$$\phi(r) = -\frac{Gm(r)}{r} - \int_{m(r)}^M \frac{Gdm}{r'(m)}$$

(верхний предел во втором интеграле определяет полную массу тела $M = 4\pi \int_0^R \rho(x) x^2 dx$ с радиусом R). Тогда

$$U_g = \frac{1}{2} G \int_0^M dm \left[-\frac{m}{r(m)} - \int_m^M \frac{dm}{r'(m)} \right].$$

Обозначим $f(m) = \int_m^M dm/r(m)$ и проинтегрируем по частям:

$$\int_0^M f(m) dm = mf|_0^M - \int_0^M mdf = - \int_0^M mdf = \int_0^M m dm / r'(m).$$

Интеграл от второго слагаемого в точности равен интегралу от первого.

Окончательно получаем для гравитационной энергии сферически симметричного распределения массы

$$U_g = -G \int_0^M \frac{m dm}{r(m)}, \quad (\text{A.3})$$

где переход между переменной массой m и радиусом r осуществляется по формуле

$$dm(r) = 4\pi\rho(r)r^2 dr.$$

Физический смысл выражения (А.3) ясен: при переносе из бесконечности элемента массы dm на расстояние r от центра тела с массой $m(r)$ должна освобождаться гравитационная энергия связи $\Delta E = |\phi(r)|dm = Gm(r)dm/r$.

Для однородного шара с плотностью ρ формула (А.3) дает

$$U_g = -\frac{16\pi^2}{15}G\rho^2 R^5 = -\frac{3}{5}\frac{GM^2}{R}. \quad (\text{A.4})$$

Это важный результат, который показывает, что гравитационная энергия самогравитирующего тела (системы тел) пропорциональна квадрату массы тела (системы) и обратно пропорциональна его размеру.

А.2. Время свободного падения

Важной характеристикой гравитирующих систем является время свободного падения, или *динамическое время*. По определению, это время, за которое частица, подверженная только гравитационному ускорению со стороны точечной массы M , достигает этой массы из состояния покоя на расстоянии R от тяготеющего центра. За это же время формально произойдет сжатие шара массы M с радиусом R в точку, если мгновенно “отключить” все силы, кроме силы притяжения (например, гравитационный коллапс звезды).

Пусть R_0 и ρ_0 – начальные значения радиуса и плотности шара массы M ($t=0$). Уравнение движения точки на границе коллапсирующего шара

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{GM}{R^2}.$$

Из уравнения движения получаем закон сохранения энергии:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 - \frac{GM}{R} = \text{const} = -\frac{GM}{R_0}.$$

Полное время свободного сжатия t_{ff} , за которое точка на поверхности шара пройдет путь от $R = R_0$ до 0 (на практике – время, за которое выполняется условие $R \ll R_0$) определяется из уравнения

$$\int \left(\frac{dR}{dt'} \right) dt' = -R_0,$$

где интеграл берется от $t = 0$ до $t = t_{ff}$. Результат:

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_0}}, \quad (\text{A.5})$$

где начальная плотность $\rho_0 = M/(4/3\pi R_0^3)$. Время свободного сжатия (коллапса) определяется только начальной плотностью сжимающегося тела (например, облака газа на стадии формирования протозвезды).

А.3. Теорема вириала

Для гравитационно-связанных систем можно сделать несколько простых и полезных оценок, связывающих их массу, размер и характерные времена или скорости движения их составных частей. Эти оценки основаны на применении *теоремы вириала* для механических систем (см. любой курс механики). Эта теорема в несколько измененном виде также применима и к газообразным звездам (см. раздел “Стационарные звезды” в основной части курса). Теорема вириала устанавливает связь между средним по времени значением кинетической энергии (как для одной частицы, так

и для всей системы в целом) и потенциальной энергией всей системы. Она применима как на микроскопическом уровне для движения частиц в атомах, так и на масштабах звезд и галактик.

Согласно теореме вириала, для среднего (по времени) движения частиц в поле сил с гравитационным потенциалом $\sim 1/r$,

$$2\langle E_k \rangle = -\langle U_g \rangle. \quad (\text{A.6})$$

Подчеркнем, что теорему вириала можно применять только для *средних по времени* значений кинетической и потенциальной энергии, то есть время устойчивого существования системы должно превышать время усреднения (например, в случае скопления звезд это характерное время пересечения системы, для периодических движений – время одного оборота и т.д.).

Теорема вириала и энергия связи самогравитирующей системы. В соответствии с теоремой вириала полная энергия устойчивого самогравитирующего тела (системы тел) есть (значки усреднения по времени опускаем)

$$E = E_k + U_g = \frac{1}{2}U_g = -E_k < 0, \quad (\text{A.7})$$

то есть энергия связи такого тела (системы) порядка его гравитационной энергии; она пропорциональна квадрату массы тела (системы) и обратно пропорциональна размеру тела (системы).

