

астрофизики

1. Шкала электромагнитных волн.
2. Освещенность, интенсивность, поток излучения, светимость.
3. Звездные величины. Формула Погсона.
4. Абсолютно черное тело. Формула Планка. Приближения Вина и Рэля-Джинса. Закон смещения Вина. Закон Стефана-Больцмана.
5. Эффективная, яркостная и цветовая температуры.
6. Процессы излучения и поглощения фотонов. Виды спектров. Запрещенные линии. Поляризация излучения. Эффект Доплера.
7. Идеальный газ. Распределение Максвелла.
8. Вырожденное вещество.
9. Методы определения температуры наблюдаемых объектов в астрофизике.

Как известно, видимый свет является частным видом электромагнитного излучения, которое испускается не непрерывно, а отдельными порциями (*квантами*) характеризующимися своей энергией. Совокупность всех видов излучения называется *спектром электромагнитного излучения*.

За единицу измерения энергии квантов обычно принимают электрон-вольт (эВ) — это энергия, которую приобретает свободный электрон (т. е. электрический заряд $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл = $4,803 \cdot 10^{-10}$ единиц СГСЭ), ускоренный электрическим полем с разностью потенциалов в 1 вольт (В) = $1/300$ СГСЭ. Поэтому

$$1 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 1,602 \cdot 10^{-12} \text{ эрг.}$$

Фотоны (кванты) видимого света обладают энергиями 2–3 эВ и занимают лишь небольшую область исследуемого в астрофизике электромагнитного спектра, который простирается от значений энергии порядка МэВ (мега-, т. е. миллион электронвольт) для *гамма-излучения* до одной миллионной электронвольта (10^{-6} эВ) для метровых *радиоволн*. Между этими крайними видами электромагнитного излучения последовательно располагается *рентгеновское, ультрафиолетовое, визуальное* (видимое) и *инфракрасное* излучение (табл. 6.1).

Электромагнитное излучение обладает волновыми свойствами, проявляющимися в таких явлениях, как интерференция и дифракция. Поэтому, как и всякие волны, электромагнитное колебание можно характеризовать длиной волны λ и частотой ν , произведение которых равно скорости распространения колебаний:

$$c = \lambda\nu. \quad (6.1)$$

У всех электромагнитных волн скорость распространения в вакууме одинакова и составляет 299 792,458 км/с, или приблизительно

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с.}$$

Энергия квантов ϵ пропорциональна частоте ν электромагнитных колебаний (т. е. обратно пропорциональна длине волны λ). Коэффициентом пропорциональности является постоянная Планка

$$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с},$$

так что

$$\epsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}. \quad (6.2)$$

Кванту с энергией в 1 эВ соответствует длина волны

$$\lambda_1 = 12\,399 \text{ \AA} \approx 1,24 \text{ мкм} = 1\,240 \text{ нм}^1)$$

и частота

$$\nu_1 = 2,18 \cdot 10^{14} \text{ Гц.}$$

Таблица 6.1. Электромагнитный спектр, исследуемый в астрофизике

Область спектра	Длины волн	Прохождение сквозь земную атмосферу	Методы исследования	Приемники излучения
Гамма излучение	$\leq 0,01$ нм	Сильное поглощение O, N ₂ , O ₂ , O ₃ и др. молекулами воздуха	В основном внеатмосферные (космические ракеты, искусственные спутники)	Счетчики фотонов, ионизационные камеры, фотоэмульсии, люминофоры
Рентгеновское излучение	0,01–10 нм	То же	То же	То же
Далекий ультрафиолет	10–310 нм	То же	Внеатмосферные	Фотоэлектронные умножители, фотоэмульсии
Ближний ультрафиолет	310–390 нм	Слабое поглощение	С поверхности Земли	Глаз, фотоэмульсии, фотокатоды
Видимое излучение	390–760 нм	То же	То же	Болометры
Инфракрасное излучение	0,76–15 мкм	Частые полосы поглощения	Частично с поверхности Земли	Термопары, фотосопротивления, специальные фотокатоды и фотоэмульсии
	15 мкм–1 мм	Сильное молекулярное поглощение	С аэростатов	
Радиоволны	Длиннее 1 мм	Пропускается около 1 мм, 4,5 мм, 8 мм и от 1 см до 20 м	С поверхности Земли	Радиометры

Области видимого излучения соответствует интервал длин волн примерно от 390 нм (фиолетовая граница видимого спектра) до 760 нм (красная граница). Между ними располагаются все цвета видимого спектра: фиолетовый (390–450 нм), синий (450–480 нм), голубой (480–510 нм), зеленый (510–570 нм), желтый (570–585 нм), оранжевый (585–620 нм) и красный (620–760 нм). Указанные границы условны, и в действительности цвета излучения плавно переходят друг в друга.

Излучение в видимой области спектра играет особенно большую роль в астрономии, так как оно сравнительно хорошо пропускается земной атмосферой. В остальных участках спектра поглощение сказывается значительно сильнее, так что космическое излучение проникает только до некоторого уровня земной атмосферы, изображенного на рис. 6.1. Сильнее всего атмосфера поглощает коротковолновую область спектра, т. е. ультрафиолетовое, рентгеновское и гамма-излучение. Эта область, кроме ближнего ультрафиолета (310–390 нм), доступна наблюдениям только с ракет и искусственных спутников, оснащенных специальной аппаратурой.

В сторону длинных волн от видимой области спектра расположена область инфракрасного излучения и радиоволны. Большая часть инфракрасного излучения начиная примерно с длины волны в 1 мкм поглощается молекулами воздуха, главным образом молекулами водяных паров и углекислого газа. Наблюдениям с Земли доступно излучение только в некоторых, сравнительно узких «окнах» видимости между полосами молекулярного поглощения. Остальные участки ИК-спектра становятся доступными наблюдениям со сравнительно небольших высот и могут изучаться с аэростатов и шаров-зондов или (частично) на некоторых высокогорных обсерваториях.

Земная атмосфера прозрачна для радиоволн в диапазоне примерно от 1 см до 20 м. Волны короче 1 см, за исключением узких областей около 1, 4,5 и 8 мм, полностью поглощаются нижними слоями земной атмосферы, а волны, длиннее нескольких десятков метров, отражаются и поглощаются самыми верхними ее слоями — ионосферой.

2. Освещенность, интенсивность, поток излучения, светимость.

Поток излучения

- количество электромагнитной энергии в единичном интервале частот F_ν , протекающей через единичную площадку за единицу времени. Единица измерения - эрг/(см²с Гц), Вт/(см²Гц). Иногда используют интегральный (проинтегрированный по всем частотам) П.и.

$F = \int F_\nu d\nu$, а F_ν наз. спектр. плотностью потока излучения. Ед. измерения интегрального потока - эрг/(см²с), Вт/м². Кроме того, термин "П.и." часто используется для характеристики суммарного потока электромагнитного излучения через заданную поверхность.

Количество электромагнитной энергии $d\varepsilon_\nu$ в интервале частот от ν до $\nu+d\nu$, падающее в телесном угле dQ вдоль некоторого направления за время dt на площадку ds , расположенную перпендикулярно к этому направлению, характеризуется интенсивностью излучения I_ν :

$$d\varepsilon_\nu = I_\nu ds d\nu d\Omega dt$$

Поток F_ν связан с I_ν соотношением:

$$F_\nu = \int_{4\pi} I_\nu \cos \theta d\Omega, \quad (1)$$

где θ - угол между нормалью к площадке в данной точке и направлением распространения излучения. Часть выражения (1), соответствующая интегралу по направлениям, находящимся по одну сторону от площадки, называется освещенностью в единичном интервале частот. П.и. есть разность освещенностей двух сторон единичной площадки. В поле равновесного излучения П.и. через любую поверхность равен нулю. Суммарный поток излучения от стационарного источника через охватывающую его замкнутую поверхность не зависит от ее формы и характеризует мощность излучения источника. Мощность излучения космических источников называется светимостью.

Мощность световой энергии обычно характеризуют *поток*ом излучения (световым потоком), являющимся основным понятием фотометрии. *Потоком излучения называется количество лучистой энергии, проходящей за единицу времени через данную площадку (например, входное отверстие телескопа).*

Световой поток, падающий на площадку в 1 см^2 некоторой поверхности, называют освещенностью этой поверхности. Если световой поток Φ равномерно освещает площадь S , то освещенность

$$E = \frac{\Phi}{S}$$

Освещенность обратно пропорциональна квадрату расстояния от источника и пропорциональна косинусу угла падения лучей. Однако при использовании этого закона в астрофизике необходимо учитывать оптические свойства среды, заполняющей пространство между излучаемым телом и наблюдателем. Например, свет звезд несколько поглощается в газовой-пылевой среде, заполняющей межзвездное пространство, и в земной атмосфере.

Вся энергия, проходящая в единицу времени через замкнутую поверхность, окружающую данный источник излучения, называется его светимостью.

Излучение светящейся поверхности в данном направлении характеризуется яркостью. Яркостью называется поток излучения, который проходит через перпендикулярную к данному направлению единичную площадку, соприкасающуюся с излучающей поверхностью, и заключен внутри единичного телесного угла в том же направлении.

Максимальная освещенность, создаваемая некоторым объектом в месте наблюдения, равна его средней яркости, умноженной на телесный угол, под которым он виден на небе

$$E = B w .$$

Многие светила (например, звезды) так далеки от нас, что даже в самые крупные инструменты невозможно определить их угловые размеры. Такие объекты называются *точечными*. Пока их угловые размеры не определены какими-нибудь специальными методами, **освещенность**, которую они создают на Земле, **является для нас единственной величиной, характеризующей мощность их излучения.**

3. Звездные величины. Формула Погсона.

В астрономии эту освещенность принято измерять в специальной логарифмической шкале — *звездных величинах* (этот термин никак не характеризует размеров звезд!). За интервал в 1 звездную величину (обозначается 1^m) принято отношение освещенностей в 2,512... раза. Это число выбрано для удобства так, чтобы его десятичный логарифм в точности равнялся 0,4, а интервал в 5^m соответствовал бы отношению в 100 раз. Условились, что звезды, освещенности от которых меньше, имеют большую звездную величину. Таким образом, освещенности от объектов .. $-3^m, -2^m, -1^m, 0^m, 1^m, 2^m, 3^m, \dots$ образуют бесконечную убывающую геометрическую прогрессию со знаменателем 2,512.

Итак, звездной величиной называется взятый со знаком минус логарифм по основанию 2,512 от освещенности, создаваемой данным объектом на площадке, перпендикулярной к лучам. Из определения следует, что для двух звезд, создающих освещенности E_1 и E_2 , разность соответствующих звездных величин $m_1 - m_2$ удовлетворяет соотношениям

$$m_1 - m_2 = -\log_{2,512} \frac{E_1}{E_2}$$

$$\frac{E_1}{E_2} = 2,512^{-(m_1 - m_2)},$$

а в десятичных логарифмах

$$m_1 - m_2 = -2,5 \lg \frac{E_1}{E_2}.$$

$$\lg \frac{E_1}{E_2} = -0,4(m_1 - m_2)$$

Видимая звездная величина

указывает поток излучения вблизи наблюдателя, т.е. наблюдаемую яркость небесного источника, которая зависит не только от реальной мощности излучения объекта, но и от расстояния до него. Шкала видимых величин ведет начало от звездного каталога Гиппарха (около 126 г. до н.э.), в котором все видимые глазом звезды впервые были разбиты на 6 классов по яркости. У звезд Ковша Б. Медведицы блеск около 2^m , у Веги около 0^m . У особо ярких светил значение звездной величины отрицательно: у Сириуса около -1.5^m (т.е. поток света от него в 4 раза больше, чем от Веги), а блеск Венеры в некоторые моменты почти достигает -5^m (т.е. поток света почти в 100 раз больше, чем от Веги). Подчеркнем, что видимая звездная величина может быть измерена как невооруженным глазом, так и с помощью телескопа; как в визуальном диапазоне спектра, так и в других (фотографическом, УФ-, ИК-). В данном случае "видимая" (англ. apparent) означает "наблюдаемая", "кажущаяся" и не имеет отношения конкретно к человеческому глазу

Из определения шкалы звездных величин ясно, что она может быть применена как к полному излучению, так и к какой-либо определенной спектральной области.

Таблица 6.2. Интегральные фотометрические характеристики некоторых объектов

Объект	Звездная величина	Телесный угол, стерadian
Солнце	$-26,8^m$	$6,7 \cdot 10^{-5}$
Луна (в полнолунии)	$-12,7$	$6,6 \cdot 10^{-5}$
Меркурий ^{*)}	$-1,9$	$1,4 \cdot 10^{-9}$
Венера ^{*)}	$-4,4$	$2,5 \cdot 10^{-8}$
Марс	$-2,0$	$3,8 \cdot 10^{-9}$
Юпитер	$-2,7$	$3,4 \cdot 10^{-8}$
Вега	$0,0$	—
Сатурн без колец	$+0,7$	$5,7 \cdot 10^{-9}$
Уран в противостоянии	$+5,5$	$2,7 \cdot 10^{-10}$
Нептун	$+7,8$	$9,8 \cdot 10^{-11}$
Плутон	$+15,1$	$3 \cdot 10^{-12}$
1 кв. град ясного безлунного ночного неба (в зените)	$+3,5$	$3 \cdot 10^{-4}$

^{*)} в наибольшей элонгации.

Звездная величина, полученная на основании определения полной энергии, излучаемой во всем спектре, называется *болометрической*. В отличие от нее, результаты визуальных, фотографических и фотоэлектрических измерений потоков излучения позволяют установить соответственно *системы визуальных, фотографических, фотоэлектрических* и т.д. звездных величин.

Абсолютная звездная величина (M)

указывает, какую видимую звездную величину имело бы светило в том случае, если бы расстояние до него составляло 10 парсеков указывает, какую видимую звездную величину имело бы светило в том случае, если бы расстояние до него составляло 10 парсеков и отсутствовало бы межзвездное поглощение света. Таким образом, абсолютная звездная величина, в отличие от видимой, позволяет сравнивать истинные светимости небесных объектов (в заданном диапазоне спектра).

Что касается спектральных диапазонов, то существует множество систем звездных величин, различающихся выбором конкретного диапазона измерения. При наблюдении глазом (невооруженным или через телескоп) измеряется **визуальная звездная величина** (m_v). По изображению звезды на обычной фотопластинке, полученному без дополнительных светофильтров, измеряется **фотографическая звездная величина** (m_p). Поскольку фотоэмульсия чувствительна к синим лучам и нечувствительна к красным, на фотопластинке более яркими (чем это кажется глазу) получаются голубые звезды. Однако и с помощью фотопластинки, используя ортохроматическую эмульсию). Поскольку фотоэмульсия чувствительна к синим лучам и нечувствительна к красным, на фотопластинке более яркими (чем это кажется глазу) получаются голубые звезды. Однако и с помощью фотопластинки, используя ортохроматическую эмульсию и желтый светофильтр, получают так называемую **фотовизуальную шкалу звездных величин** ($m_{p,v}$), которая практически совпадает с визуальной. Сопоставляя яркости источника, измеренные в различных диапазонах спектра, можно узнать его цвет, оценить температуру поверхности (если это звезда) или альбедо), которая практически совпадает с визуальной. Сопоставляя яркости источника, измеренные в различных диапазонах спектра, можно узнать его цвет, оценить температуру поверхности (если это звезда) или альбедо (если планета), определить степень межзвездного поглощения света и другие важные характеристики. Поэтому разработаны стандартные фотометрические системы диапазонов),

Значения звездных величин в определенных диапазонах ("фильтрах") обычно записывают так: $m_p = 5$; $V = 11$; $U = 7.8$ и т.п., не употребляя при цифре верхнего индекса m , поскольку и так ясно, о каких единицах идет речь. Иногда видимую звездную величину в каком-либо фильтре записывают так: $m_B = 5$ или $m_V = 8$. Обычно такую запись используют в формулах, где помимо видимой величины встречается и абсолютная, например: $M_V = m_V + 5 - 5 \lg r$ (пк).