Теорема вириала и отрицательная теплосмкость самогравитирующих систем. Другое важное свойство стационарных самогравитирующих систем, вытекающее из соотношения (A.7): уменьшение полной энергии приводит к увеличению кинетической энергии системы. Если тепловая энергия тела связана с кинетической энергией движения составляющих его частиц (например, звезда из идеального невырожденного газа), то отдача тепла (излучение электромагнитной энергии звездой) приводит к увеличению тепловой энергии. Это так называемое свойство *отрицательной теплосмкости* гравитационно-связанных систем. Именно из-за этого свойства энерговыделение в ядерных реакциях в недрах нормальных звезд не носит характер взрыва.

Теорема вириала и взаимосвязь пространственных и временных масштабов гравитационно-связанных систем. Широко распространенный пример “астрофизического” применения теоремы вириала состоит в оценке скорости движения пробных частиц с массой $m \ll M$ в гравитационно-связанной системе с полной массой M и характерным размером R (в качестве R можно взять среднее расстояние частиц от центра масс системы). В этом случае из (А.6) получаем оценку средней скорости движения масс на расстоянии R

$$v^2 \simeq \frac{GM}{R}. \quad (\text{А.8})$$

Нетрудно видеть, что эта оценка точно равна круговой кеплеровской скорости на расстоянии R от центра тяготеющего тела с массой M . Несмотря на видимую простоту, полученное соотношение может применяться в очень разных случаях – например, дает время “пролета” частицы $t = R/v \sim \sqrt{R^3/GM}$, которое с точностью до численного коэффициента порядка 1 есть время свободного падения $t_{ff} \sim 1/\sqrt{G\rho}$.

Теорема вириала и оценка температуры газа в скоплениях галактик. Соотношением (А.8) можно воспользоваться для оценки температуры газа в скоплениях галактик: средняя кинетическая энергия одноатомного идеального газа $m\langle v^2 \rangle/2 = 3/2kT$ откуда следует

$$kT_{vir} \sim \frac{GMm_p}{R} \quad (\text{А.9})$$

(здесь в качестве массы частицы взяли массу протона m_p , так как водород является самым распространенным элементом). Для скоплений галактик с массой порядка $10^{14}M_\odot$ и размерами 10 Мпк оценка вириальной температуры $T_{vir} \sim 10^6$ К – при таких температурах межгалактический газ находится в состоянии плазмы и светится в основном в рентгеновском диапазоне за счет свободно-свободного (тормозного) излучения. Таким образом, рентгеновское излучение межгалактического горячего газа является независимым индикатором полной массы тяготеющего вещества в скоплениях галактик. Во всех случаях обнаруживается, что определен-

ная таким образом полная масса скопления существенно (примерно на порядок) больше, чем масса всего светящегося вещества, включающего звезды в галактиках и сам излучающий в рентгене межгалактический газ. Это одно из главных наблюдательных указаний на наличие гравитирующей скрытой массы (темной материи) во Вселенной.

Приложение В.

Атомная физика

Кратко перечислим некоторые соотношения из атомной физики, которые часто используются в астрофизике.

Классический радиус электрона

$$l_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.8 \cdot 10^{-13}, \text{ см}$$

Комптоновская длина волны электрона

$$\lambda_e = \frac{\hbar}{m_e c} = 3.8 \cdot 10^{-11}, \text{ см}$$

Радиус первой боровской орбиты электрона в атоме водорода

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = \lambda_e / \alpha \simeq 5.3 \cdot 10^{-9} \text{ см}$$

(здесь $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры). Характерный размер атома порядка нескольких размеров боровских орбит и составляет $\sim 10^{-8}$ см.

В атоме водорода электрон движется по внутренней орбите со скоростью αc . Энергия ионизации электрона из основного состояния в атоме водорода

$$Rhc = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^2} (\text{СГС}) = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} (\text{СИ}) = 13.61 \text{ эВ},$$

где $R = \frac{\alpha^2 m_e c}{2h} = 1097373.57 \text{ м}^{-1}$ – постоянная Ридберга.

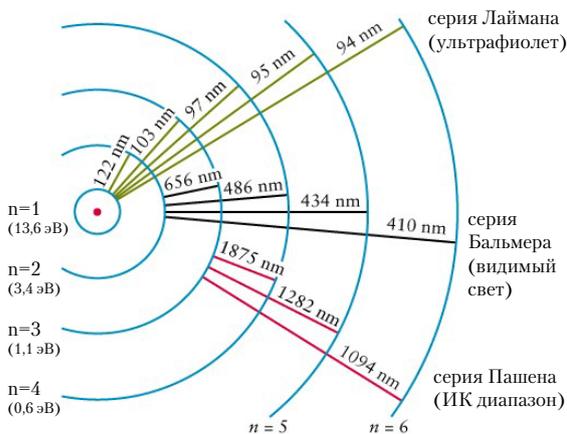


Рис. В.1. Основные спектральные серии водорода. Также показан потенциал ионизации с соответствующего уровня (в эВ).

Фотон с такой энергией имеет длину волны $\lambda_{LyC} \approx 912 \text{ \AA}$ – это жесткая УФ-область спектра. УФ фотоны с меньшей длиной волны (большей энергией) ионизуют нейтральный водород и иногда называются квантами *Лаймановского континуума*, или $Ly-C$ квантами. Для гелия потенциал ионизации электрона с основного уровня существенно выше, около 24 эВ.