Кроме спектрально-чувствительных приемников существуют боллометры - интегральные приемники излучения. Поток излучения, просуммированный по всем диапазонам спектра, дает **боллометрическую звездную величину** (m_b или m_{bol}) и позволяет (если известно расстояние до источника и степень межзвездного поглощения) и позволяет (если известно расстояние до источника и степень межзвездного поглощения) вычислить светимость объекта.

Часто требуется перевести звездные величины в энергетические единицы измерения потока или освещенности. Звезда 0^m создает на границе земной атмосферы освещенность,

$$E_0 = 2,48 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 = 2,48 \cdot 10^{-12} \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с)},$$

а для видимой области спектра можно принять спектральную плотность потока излучения ($\lambda = 550 \text{ нм}$)

$$E_{0,550} = 3,75 \cdot 10^{-12} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{Å)} = 3,75 \cdot 10^{-9} \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Å)},$$

или около 1 000 фотонов/(см² · с · Å) в области зеленых лучей.

4. Абсолютно черное тело. Формула Планка.

Приближения Вина и Рэлея-Джинса.

Закон смещения Вина.

Закон Стефана-Больцмана.

Анализ излучения — наиболее важный астрофизический метод: с его помощью получена основная часть наших знаний о космических объектах.

Тепловое излучение. Всякое, даже слабо нагретое тело излучает электромагнитные волны (*тепловое излучение*). При низких температурах, не превышающих 1 000 К, существует главным образом инфракрасное излучение и радиоволны. По мере дальнейшего нагревания спектр теплового излучения меняется: во-первых, увеличивается общее количество излучаемой энергии, во-вторых, появляется излучение все более и более коротких длин волн — видимое (от красного до фиолетового), ультрафиолетовое, рентгеновское и т. д.

При каждом данном значении температуры нагретое тело излучает сильнее всего в некоторой области спектра, определяющей видимый цвет объекта. Так, например, при температуре 2 000 К, как правило, наиболее интенсивно красное излучение, при 6 000 К — желто-зеленое, а при более высоких температурах (10 000—20 000 К) — голубое, синее и фиолетовое. Однако точное распределение энергии и конкретный вид спектра в общем случае зависит не только от температуры, но и от химического состава и физического состояния светящегося тела.

Излучение абсолютно черного тела. Особую роль играет один частный случай, для которого законы теплового излучения имеют наиболее простой вид. Если излучающее тело полностью изолировать от окружающей среды идеально теплонепроницаемыми стенками, то после того, как всюду в его пределах температура станет одинаковой, оно придет в состояние *теплового равновесия* (*термодинамического равновесия*). В этом случае его излучение определяется только температурой и называется *равновесным*. Фактически подобные условия нигде не осуществляются, так как нет идеальных теплоизоляторов. Однако часто встречаются условия, близкие к термодинамическому равновесию, например, когда излучающее тело (скажем, внутренние слои звезды) окружено сильно непрозрачным слоем газа — *атмосферой*.

Излучение абсолютно черного тела

Тело, находящееся в условиях термодинамического равновесия, называется *абсолютно черным* : поскольку оно не может терять своей тепловой энергии, оно полностью поглощает всякое излучение.

Излучательная способность абсолютно черного тела может быть вычислена по формуле Планка

$$\varepsilon_{\lambda} d\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} d\lambda.$$

или

$$\varepsilon_{\nu} d\nu = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu$$

Распределение энергии в спектре абсолютно черного тела, описываемое формулой Планка, имеет заметно выраженный максимум, приходящийся на длину волны

$$\lambda_{\max} = \frac{0,290 \text{ см} \cdot \text{град}}{T},$$

если ее выразить в сантиметрах. Это закон смещения максимума излучения *Вина*: с увеличением температуры максимум излучения абсолютно черного тела смещается в коротковолновую область спектра.

По мере увеличения температуры меняется не только цвет излучения, но и его мощность. *Мощность излучения абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени температуры (закон Стефана — Больцмана)*. Каждый квадратный сантиметр поверхности абсолютно черного тела излучает за 1 сек по всем направлениям во всех длинах волн энергию

$$\varepsilon = \sigma T^4,$$

где $\sigma = 5,67 \times 10^{-5}$ эрг/сек \times см² \times град⁴ — постоянная Стефана — Больцмана.

В области коротких волн (фиолетовый конец спектра) знаменатель второго сомножителя в формуле Планка велик, и единицей можно пренебречь. Тогда получаем *формулу Вина*

$$\varepsilon_{\lambda} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} e^{-\frac{hc}{\lambda kT}},$$

описывающую очень крутое падение излучательной способности у фиолетового конца спектра. На противоположном конце спектра (инфракрасные и радиоволны) падение излучательной способности с длиной волны происходит значительно медленнее, так как при больших λ .

$$e^{\frac{hc}{\lambda kT}} \approx 1 + \frac{hc}{\lambda kT},$$

и формула Планка переходит в *формулу Рэлея — Джинса*

$$\varepsilon_{\lambda} = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT.$$

Таким образом, в *длинноволновой части спектра излучательная способность пропорциональна температуре.*

Определение температуры на основании применения законов излучения абсолютно черного тела.

На применении законов излучения абсолютно черного тела (строго говоря, справедливых только для термодинамического равновесия) к наблюдаемому излучению основан ряд наиболее распространенных методов определения температуры. Однако все эти методы принципиально неточны и приводят к результатам, содержащим большие или меньшие ошибки. Поэтому их применяют либо для приближенных оценок температуры, либо в тех случаях, когда удастся доказать, что эти ошибки пренебрежимо малы.

5. Эффективная, яркостная и цветовая температуры.

Эффективной температурой тела называется температура такого абсолютно черного тела, каждый квадратный сантиметр которого во всем спектре излучает такой же поток энергии, как и 1 см^2 данного тела.

Яркостной температурой называется температура такого абсолютно черного тела, каждый квадратный сантиметр которого в некоторой длине волны излучает такой же поток энергии, как и данное тело в той же длине волны.

Температура абсолютно черного тела, у которого относительное распределение энергии в некотором участке спектра такое же, как и у данного тела, называется **цветовой температурой** тела.

6. Процессы излучения и поглощения фотонов. Виды спектров.
Запрещенные линии. Поляризация излучения. Эффект Доплера.

Элементарные процессы излучения и поглощения. Разреженные газы (например, часто встречающиеся в Млечном Пути диффузные туманности) дают *линейчатые спектры*, в которых излучение сосредоточено в узких участках — *ярких (эмиссионных) спектральных линиях*, характеризующихся определенными значениями длин волн. *Расположение и число спектральных линий в различных участках спектра зависит от химического состава излучающего газа, а также от его температуры и плотности.*

Каждая спектральная линия излучается атомом какого-либо одного химического элемента, обладающего определенным запасом внутренней энергии. Такой атом называется *возбужденным*. Энергию своего возбуждения атомы черпают как за счет излучения, которое они способны поглощать, так и из кинетической энергии частиц, с которыми они постоянно сталкиваются. Атом каждого химического элемента имеет бесконечное множество строго определенных (*дискретных*) значений внутренней энергии, характерных только для данного рода атомов. Эти дискретные значения внутренней потенциальной энергии называются *энергетическими уровнями*. Как правило, атом находится в возбужденном состоянии в течение всего лишь сотых долей микросекунды, после чего он *спонтанно* (самопроизвольно) переходит в состояние с меньшей энергией, излучая всю или часть потенциальной энергии в виде кванта электромагнитного излучения. *Энергия этого кванта равна разности энергий исходного и конечного состояний.* Из-за дискретности последних при переходах между определенными энергетическими уровнями всегда излучаются кванты в одних и тех же спектральных линиях.

Таким образом, возникновение линейчатых спектров связано с постоянным изменением внутренней энергии атомов, то поглощающих, то вновь излучающих энергию.

Изменение внутренней энергии атома связано с наличием у него одного или нескольких электронов. Поэтому условно иногда говорят, что при излучении или поглощении электрон в атоме «переходит» с одного энергетического уровня на другой. Хотя это выражение не вполне точно (можно говорить только об энергии всей системы атома и связанных с ним электронов), оно оправдывается тем, что при некотором критическом значении внутренней энергии электрон отрывается от атома и начинает двигаться как свободная частица. Этот процесс называется *ионизацией*, а критическое значение энергии — *энергией ионизации*. Как и возбуждение, ионизация может вызываться либо *столкновением* с какой-нибудь быстрой частицей, либо *поглощением* достаточно мощного светового кванта (например, ультрафиолетового излучения). Если энергия ионизирующей частицы или кванта превышает энергию ионизации, то оторванный электрон получает вдобавок остаток этой энергии в виде кинетической энергии своего свободного движения. Это является причиной, например, того, что горячие звезды, излучающие много ультрафиолетовых квантов, нагревают вокруг себя газ: каждый мощный квант, поглощенный нейтральным атомом, не только ионизует его, но и придает электрону большую скорость; сталкиваясь с другими свободными частицами, оторванные электроны отдают им часть своей кинетической энергии, нагревая тем самым газ.

В частично ионизованном газе (*плазме*) присутствуют, помимо фотонов (т. е. излучения), частицы по крайней мере трех типов: нейтральные атомы, ионы и свободные электроны. Все многообразие элементарных атомных процессов, часто сопровождающихся поглощением и излучением квантов, сводится к взаимодействию между этими частицами, в котором излучение также принимает участие. Помимо ионизации, столкновения электронов с нейтральными атомами могут приводить либо к увеличению их внутренней энергии (*возбуждению*), либо к ее уменьшению, не сопровождаемому излучением (*дезактивации*)⁵⁾. Излучение также может вызывать увеличение энергии атома (возбуждение светом — *фотовозбуждение*, или *фотоионизацию*) или ее уменьшение, как, например, *при вынужденном излучении*, когда атом избавляется от своей энергии под влиянием «пролетающего» мимо него светового кванта.

Встречаясь с ионом, электрон может вернуться в связанное с атомом состояние, выделяя при этом квант с энергией, равной сумме своей кинетической энергии и энергии ионизации. Такой процесс называется *рекомбинацией*. В результате рекомбинации возникает другой важный тип излучения, имеющий *непрерывный (сплошной) спектр*. В отличие от линейчатого, в нем интенсивность плавно меняется в пределах большой области.

Медленные электроны, относительная скорость которых близка к нулю, рекомбинируя, образуют кванты с энергиями, близкими к энергии ионизации. Все остальные электроны, имеющие большие скорости, дают более коротковолновое излучение. Поэтому непрерывное излучение, образующееся при рекомбинации свободных электронов на каждый данный энергетический уровень атома, имеет резкую границу с красного конца спектра. В коротковолновой области оно постепенно ослабевает. Это связано с тем, что более мощные кванты возникают при рекомбинации более быстрых электронов, число которых при данной температуре газа, как мы видели, экспоненциально убывает.

Непрерывный спектр (*континуум*) в виде слабого фона наблюдается у наиболее плотных и ярких туманностей, в которых велика общая масса светящегося газа.

В спектральных линиях атомы поглощают излучение значительно сильнее, чем в непрерывном спектре. Поэтому в линиях поглощения видны самые внешние слои звезды. То, что эти линии выглядят темнее окружающего непрерывного спектра, говорит об уменьшении излучательной способности вещества наружных слоев.

В астрофизике приходится иметь дело со всеми тремя рассмотренными типами спектров — линейчатым, непрерывным и поглощения (*абсорбционным*). *Изучение непрерывных спектров позволяет получить представление о температуре, плотности и количестве излучающего газа.*

Отождествление спектральных линий со спектрами известных химических элементов позволяет установить их присутствие в космических объектах, а *детальное исследование отдельных спектральных линий дает сведения о температуре, давлении, числе излучающих или поглощающих атомов, внутренних движениях в газе, магнитном поле и других физических свойствах.*

Спектральные линии, наблюдаемые в астрофизических условиях. Расположение спектральных линий, характерных для атома данного химического элемента, определяется зарядом его ядра и числом внешних, валентных электронов. Поэтому спектры элементов, входящих в группы периодической системы Д. И. Менделеева, равно как и спектры ионов с одинаковым числом валентных электронов, сходны между собой. Так, например, сходными оказываются спектры водорода и ионизованного гелия, натрия и ионизованного кальция, нейтральных кальция и магния и т. д.

В спектрах большинства астрономических объектов, в частности, почти у всех звезд, наблюдаются интенсивные *линии водорода*, как правило в поглощении. Счет энергетических уровней атома обычно ведется от основного состояния, соответствующего минимальной энергии атома. В видимой области спектра расположены *линии серии Бальмера*, возникающие при переходах между вторым и всеми вышележащими энергетическими уровнями: красная линия, обозначаемая H_α ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$), голубая H_β ($\lambda = 4861 \text{ \AA}$) и две фиолетовые H_γ ($\lambda = 4340 \text{ \AA}$) и H_δ ($\lambda = 4102 \text{ \AA}$). Остальные линии этой серии вместе с *бальмеровским континуумом*, начинающимся около $\lambda = 3646 \text{ \AA}$ и возникающим при рекомбинации электронов на второй уровень, расположены в ультрафиолетовой части спектра. У всех элементов наиболее интенсивными, как правило, являются линии *главной серии*, возникающие в результате переходов на самый глубокий, основной уровень атома. Это связано с постоянным стремлением электрона в атоме к состоянию с наименьшей потенциальной энергией.

У водорода главная серия, называемая *серией Лаймана* (L_α, L_β, \dots), лежит в далеком ультрафиолете (длины волн 1216, 1026, 972 Å и т. д.). Первая линия главной серии называется *резонансной*. С длины волны 912 Å начинается *лаймановский континуум*. Переходы со всех вышележащих уровней на третий и четвертый дают соответственно *серии Пашена* и *Брэкетта*, расположенные в инфракрасной части спектра.

Протон (ядро водородного атома), подобно кольцевому току, обладает магнитным моментом. Момент количества движения электрона (*спин*) может быть направлен либо параллельно, либо антипараллельно магнитному моменту ядра. Оба эти состояния обладают несколько различной энергией. Для основного состояния водородного атома разность энергий составляет $6 \cdot 10^{-6}$ эВ. Вектор момента количества движения, подобно вектору угловой скорости, можно рассматривать как ось вращения электрона. Если эта ось направлена в ту же сторону, что и магнитный момент ядра, то водородный атом, находящийся в основном состоянии, оказывается возбужденным. Однако это особый возбужденный уровень, называемый *метастабильным*: в отличие от обычного возбужденного состояния, в котором атом может находиться сотые доли микросекунды, в данном случае он может оставаться возбужденным в течение необычайно долгого времени порядка 11 миллионов лет. Если в течение этого времени спин электрона спонтанно изменит свое направление на противоположное (электрон как бы «перевернется»), атом перейдет в состояние с меньшей энергией и излучит квант с энергией $6 \cdot 10^{-6}$ эВ, соответствующий радиоизлучению с длиной волны 21 см. Это еще одна *важная спектральная линия водорода*, существование которой позволяет изучать вещество в самых холодных областях космического пространства.