При переходах электронов в атомах с верхних уровней на самый нижний (основной) испускаемый фотон приобретает энергию порядка энергии связи электрона или меньше, $\Delta E \leq 1 \text{ Ry}$. Характерная длина волны кванта $\lambda_{opt} = \hbar c / \Delta E \sim 2\pi a_0 / \alpha \sim 1000 a_0$, т.е. сотни и тысячи Ангстрем. Формула Бальмера (1888) для энергии кванта, испускаемого при переходе с уровня с главным квантовым числом n на уровень m ($n > m$) в атоме водорода:

$$E_{nm} = h\nu_{nm} = \text{Ry}(m^{-2} - n^{-2}).$$

Основные спектральные серии водорода схематически изображены на рисунке В.1.

Приложение С.

Взаимодействие излучения и вещества

С.1. Элементарные процессы, ответственные за излучение и поглощение света

С.1.1. Свободно-свободные переходы (электрон в поле протона)

Энергия, излучаемая единицей объема при свободно-свободном (тормозном) излучении полностью ионизированной плазмы с концентрацией ионов n_i и свободных электронов n_e составляет:

$$\frac{dE}{dt dV} \equiv \epsilon^{ff} = \sqrt{\frac{2\pi kT}{3m}} \frac{2^5 \pi e^6}{3hm_e c^3} Z^2 n_e n_i \bar{g}_B, \quad (\text{С.1})$$

где $\bar{g}_B \sim 1$ – усредненный фактор Гаунта, учитывающий квантово-механические поправки к классическому приближению. Численно

$$\epsilon^{ff} \simeq 1.4 \cdot 10^{-27} [\text{эрг/см}^3/\text{с}] \sqrt{T} n_e n_i Z^2.$$

С.1.2. Свободно-связанные переходы

Сечение поглощения фотона при свободно-связанных переходах с уровня n удобно выражается через радиус боровской орбиты a_0 , номер уровня и частоту кванта

$$\sigma_{bf} = \left(\frac{64\pi n g}{3\sqrt{3} Z^2} \right) \alpha a_0^2 \left(\frac{\nu_n}{\nu} \right)^3.$$

Здесь порог ионизации с уровня n определяется как

$$\nu_n \equiv \chi_n/h = \frac{\alpha^2 m_e c^2 Z^2}{2hm^2}.$$

где χ_n – потенциал ионизации, а g – гаунт-фактор, который вблизи порога ионизации равен 1 с точностью до 20%. Коэффициент поглощения получается из сечения σ_{bf} домножением на число атомов на соответствующем уровне: $\alpha_\nu = \sigma_{bf} N_n$.

С.1.3. Переходы между энергетическими уровнями

Происходят при поглощении кванта (вверх) и спонтанные переходы между уровнями (вниз). Характерное время жизни атома Н в возбужденном состоянии – около 10^{-8} с. Если $E_1 < E_2$, то $h\nu = E_2 - E_1$.

Индукцированные переходы (вниз) Излучение в этом случае называется *лазерным*. Эффективно там, где время жизни атома на возбужденном уровне велико. Примеры: линии ОН (18 см), Н₂О (1.35 см), SiO (2 – 7 мм).

Столкновительное возбуждение (электронами) (вверх). Это т.н. электронные удары 1-го рода. Возбуждаются преимущественно нижние уровни; в очень холодном газе – возбуждение сверхтонкой структуры основного уровня (HI 21 см). Самые яркие примеры линий, возбуждаемыми ударами 1-го рода: HI (21 см), OI (63 мкм), SiII (31 мкм), FeII (26 мкм).

Столкновительная дезактивация (удары 2-го рода). Эффективны там, где время жизни атома на возбужденном уровне велико или в достаточно плотной среде.

С.1.4. Ионизация

Различают фотоионизацию и ударную ионизацию, когда необходимую для этого энергию атому передает электрон при столкновении с ним (удар 1-го рода). Частный случай – ионизация отрицательных ионов водорода с $E = 0.75$ эВ. Эффективна в атмосферах звезд типа Солнца. Может быть как ударной, так и радиационной.

С.1.5. Рекомбинация

Процесс, обратный ионизации. Может произойти на любой энергетический уровень атома. Если это не самый низкий (пер-

вый) уровень, то результат рекомбинации – объединение иона и электрона в возбужденный атом (рекомбинационное возбуждение). Последующие каскадные переходы вниз рожают серии спектральных линий. Такое излучение называют рекомбинационным (основной механизм излучения областей НII). Оно происходит не за счет тепловой энергии среды, а за счет энергии ионизирующих квантов, часть которой переходит во внутреннюю энергию атома и излучается. Поэтому уносимая таким излучением энергия не приводит к остыванию газа. Более сложный двухэтапный процесс – диэлектронная рекомбинация, при которой электрон сначала возбуждает атом (ион) (т.н. автоионизационное состояние) с последующей ионизацией или радиативным каскадом. В последнем случае среда эффективно охлаждается, т.к. в излучение переходит практически вся кинетическая энергия сталкивающегося с атомом (ионом) электрона. Особенно важна при достаточно высоких температурах плазмы.