Спектральные линии, которые возникают в результате очень редких переходов атома из одного состояния в другое, называются *запрещенными*: во время этих переходов «нарушаются» устанавливаемые в квантовой механике правила, регулирующие переходы между энергетическими уровнями. Линия 21 см — пример сильно запрещенной линии. Другие случаи мы рассмотрим ниже.

В спектрах некоторых тел, особенно горячих звезд, наблюдаются *линии гелия*. Спектр ионизованного гелия очень похож на водородный и наблюдается у самых горячих звезд. Линии нейтрального гелия встречаются чаще. Еще до того, как гелий был обнаружен на Земле, наиболее интенсивная из его спектральных линий в видимой части спектра (желтая линия с $\lambda = 5876 \text{ \AA}$) была замечена в спектре Солнца, что и послужило поводом к названию этого элемента (гелиос, по-гречески, Солнце).

Появление запрещенных линий свидетельствует об очень большой разреженности газа. Как и в случае радиолинии 21 см, чтобы излучить запрещенную линию, атом должен находиться сравнительно долго в возбужденном состоянии. Хотя для оптических запрещенных линий это время не так велико, как для линии 21 см, все же оно достигает десятых долей или даже целых секунд, т. е. в сотни миллионов раз больше, чем для обычных спектральных линий. Чтобы произошло спонтанное излучение, атом за это время не должен сталкиваться с другими частицами, чтобы не «потерять» энергию своего возбуждения. Следовательно, в разреженном газе, излучающем запрещенные линии, промежуток времени между последовательными столкновениями частиц должен быть порядка секунды. Полагая в формуле (6.18 а) $\sigma = 10^{-16} \text{ см}^2$ и $v^* = 10^8 \text{ см/с}$, что соответствует условиям в солнечной короне, получаем, что концентрация должна быть не больше 10^8 частиц/см^3 . В газовых туманностях концентрация частиц во много раз меньше.

Поляризация излучения. Электромагнитные волны — поперечные колебания векторов электрического и магнитного полей. Каждая отдельная волна характеризуется определенной плоскостью, в которой постоянно лежит вектор колеблющегося электрического поля. Она называется *плоскостью поляризации*. Если плоскости поляризации всех волн параллельны, то излучение называют *поляризованным*. Если с одинаковой вероятностью можно встретить любую ориентацию плоскости колебания электрического поля, то такое излучение, или свет, называют *естественным* (рис. 6.5). В общем случае свет может быть *частично поляризован*, т. е. состоять из смеси естественного излучения с интенсивностью I_0 и поляризованного в определенной плоскости с интенсивностью I_p . Отношение

$$P = \frac{I_p}{I_0 + I_p}$$

называют *степенью поляризации* и выражают ее обычно в процентах.

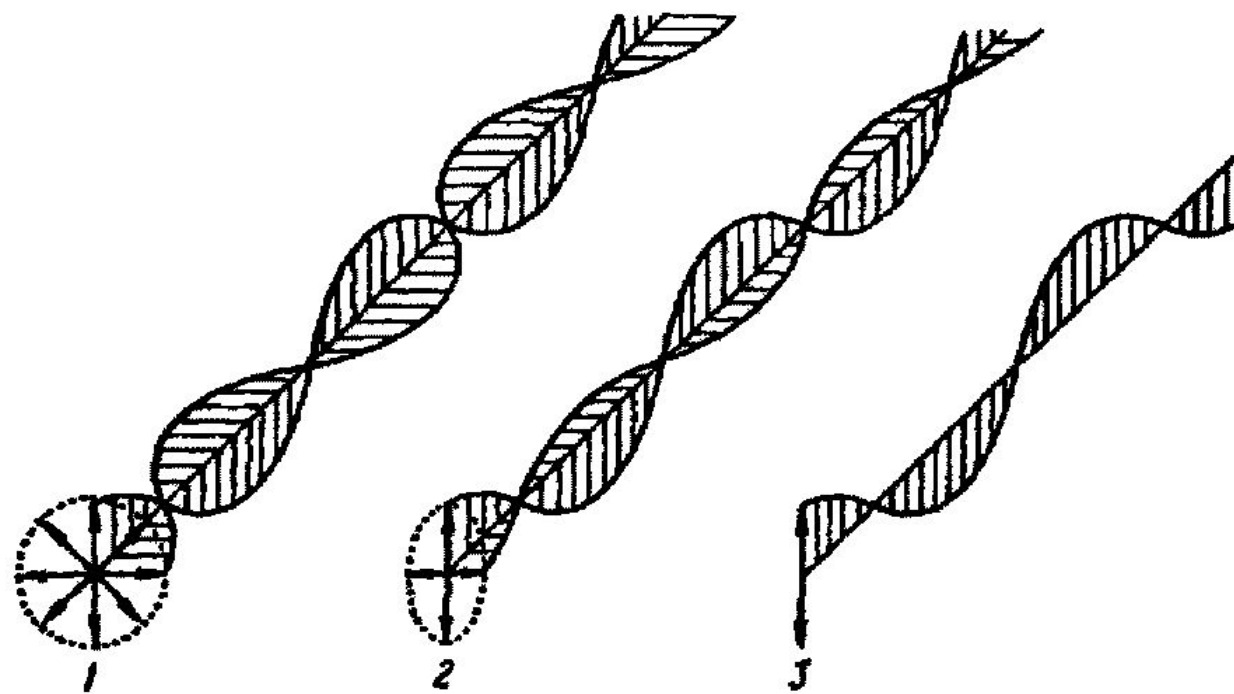


Рис. 6.5. Неполаризованный, или естественный (1), частично поляризованный (2) и полностью поляризованный (3) свет. Длины стрелок пропорциональны интенсивности световых волн

7. Идеальный газ. Распределение Максвелла.

Идеальный газ. Большинство астрономических объектов состоит из газа, который можно рассматривать как идеальный, так что справедливо основное уравнение состояния

$$p = \frac{\rho}{\mu} RT. \quad (6.9)$$

В этой формуле p — внутреннее давление газа, ρ — его плотность, μ — относительная молекулярная масса, T — его температура, выраженная в кельвинах²⁾; $R = 8,31$ Дж/(моль · К) — универсальная газовая постоянная.

Как известно, отдельные молекулы, из которых состоит вещество, находятся в беспорядочном тепловом движении. Если молекула, имеющая массу m , движется со скоростью v , то ее кинетическая энергия равна

$$\varepsilon = \frac{mv^2}{2}. \quad (6.10)$$

Тепловая энергия тела складывается из кинетической энергии всех его молекул и частиц. Из-за частых столкновений скорость, а вместе с нею и кинетическая энергия тепловых движений отдельных молекул постоянно меняются. Однако можно говорить о тепловой энергии, которая в каждый данный момент в среднем приходится на одну частицу. *Величина, характеризующая тепловое состояние тела и пропорциональная средней кинетической энергии, приходящейся на одну частицу, называется температурой.*

Если температуру измерять в кельвинах, а энергию в джоулях, то средняя энергия, приходящаяся на одну молекулу одноатомного газа, составляет

$$\epsilon_0 = \frac{3}{2}kT, \quad (6.11)$$

а полная энергия единицы объема, содержащего n частиц,

$$E_0 = \frac{3}{2}nkT. \quad (6.11 \text{ а})$$

Здесь $k = 1,381 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана. Она представляет собой универсальную газовую постоянную R_g ³⁾, но рассчитанную не на один моль, а на одну частицу, т. е.

$$k = \frac{R_g}{N_A}, \quad (6.12)$$

где N_A — число Авогадро.