С.2. Признаки полного термодинамического равновесия

Для космической плазмы термодинамическое равновесие (ТР) означает, что одновременно выполняются следующие соотношения, определяемые одним общим параметром – температурой T :

1. Максвелловское распределение частиц по скоростям

$$f(v)dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv.$$

2. Больцмановское распределение частиц по энергиям, которое для заселенности атомных уровней с номерами i и j (соответственно, с энергиями E_i и E_j и статвесами g_i и g_j) записывается в виде

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{-(E_i - E_j)/kT}.$$

3. Закон действующих масс для химического равновесия, или в применении к условиям ионизованной плазмы – *формула Саха* для степени ионизации атомов и молекул

$$\frac{n_e n_{z+1}(i)}{n_z(j)} = \frac{2g_i}{g_j} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} e^{-\Delta E/kT},$$

где n_e , n_z , n_{z+1} – концентрации электронов и ионов X_z элемента X, $g_{i,j}$ – статистические веса уровней i, j ионов, $\Delta E = \xi_z(j) + E_i$, $\xi_z(j)$ – энергия ионизации с уровня j иона X_z .

4. Законы излучения: Планка, Кирхгофа и Стефана–Больцмана для АЧТ (см. основную часть курса, глава 2).

Приложение D.

Влияние рассеяния на перенос излучения

Рассеивающие среды чрезвычайно распространены в природе. Для высокотемпературной плазмы, часто встречающейся в астрофизических источниках (горячие короны звезд, аккреционные диски вокруг нейтронных звезд и черных дыр в тесных двойных системах и ядрах галактик, горячий газ в скоплениях галактик и т.д.) важным (иногда основным) физическим механизмом взаимодействия излучения и вещества является рассеяние фотонов на свободных электронах (комptonовское рассеяние). Роль рассеяния сводится не только к изменению траектории фотона (а значит, к изменению интенсивности вдоль луча зрения), но и к изменению его энергии (прямой и обратный комптон-эффект). При макроскопическом описании в терминах уравнения переноса ограничимся случаем рассеяния без изменения энергии фотонов (т.н. *когерентное рассеяние*, или упругое рассеяние), которое изменяет только интенсивность и поляризацию излучения.

Важное приложение такого рассеяния – рассеяние на нерелятивистских электронах¹.

¹Множественное рассеяние даже в этом случае может приводить к заметным искажениям спектра (т.н. эффект комптонизации излучения)!

D.1. Случай чистого рассеяния

Пусть среда только рассеивает излучение. Будем считать в первом приближении, что вероятность рассеяния фотона одинакова в любом направлении (то есть индикатриса рассеяния сферически симметричная). Тогда объемный коэффициент излучения (энергия, испускаемая элементарным объемом в единицу времени по всем направлениям)

$$j_\nu = \sigma_\nu J_\nu, \quad (D.1)$$

где σ_ν – коэффициент поглощения для рассеяния, или просто *коэффициент рассеяния* с размерностью $[\text{см}^{-1}]$ (не путать с сечением поглощения с размерностью площади!). Важное отличие рассеянного от, скажем, теплового излучения состоит в том, что интенсивность рассеянного излучения пропорциональна интенсивности излучения, падающего на элементарный объем, в то время как при тепловом излучении выходящий спектр определяется функцией источника, которая зависит только от температуры, и коэффициентом поглощения. В качестве функция источника для чистого рассеяния можно взять среднюю интенсивность J_ν :

$$S_\nu^{scat} = J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\Omega \quad (D.2)$$

и уравнение переноса примет вид:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\sigma_\nu(I_\nu - J_\nu). \quad (D.3)$$

Как мы подчеркивали, это интегро-дифференциальное уравнение для интенсивности, т.к. функция источника сама определяется интенсивностью. Существуют специальные методы приближенного решения таких задач, которые мы здесь не будем рассматривать.

D.2. Связь числа рассеяний с оптической толщиной

Остановимся на крайне полезной для простых оценок трактовке эффектов рассеяния излучения как на процессе *случайных блужданий* отдельных квантов.

Выше упоминалось, что поглощение фотона в среде тоже может рассматриваться с вероятностных позиций: вероятность поглощения в области оптической толщиной τ_ν есть $e^{-\tau_\nu}$. Аналогично, в случае изотропного рассеяния можно говорить о равной вероятности рассеяния кванта в равные телесные углы. Длина свободного пробега фотона до рассеяния или поглощения становится основной характеристикой.

Рассмотрим бесконечную рассеивающую среду. Пусть фотон проходит расстояние \mathbf{r}_i до каждого i -го рассеяния. Через N шагов смещение фотона из первоначального положения будет равно

$$\mathbf{R} = \mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 + \dots + \mathbf{r}_N. \quad (\text{D.4})$$

Очевидно, среднее значение вектора $\langle \mathbf{R} \rangle = 0$. Отличной от нуля величиной будет средний квадрат смещения:

$$l_*^2 \equiv \langle \mathbf{R}^2 \rangle = \langle \mathbf{r}_1^2 \rangle + \langle \mathbf{r}_2^2 \rangle + \dots + \langle \mathbf{r}_N^2 \rangle + 2\langle \mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{r}_2 \rangle + \dots \quad (\text{D.5})$$

После усреднения все средние квадраты i -х смещений дадут квадрат средней длины свободного пробега l , а средние скалярные произведения будут равны нулю (как среднее значение косинуса угла между направлением до и после рассеяния для изотропного рассеяния; это утверждение остается справедливым и в случае любого рассеяния с симметрией вперед-назад, например томсоновского или рэлеевского рассеяния). Тогда

$$l_*^2 = Nl^2, \quad l_* = \sqrt{N}l. \quad (\text{D.6})$$

То есть корень из среднего квадрата смещения фотона при рассеянии возрастает как корень квадратный из числа рассеяний.

Пусть среда характеризуется размером L , и оптическая толщина по рассеянию больше единицы. Фотон будет рассеиваться до тех пор, пока не выйдет из среды. При этом по порядку величины можем положить $l_* \sim L$, то есть число рассеяний внутри среды $N \sim L^2/l^2$. Так как l есть средняя длина свободного пробега фотона, то вспоминая смысл оптической толщи τ получаем

$$N \sim \tau^2, \quad \tau \gg 1. \quad (\text{D.7})$$

В случае оптически тонких сред вероятность рассеяния $1 - e^{-\tau} \sim \tau$ и

$$N \sim \tau, \quad \tau \ll 1, \quad (\text{D.8})$$

поэтому для сред произвольной оптической толщи для грубых оценок можно положить

$$N \approx \tau^2 + \tau \quad \text{или} \quad N \approx \max(\tau, \tau^2). \quad (\text{D.9})$$

D.3. Случай рассеяния и поглощения

Что же понимать под оптической толщиной в случае, когда в среде есть и рассеяние, и поглощение? Например, в не слишком горячих фотосферах звезд плазма частично ионизована, поэтому прежде чем поглотиться ионом, фотон может несколько раз рассеяться на свободных электронах. Для рассмотренного выше простейшего случая когерентного рассеяния (функция источника равна средней интенсивности, а коэффициент поглощения из-за рассеяния равен σ_ν) и теплового излучения (функция источника есть функция Планка, коэффициент истинного поглощения α_ν) уравнение переноса записывается в виде

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu(I_\nu - B_\nu) - \sigma_\nu(I_\nu - J_\nu). \quad (\text{D.10})$$

Вводя комбинированную функцию источника

$$S_\nu = \frac{\alpha_\nu B_\nu + \sigma_\nu J_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu}, \quad (\text{D.11})$$

получаем (интегро-дифференциальное) уравнение

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -(\alpha_\nu + \sigma_\nu)(I_\nu - S_\nu). \quad (\text{D.12})$$

Можно ввести коэффициент полного поглощения (*коэффициент экстинкции*) $\alpha_\nu + \sigma_\nu$ и соответственно полную оптическую толщину $d\tau_\nu = (\alpha_\nu + \sigma_\nu) ds$. В пределе больших оптических толщин мы получим приближение к термодинамическому равновесию, $J_\nu \rightarrow B_\nu$, $S_\nu \rightarrow B_\nu$.

Средняя длина свободного пробега фотона теперь можно записать как

$$l_\nu = \frac{1}{\alpha_\nu + \sigma_\nu}. \quad (\text{D.13})$$

Вероятность того, что свободный пробег фотона закончится истинным поглощением есть

$$\epsilon_\nu = \frac{\alpha_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu}, \quad (\text{D.14})$$

а рассеянием –

$$1 - \epsilon_\nu = \frac{\sigma_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu}. \quad (\text{D.15})$$

Рассмотрим для примера бесконечную среду и тепловое излучение. Фотон рождается в глубине в результате какого-нибудь элементарного процесса и в общем случае рассеивается N раз до того, как поглотиться (исчезнуть). При этом он проходит среднеквадратичный путь l_* . Вероятность поглотиться на пути, равном длине свободного пробега, есть ϵ_ν , следовательно число рассеяний до поглощения будет $N = 1/\epsilon_\nu$. Тогда из (D.6) находим

$$l_*^2 = \frac{l^2}{\epsilon_\nu}, \quad l_* = \frac{l}{\sqrt{\epsilon_\nu}}, \quad (\text{D.16})$$

и с учетом (D.13)

$$l_* \approx \frac{1}{\sqrt{\alpha_\nu(\alpha_\nu + \sigma_\nu)}}. \quad (\text{D.17})$$

Длина l_* характеризует среднюю длину свободного пробега фотона до момента гибели (поглощения) в среде с рассеянием. Ее называют *диффузионной длиной*, *длиной термализации* или *эффективной длиной свободного пробега* (вообще говоря, она зависит от частоты кванта).