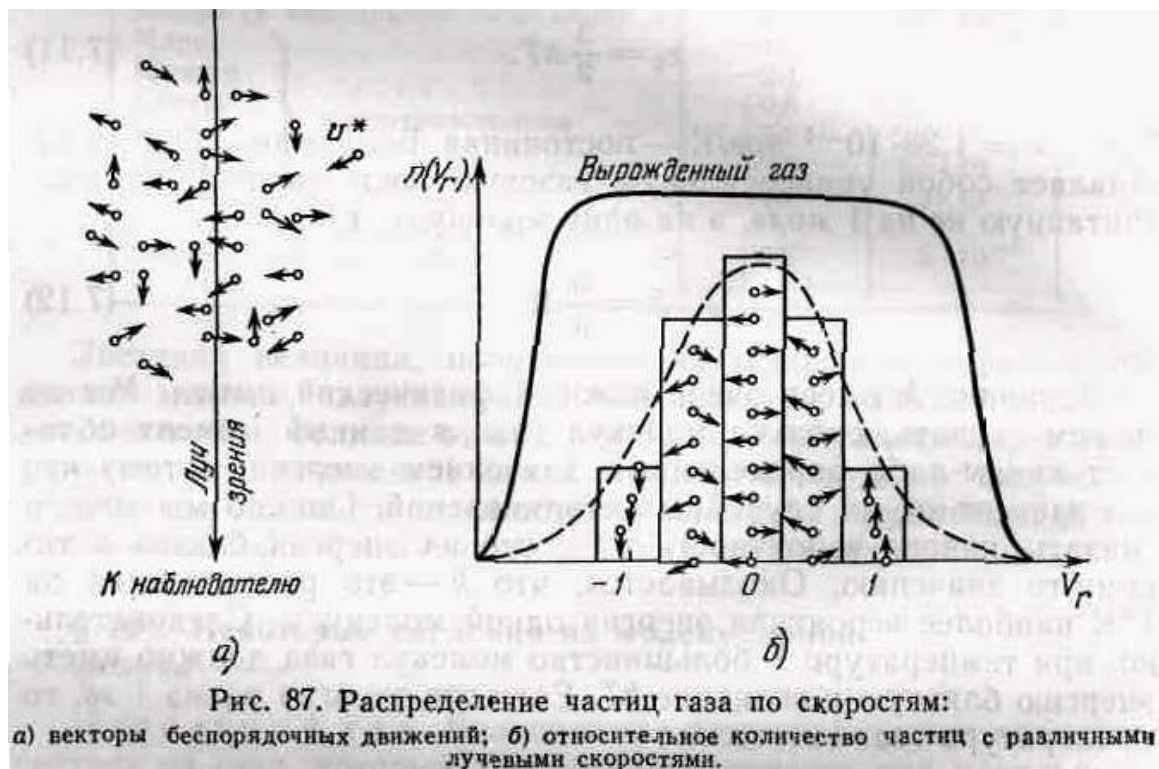
Величина k имеет очень важный физический смысл. Мы не можем сказать, сколько молекул газа в данный момент обладает каким-либо определенным значением энергии, потому что это зависит от их случайных столкновений. Однако мы можем сказать, какова вероятность того, что их энергия близка к такому-то значению. Оказывается, что k — это рассчитанная на 1 К наиболее вероятная энергия одной частицы. Следовательно, при температуре T большинство молекул газа должно иметь энергию, близкую к величине kT . Если эта энергия равна 1 эВ, то температура газа составляет

$$T_{1 \text{ эВ}} = 11\,605 \text{ К}. \quad (6.13)$$

Средняя энергия, приходящаяся на одну молекулу газа, составляет

$$\varepsilon_0 = \frac{3}{2} kT.$$

Здесь $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/К — постоянная Больцмана.



Молекула, обладающая наиболее вероятным значением кинетической энергии kT , должна двигаться с наиболее вероятной скоростью, равной по абсолютной величине

$$v^* = \sqrt{\frac{2kT}{m}}.$$

$$n(v_r) dv_r = \frac{n}{v^* \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{v_r}{v^*}\right)^2} dv_r, \quad \text{— закон распределения Максвелла.}$$

8. Вырожденное вещество.

Вырожденный газ. При увеличении числа частиц в идеальном газе их распределение по скоростям сохраняет форму штриховой кривой на рис. 6.4 б. Растет только площадь, ограниченная этой кривой: она пропорциональна полному числу частиц. Однако когда количество частиц в заданном интервале скоростей оказывается слишком большим, наступает ограничение, накладываемое законами квантовой механики и называемое *вырождением*. Оно связано с тем, что импульсы частиц могут принимать только дискретные значения, а частиц с одинаковыми импульсами быть не может (*принцип Паули*). Поэтому начиная с некоторых значений плотности (при $T = 10^7$ К это 10^3 г/см³) дальнейшее ее увеличение происходит за счет относительного увеличения числа более быстрых частиц. При полном вырождении распределение становится плоским (сплошная кривая на рис. 6.4 б). Тем самым суммарный импульс единицы объема (т. е. давление) перестает зависеть от температуры и определяется только концентрацией частиц (т. е. плотностью). Скорость частиц, следовательно, также растет с плотностью. В квантовой статистике для уравнения состояния электронного вырожденного газа вместо формулы (6.9) получается зависимость

$$P = 2,3 \cdot 10^{-27} \left(\frac{\rho}{m} \right)^{5/3} \text{ дин/см}^2 \quad (6.17 \text{ а})$$

(нерелятивистский газ) и

$$P = 2,37 \cdot 10^{-17} \left(\frac{\rho}{m} \right)^{4/3} \text{ дин/см}^2 \quad (6.17 \text{ б})$$

(релятивистский случай, когда скорость электронов приближается к скорости света).

9. Методы определения температуры наблюдаемых объектов в астрофизике.

Прежде всего важно вспомнить (§ 6.4), что температура характеризует среднюю кинетическую энергию одной частицы вещества. Часто температурой называют результат ее измерения тем или иным методом. Поэтому, если хотят подчеркнуть, что термин «температура» упоминается именно в указанном выше смысле, то говорят «*кинетическая температура*».

Температура — очень важная характеристика состояния вещества, от которой зависят основные его физические свойства. Ее определение — одна из труднейших астрофизических задач. Это связано как со сложностью существующих методов определения температуры, так и с принципиальной неточностью некоторых из них. За редким исключением, астрономы лишены возможности измерять температуру с помощью какого-либо прибора, установленного на самом исследуемом теле. Однако, если бы это удалось сделать, во многих случаях теплоизмерительные приборы оказались бы бесполезными, так как их показания сильно отличались бы от действительного значения температуры. Термометр дает правильные показания только в том случае, когда он находится в тепловом равновесии с телом, температура которого измеряется. Поэтому для тел, не находящихся в тепловом равновесии, принципиально невозможно пользоваться термометром, и для определения их температуры необходимо применять специальные методы. Рассмотрим основные методы определения температур и укажем важнейшие случаи их применения.

Эффект Доплера позволяет судить не только о движении излучающего тела, но и о его вращении. Так, например, вследствие вращения Солнца восточный его край приближается к нам, а западный — удаляется. Наибольшая линейная скорость (на солнечном экваторе) достигает почти 2 км/с, что при $\lambda = 5\,000 \text{ \AA}$ соответствует доплеровскому смещению $\Delta\lambda = 0,035 \text{ \AA}$. По мере приближения к центру и полюсам солнечного диска лучевая скорость, а вместе с нею и доплеровское смещение, уменьшаются до нуля. У звезд не удается наблюдать излучения отдельных частей их «поверхности». Наблюдаемый спектр звезды получается в результате наложения друг на друга спектров всех точек ее диска, каждая из которых у вращающейся звезды дает различное смещение линий в спектре. В результате наблюдается расширение спектральных линий, на основании которого можно судить о линейной скорости вращения. У некоторых звезд линейные скорости вращения достигают огромных значений в сотни километров в секунду.