Для сред с конечными размерами L вводят *эффективную оптическую толщину* $\tau_* = L/l_*$, которую также можно записать через оптическую толщину по поглощению $\tau_a = \alpha_\nu L$ и по рассеянию $\tau_s = \sigma_\nu L$:

$$\tau_* \approx \sqrt{\tau_a(\tau_a + \tau_s)}. \quad (\text{D.18})$$

Среда эффективно прозрачна, если $\tau_* \ll 1$. Монохроматическая светимость (мощность излучения) такой среды в случае теплового излучения есть просто

$$L_\nu = 4\pi\alpha_\nu B_\nu V, \quad (\tau_* \ll 1), \quad (\text{D.19})$$

где V – полный объем излучающей области.

В случае $\tau_* \gg 1$ среда эффективно оптически толстая. Фотоны на глубине l_* термализуются (то есть на таких глубинах устанавливается термодинамическое равновесие $I_\nu \rightarrow B_\nu$, $S_\nu \rightarrow B_\nu$). Монохроматическая светимость может быть оценена (точное значение должно находиться из уравнения переноса с соответствующими граничными условиями!) как светимость слоя толщиной l_* и площадью A :

$$L_\nu \approx 4\pi\alpha_\nu B_\nu A l_* \sim 4\pi\sqrt{\epsilon_\nu} B_\nu A, \quad (\tau_* \ll 1). \quad (\text{D.20})$$

Так как в пределе отсутствия рассеяния $\epsilon_\nu \rightarrow 1$ для оптически толстого плоского слоя мы должны получить излучение АЧТ, $L_\nu \rightarrow \pi B_\nu A$, коэффициент 4π в последней формуле следует заменить на π . Однако на практике используют более точные приближения решения уравнения переноса. Например, в т.н. Эддингтоновском приближении когда ϵ не зависит от глубины эффективная оптическая толща есть $\tau_* = \sqrt{3\tau_a(\tau_a + \tau_s)}$. Более подробно перенос излучения в среде с рассеянием рассмотрен в монографии В.В.Соболева “Курс теоретической астрофизики” (М.: Наука, 1985).

Приложение Е.

Безразмерные числа и константы

Е.1. Физические константы

Важнейшими безразмерными соотношениями в современной физике являются *константы связи* различных взаимодействий, которые определяют степень “силы” взаимодействия. К ним относится, например, константа электромагнитного взаимодействия $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$. Аналогично, безразмерная константа гравитационного взаимодействия может быть определена как $\alpha_G = Gm_p^2/\hbar c \approx 10^{-38}$. Малость последней отражает тот факт, что гравитационное взаимодействие – самое слабое из известных в природе. Гравитационные эффекты сильны для объектов большой массы (планеты, звезды, галактики) и определяют строение и эволюцию Вселенной в целом.

Планковские единицы

Планковскими называют единицы измерений длины, массы, времени, заряда и их производных, составленные из мировых постоянных G (ньютоновская постоянная тяготения, “отвечающая” за гравитацию), \hbar (постоянная Планка, “отвечает” за квантовые явления) и c скорость света. Последняя “отвечает” за электромагнетизм (вместе с постоянной тонкой структуры, или электрическим зарядом) и за релятивизм (специальная, а вместе с G – общая теория относительности).

Планковская длина: $l_{Pl} = \sqrt{G\hbar/c^3} \simeq 10^{-33}$ см (например, характерный размер “начального” масштабного фактора Вселенной,

меньше которой понятие расстояния или размера теряют физический смысл).

Планковская масса: $m_{Pl} = \sqrt{c\hbar/G} \simeq 10^{-5} \text{ г} \approx 10^{19} \text{ ГэВ}$ (например, максимально возможная масса элементарной частицы)

Планковское время: $t_{Pl} = \sqrt{G\hbar/c^5} \simeq 10^{-44} \text{ с}$ (например, начальный “возраст” классической Вселенной, менее которого понятие времени теряет физический смысл).

Из соображений размерности нетрудно получить другие “планковские единицы”. Например, “планковский заряд” есть просто $e = \sqrt{\alpha\hbar c}$, “планковская энергия” $E_{Pl} = m_{Pl}c^2 \approx 10^{-5} \cdot 10^{21} \text{ ,эрг} \approx 10^{19} \text{ ГэВ}$, “планковская светимость” = $E_{Pl}/t_{Pl} = c^5/G \simeq 10^{59} \text{ [эрг/с]}$, “планковская плотность” = m_{Pl}/l_{Pl}^3 и т.д. Эти величины часто используются при рассмотрении физических процессов в экстремальных условиях (например, на ранних этапах расширения Вселенной). На расстояниях или временах меньше планковских современная физика “не работает”¹, требуется оперировать неизвестными законами пока не созданной теории квантовой гравитации.