Даже в тех случаях, когда излучающий газ в целом не имеет относительного движения вдоль луча зрения, спектральные линии, излучаемые отдельными атомами, все равно имеют доплеровские смещения из-за беспорядочных тепловых движений. Поскольку в каждый момент множество атомов приближается к нам со всевозможными скоростями и примерно столько же их удаляется с такими же скоростями, происходит симметричное расширение спектральной линии, изображенное на рис. 6.7. График, показывающий распределение энергии, излучаемой в узкой области спектра в пределах спектральной линии, называется ее *профилем*. Если расширение линии вызвано только тепловыми движениями излучающих атомов, то по ширине профиля можно судить о температуре светящегося газа. Действительно, как указывалось в § 6.4, число частиц, обладающих различными скоростями вдоль луча зрения v_r , убывает с ростом $|v_r|$ по закону $\exp[-(v_r/v^*)^2]$. Вместе с тем, чем больше $|v_r|$, тем дальше в крыле линии излучает данный атом. При $v_r > 0$ излучение происходит в красном крыле, а при $v_r < 0$ — в синем. Если газ прозрачен к излучению в рассматриваемой линии (т. е. самопоглощение отсутствует) и, следовательно, интенсивность в каждой точке профиля пропорциональна числу атомов, обладающих соответствующим значением v_r , то профиль спектральной линии повторяет закон распределения атомов по лучевым скоростям (6.15), и кривая, изображенная на рис. 6.7, представляется формулой

$$I = I_0 \exp \left[- \left(\frac{v_r}{v^*} \right)^2 \right]. \quad (6.41)$$

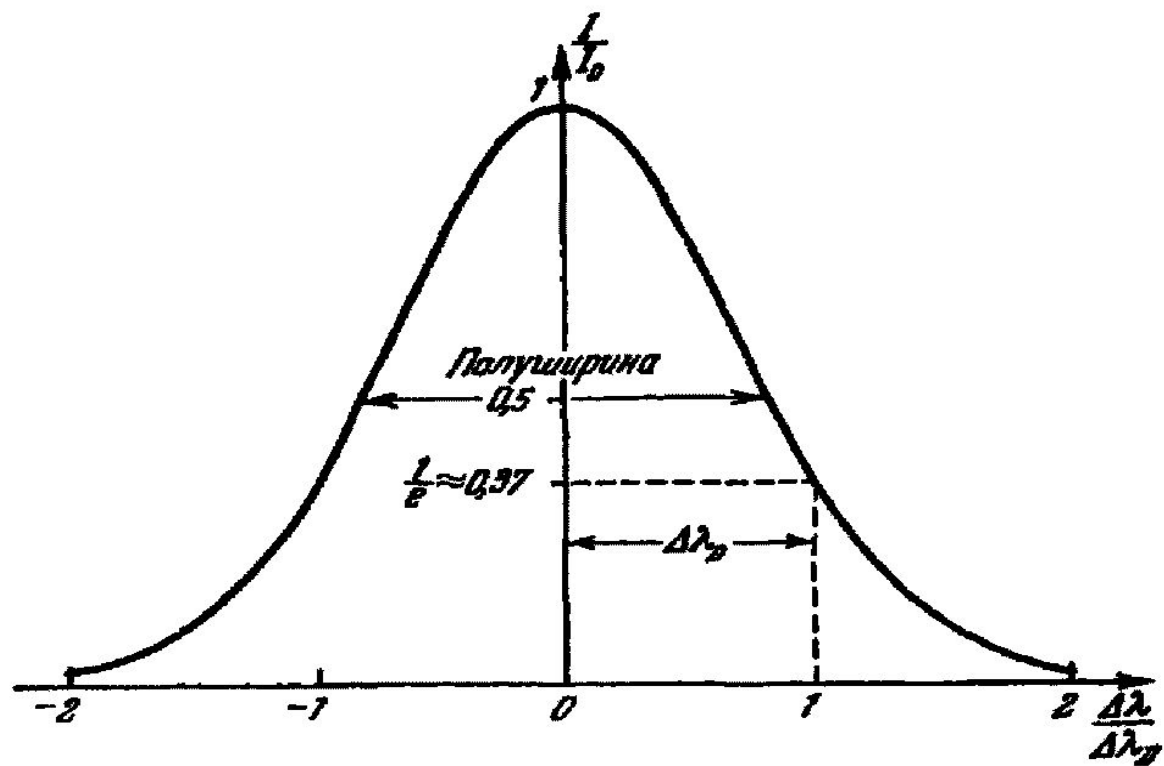


Рис. 6.7. Доплеровский профиль спектральной линии

Из формулы (6.15) видно, что число частиц со скоростью $v_r = v^*$ в e раз меньше, чем частиц со скоростью $v_r = 0$. Эти атомы создают излучение в точке профиля линии, интенсивность I которой в e раз меньше центральной I_0 . Половина расстояния между точками профиля линии, в которых интенсивность составляет $1/e$ (37 %) от центральной, называется *доплеровской шириной* спектральной линии $\Delta\lambda_D$. Расстояние же между двумя симметричными точками профиля, в которых интенсивность равна половине центральной, называется *полушириной* (или *полной полушириной*).

Поскольку атомы, излучающие спектральную линию, смещенную на величину $\Delta\lambda_D$, должны двигаться с наиболее вероятной скоростью v^* , имеем

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} = \frac{v^*}{c}.$$

Если эта скорость обусловлена только тепловыми движениями, то, учитывая формулу (6.14), получим

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2R_g T}{\mu}}, \quad (6.42)$$

откуда

$$T = \frac{mc^2}{2k} \left(\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} \right)^2. \quad (6.43)$$

Если помимо тепловых движений в газе наблюдаются течения или какие-нибудь другие крупномасштабные движения (например турбулентность), то спектральная линия расширяется еще сильнее, а иногда разбивается на несколько линий, соответствующих различным потокам. Таким образом, изучая профили спектральных линий, можно судить как о температуре, так и о движениях, происходящих в излучающем газе.

Сказанное выше в равной степени относится и к линиям поглощения, типичным для спектров звезд, поскольку распределение по скоростям поглощающих атомов должно быть таким же, как излучающих. Различие, однако, в том, что вместо энергии, излученной в линии, рассматривается энергия, поглощенная в ней, называемая *глубиной линии*.

Определение температуры по ширине спектральных линий.

Этот метод основан на использовании формулы

$$T = \frac{mc^2}{2k} \left(\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} \right)^2.$$

когда из наблюдений известна доплеровская ширина спектральных линий излучения или поглощения. Если слой газа оптически тонкий (самопоглощения нет), а его атомы обладают только тепловыми движениями, то таким путем непосредственно получается значение кинетической температуры. Однако очень часто эти условия не выполняются, о чем прежде всего говорит отклонение наблюдаемых профилей от кривой Гаусса, изображенной на рис. 90. Очевидно, что в этих случаях задача определения температуры на основании профилей спектральных линий сильно усложняется.

Определение температуры на основании исследования элементарных атомных процессов, приводящих к возникновению наблюдаемого излучения.

Этот метод определения температуры основан на теоретических расчетах спектра и сравнении их результатов с наблюдениями. Проиллюстрируем этот метод на примере солнечной короны. В ее спектре наблюдаются линии излучения, принадлежащие многократно ионизованным элементам, атомы которых лишены более чем десятка внешних электронов, для чего требуются энергии по крайней мере в несколько сотен электрон-вольт. Мощность солнечного излучения слишком мала, чтобы вызвать столь сильную ионизацию газа. Ее можно объяснить только столкновениями с энергичными быстрыми частицами, главным образом свободными электронами. Следовательно, тепловая энергия значительной доли частиц в солнечной короне должна равняться нескольким сотням электрон-вольт. При температуре T большинство молекул газа должно иметь энергию близкую к величине kT . Если эта энергия равна 1 эв, то температура газа составляет

$$T_1 \text{ эВ} = \frac{1,60 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}}{1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}} \approx 11600^\circ \text{K}.$$

Тогда энергию в 100 эв большинство частиц газа имеет при температуре более миллиона градусов.