Е.2. Астрофизические числа

В астрофизике существует несколько безразмерных чисел, которые были получены нами в основном курсе. К важнейшим из них относятся:

1) Число барионов (нуклонов) в типичной звезде $\mathcal{N}_* = (m_{Pl}/m_p)^3 \sim 10^{57}$;

2) Число барионов внутри причинно-связанной области современной Вселенной (т.е. внутри современного хаббловского радиуса c/H_0) $M_U/m_p \sim \rho/m_p(c/H_0)^3$. С учетом соотношения для средней плотности материи во Вселенной $\rho \sim H_0^2/G$ находим

$$M_U/m_p = \left(\frac{m_{Pl}}{m_p} \right) \left(\frac{m_{Pl}c^2}{\hbar H_0} \right) \sim 10^{80}.$$

¹Напомним, что современная физика элементарных частиц проверена на ускорителях до энергий порядка ТэВ; такая энергия соответствует масштабу порядка 10^{-17} см

В этом выражении в знаменателе стоит постоянная Планка, но это не значит, что квантовые свойства Вселенной важны на макроскопических масштабах – действительно, $m_{Pl}^2 = (\hbar c)/G$, и на самом деле постоянная Планка сокращается, а в знаменателе оказывается постоянная тяготения Ньютона. Однако запись полной массы Вселенной в таком виде часто удобна при рассмотрении ранних стадий ее эволюции. Это “невинное” на первый взгляд преобразование имеет глубокий физический смысл, так как приводит к одному из парадоксов классической (фридмановской) космологии: $M_U/m_{Pl} \sim 1$ на планковских временах, т.е. когда $H \sim 1/t_{Pl}$, и никакие степенные зависимости (от времени) изменения хаббловского радиуса, использующиеся в классической космологии, не способны привести даже приблизительно к наблюдаемому значению параметра H_0 . Подобные парадоксы фридмановских космологических моделей успешно решаются в современных моделях ранней Вселенной, основанных на гипотезе экспоненциального расширения Вселенной на очень ранних стадиях. Масса барионного вещества внутри современного хаббловского радиуса $M_U \approx 10^{23} M_\odot$, при этом большая часть барионов находится не в звездах, а в разреженном межзвездном и горячем межгалактическом газе.

3) Отношение плотности числа фотонов реликтового излучения к плотности числа барионов $n_\gamma/n_b \approx 10^9$. Это число играет фундаментальную роль в теории горячей Вселенной, а огромный избыток числа реликтовых фотонов над числом барионов интерпретируется как свидетельство барионной асимметрии Вселенной (отсутствие равного числа частиц и античастиц). Этот параметр не изменяется в ходе расширения Вселенной.

Приведенные выше простые оценки и соотношения по порядку величины показывают глубокую физическую связь микро- и макромира. Мир не устроен случайным образом, но из бесконечного числа потенциальных возможностей реализуется именно та, которая согласуется с фундаментальными физическими взаимодействиями.

Приложение F.

Звездные величины

Так как основная информация о небесных телах получается в оптическом и близком к нему диапазонах (ИК, УФ), остановимся на специфических единицах измерения потоков излучения на этих длинах волн ($\lambda \sim 1000 - 10000 \text{ \AA}$), которые повсеместно используются в астрофизике.

Сделаем простые оценки характерных потоков излучения.

а) Поток энергии от Солнца. Боллометрическая светимость Солнца $L_{\odot} = 4 \cdot 10^{33}$ [эрг/с], расстояние до Земли $1 \text{ a.e.} = 1.5 \cdot 10^{13}$ см, откуда полный поток электромагнитной энергии Солнца на Земле $L_{\odot}/(4\pi R^2) \sim 10^6$ [эрг/(см²·с)].

б) Звезда типа Солнца из центра Галактики ($R \sim 8 \text{ кпк}$) ($1 \text{ пк} = 206265 \text{ a.e.} \approx 3 \cdot 10^{18}$ см). Из-за уменьшения принимаемого потока от источника обратно пропорционально квадрату расстояния до него поток на Земле от звезды типа Солнца с 10 кпк $F(1 \text{ кпк})/F_{\odot}(1 \text{ a.e.}) = (1 \text{ a.e.}/1 \text{ кпк})^2 \sim (2 \cdot 10^5 \times 10^4)^{-2}$, почти на 19 порядков слабее!

Поэтому для удобства в астрономии используются логарифмическая шкала потоков (ср. децибелы в акустике). Это тесно связано не только с удобством записи очень больших (малых) чисел, но и с биологическими особенностями человеческих органов чувств. Человеческое восприятие (зрение, слух) реагирует на сигналы именно в логарифмическом отношении (т.н. психофизический закон Вебера–Фехнера: если раздражение возрастает в геометрической прогрессии, ощущение возрастает в арифметической прогрессии).

Понятие звездной величины. Звездные величины – мера отно-

сительного потока излучения от звезд – введены Гиппархом Родосским во 2 в. до н.э., как 5 степеней видимого блеска звезд. Математическое определение звездных величин было сформулировано англ. астрономом Погсоном в 1859 г., предложившим для разности двух звездных величин m_2 и m_1 форму записи:

$$m_2 - m_1 = -2.5 \lg \left(\frac{F_2}{F_1} \right), \quad (\text{F.1})$$

где $F_{1,2}$ – потоки принимаемого излучения от источников. Коэффициент в формуле (F.1) выбран таким образом, что поток от звезды 5-й величины в 100 раз слабее, чем от звезды 0-й величины. Знак минус в формуле (F.1) – дань исторической традиции (яркие звезды имеют меньшую, в т.ч. отрицательную, звездную величину). Очевидно, ослабление блеска источника на 5 звездных величин соответствует ослаблению потока в 100 раз.

Часто звездные величины используются и для характеристики поглощения излучения (вместо оптической толщи). Действительно, пусть излучение от звезды ослаблено на Δm звездных величин. Какой оптической толщине по поглощению это соответствует? Применяя формулу Погсона, находим $\Delta m = -2.5 \lg(F_2/F_1) = -2.5 \lg(F \exp\{-\tau\}/F) = -2.5 \lg \exp\{-\tau\} = 2.5\tau \lg e \approx 1.086\tau$, т.е. с точностью порядка 10% оптическая толщина равна ослаблению блеска звезды поглощающей материей, выраженной в звездных величинах.

Нуль-пункт шкалы звездных величин устанавливается по совокупности специально отобранных не-переменных звезд, принимаемых в качестве стандартных (одной из таких звезд является яркая звезда Вега из созвездия Лиры). “Цвет” звезды с распределением энергии в спектре $F(\lambda)$ определяется как разность звездных величин в двух различных спектральных диапазонах:

$$m_i - m_j = -2.5 \lg \left(\frac{\int_0^{\infty} K_i(\lambda) F(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} K_j(\lambda) F(\lambda) d\lambda} \right) + C, \quad (\text{F.2})$$

где C – константа, определяемая выбором нуля-пункта шкалы показателей цвета (показатели цвета считаются равными нулю для $F(\lambda)$, соответствующей близким звездам класса A0), $K_{i,j}$ – функции пропускания соответствующих фильтров. Широкоупотребительна система цветов U (от “ultraviolet”, $\langle \lambda_U \rangle = 3650\text{\AA}$, $\Delta\lambda \approx 700\text{\AA}$), B (от “blue”, $\langle \lambda_B \rangle = 4400\text{\AA}$, $\Delta\lambda \approx 1000\text{\AA}$), V (от “visual”, $\langle \lambda_V \rangle = 5550\text{\AA}$, $\Delta\lambda \approx 900\text{\AA}$).

Для оценки полезно знать приближенное соотношение: нуль-пункт (т.е. звезда 0-й звездной величины) характеризуется определенным потоком квантов с длиной волны $\lambda = 5500\text{\AA}$

$$0^m \rightarrow 10^3 \text{ кв./}(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{\AA}), \quad (\text{F.3})$$

а так как характерная ширина V-полосы $\Delta\lambda_V \approx 1000\text{\AA}$, то поток квантов от звезды нулевой величины в видимой области спектра

$$F_V(0^m) \approx 10^6 \text{ кв./}(\text{см}^2 \cdot \text{с}). \quad (\text{F.4})$$

Современные крупные телескопы могут измерять потоки от звезд до 29-й звездной величины.

Абсолютная звездная величина M . По определению, это звездная величина, которую имел бы источник (звезда, галактика и т.п.) на расстоянии в 10 пк. Пусть звезда находится на расстоянии r и имеет видимую звездную величину m . Учитывая зависимость изменения принимаемого потока излучения от источника с расстоянием $F \propto r^{-2}$, непосредственно из формулы Погсона получаем:

$$m - M = -2.5 \lg \left(\frac{F(r)}{F(10\text{пк})} \right) = 5 \lg \left(\frac{r}{\text{пк}} \right) - 5 + A(\lambda) \quad (\text{F.5})$$

(здесь $A(\lambda)$ учитывает межзвездное поглощение света).

В качестве примера рассмотрим Солнце. Взяв видимую звездную величину $m_{\odot} = -26^m.8$, из формулы (F.5) получаем: $M_{\odot} \approx +4.^m8$

Физический смысл абсолютной звездной величины вытекает из ее связи со светимостью источника. Действительно, так как абсолютная звездная величина по определению всегда относится к стандартному расстоянию 10 пк, то

$$M - M_{\odot} = -2.5 \lg(L/L_{\odot}), \quad (\text{F.6})$$

откуда

$$L/L_{\odot} = 10^{-0.4(M-M_{\odot})}. \quad (\text{F.7})$$

Если из каких-либо соображений известна абсолютная звездная величина светила и сделана оценка поглощения света в его направлении, то, измеряя видимую звездную величину, получаем оценку расстояния до него, т.к. правая часть формулы (F.5) есть функция расстояния. Абсолютные величины различных звезд лежат в широком диапазоне от -10 (яркие голубые сверхгиганты) до $+18$ (слабые коричневые карлики). Разность абсолютных звездных величин $\Delta M = 28$ означает различие в светимости в $10^{28 \times 0.4} \approx 1.6 \cdot 10^{11}$ раз.

Учебное издание

ПОСТНОВ Константин Александрович
ЗАСОВ Анатолий Владимирович

КУРС ОБЩЕЙ АСТРОФИЗИКИ

Подписано в печать 23.06.2005.

Формат 60х90 1/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Гарнитура Петербург.

Объем 12 п.л. Тираж 750 экз.

Заказ №

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова.

119992, Москва, ГСП-2, Ленинские горы, д. 1, корп. 2.

Отпечатано в типографии Московского университета им. М.В. Ломоносова.