Определение температуры на основании применения законов излучения абсолютно черного тела. На применении законов излучения абсолютно черного тела (строго говоря, справедливых только для термодинамического равновесия) к наблюдаемому излучению основан ряд наиболее распространенных методов определения температуры. Однако по причинам, упомянутым в начале этого параграфа, все эти методы принципиально неточны и приводят к результатам, содержащим большие или меньшие погрешности. Поэтому их применяют либо для приближенных оценок температуры, либо в тех случаях, когда удастся доказать, что эти погрешности пренебрежимо малы. Начнем именно с этих случаев.

Оптически толстый, непрозрачный слой газа в соответствии с законом Кирхгофа дает сильное излучение в непрерывном спектре. Типичным примером могут служить наиболее глубокие слои атмосферы звезды. Чем глубже находятся эти слои, тем лучше они изолированы от окружающего пространства и тем ближе, следовательно, их излучение к равновесному. Поэтому для внутренних слоев звезды, излучение которых до нас совсем не доходит, законы теплового излучения выполняются с высокой степенью точности.

Совсем иначе обстоит дело с внешними слоями звезды. Они занимают промежуточное положение между полностью изолированными внутренними слоями и совсем прозрачными самыми внешними (имеется в виду видимое излучение). Фактически мы видим те слои, оптическая глубина которых τ не слишком сильно отличается от единицы. Действительно, более глубокие слои хуже видны вследствие быстрого роста непрозрачности с глубиной, а самые внешние слои, для которых τ мало, слабо излучают (напомним, что излучение оптически тонкого слоя пропорционально его оптической толщине). Следовательно, излучение, выходящее за пределы данного тела, возникает в основном в слоях, для которых $\tau \approx 1$. Иными словами, те слои, что мы видим, расположены на глубине, начиная с которой газ становится непрозрачным. Для них законы

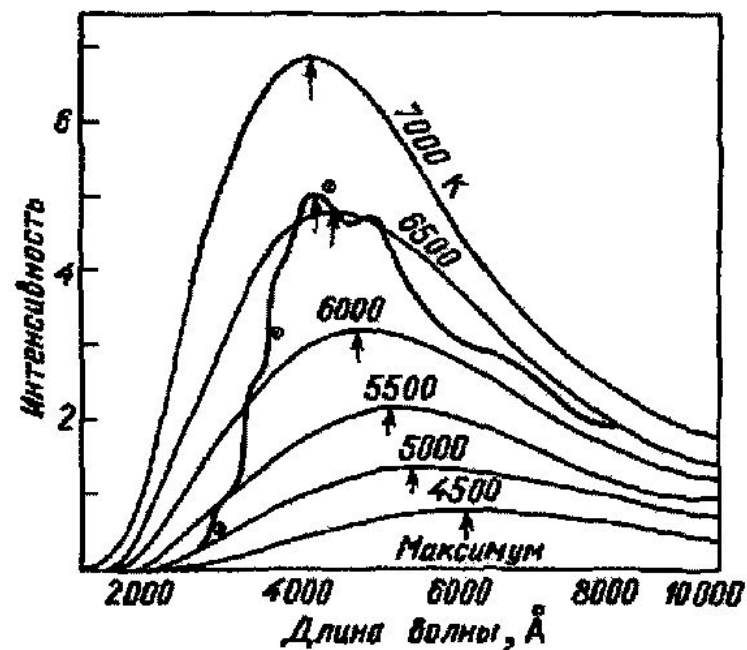


Рис. 6.8. Распределение энергии в спектре центра солнечного диска (жирная линия) и планковские кривые. Интенсивность выражена в величинах 10^{11} Вт/(с · м² · см · ср)

теплового излучения выполняются лишь приблизительно. Так, например, для звезд, как правило, удается подобрать такую планковскую кривую, которая, хотя и очень грубо, все же напоминает распределение энергии в ее спектре. Это позволяет с большими оговорками применять законы Планка, Стефана—Больцмана и Вина к излучению звезд.

Рассмотрим применение этих законов к излучению Солнца. На рис. 6.8 изображено наблюдаемое распределение энергии в спектре солнечного диска вместе с несколькими планковскими кривыми для различных температур. Из этого рисунка видно, что ни одна из них в точности не совпадает с кривой для Солнца. У последней максимум излучения выражен не так резко. Если принять, что он имеет место в длине волны $\lambda_{\text{max}} = 4\,300 \text{ \AA}$, то температура, определенная по закону смещения Вина, окажется равной $T(\lambda_{\text{max}}) = 6\,750 \text{ К}$.

Полная энергия, излучаемая 1 см^2 «поверхности» Солнца (см. § 8.3), равна

$$\epsilon_{\odot} = 6,32 \cdot 10^{10} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}) = 6,32 \cdot 10^7 \text{ Вт}/\text{м}^2.$$

Подставляя это значение в формулу (6.33) закона Стефана—Больцмана, получаем *эффективную температуру*

$$T_{\text{эф}} = \sqrt[4]{\frac{\epsilon_{\odot}}{\sigma}} = 5\,779 \text{ К}.$$

Чтобы определить яркостную температуру, надо применить формулу Планка к наблюдаемой монохроматической яркости излучающей поверхности. Очевидно, что в различных участках спектра реальное тело может иметь различную яркостную температуру. Так, например, из рис. 6.8 видно, что кривая для Солнца пересекает различные планковские кривые, соответствующие температуры которых показывают изменение яркостной температуры Солнца в различных участках видимого спектра.

Определение яркостной температуры требует очень сложных измерений интенсивности излучения в абсолютных единицах. Гораздо проще определить изменение интенсивности излучения в некоторой области спектра (относительное распределение энергии), что позволяет ввести *цветовую температуру*.

Возвращаясь снова к распределению энергии в спектре Солнца, мы видим, что в области длин волн $5\,000\text{--}6\,000\text{ \AA}$ наклон кривой для Солнца на рис. 6.8 такой же, как и у планковской кривой для температуры $7\,000\text{ K}$ в той же области спектра.

Итак, различные методы определения температуры, примененные к одному и тому же объекту — Солнцу, приводят к различным результатам. Однако это вовсе не означает, что температуру Солнца вообще невозможно определить. Как мы увидим в гл. 8, расхождения между результатами применения различных методов объясняются изменением температуры солнечного вещества с глубиной, а также тем, что наружные слои газов излучают не как абсолютно черное тело, т. е. формулы (6.31)–(6.33) применимы лишь в первом приближении.

Введенные выше понятия эффективной, яркостной и цветовой температуры являются, таким образом, лишь параметрами, характеризующими свойства наблюдаемого излучения. Чтобы выяснить, с какой точностью и на какой глубине они дают представление о действительной температуре тела, необходимы дополнительные исследования.

Определение химического состава и плотности небесных тел

Как правило, наличие в спектре линий некоторого химического элемента говорит о том, что он имеется в исследуемом теле. (Бывают исключения, например, так называемые межзвездные линии поглощения, наблюдаемые в спектрах звезд, но возникающие в пространстве между ними.) До тех пор, пока слой излучающего газа можно считать оптически тонким, так что в нем почти совсем не поглощается собственное его излучение, яркость спектральной линии пропорциональна количеству излучающих возбужденных атомов, находящихся на луче зрения. Излучательную способность атома, равно как и коэффициент его поглощения в данной спектральной линии, можно найти экспериментально или теоретически: она обратно пропорциональна времени, в течение которого атом может находиться в возбужденном состоянии.

Измеряя энергию, излучаемую или поглощаемую в данной спектральной линии, вычисляют количество атомов и тем самым массу той части вещества, которая создает излучение. Если эта масса составляет главную долю всей массы наблюдаемого объекта с известными размерами, то легко найти его плотность. Таким путем можно определить концентрацию излучающего вещества в прозрачных газовых туманностях.

Таблица 6.3. Средняя распространенность химических элементов в космических условиях

Элемент	Относительное число атомов	Элемент	Относительное число атомов
Водород	1 000 000	Сера	20
Гелий	100 000	Магний	20
Кислород	1 000	Железо	6
Углерод	400	Натрий	2
Неон	200	Алюминий	2
Азот	100	Аргон	2
Кремний	60	Кальций	1