# Глава 1

# Поле излучения

Из количественного анализа спектра звезды можно получить сведения о том, как выходящее из звезды излучение распределено по частотам. Наблюдаются обширные участки спектра, где изменения с частотой происходят плавно — *континуум*, а также *спектральные линии*, в которых зависимость от частоты очень резкая. Взятый в целом, спектр содержит огромное количество информации. Главной задачей теории звездных атмосфер является разработка методов, которые позволили бы извлекать эту информацию. Для этого нужно научиться описывать перенос энергии через наружные слои звезды и предсказывать наблюдаемые характеристики выходящего излучения. Используя известные законы физики, которыми определяется взаимодействие излучения с веществом звезды, мы получаем математические модели, на основе которых рассчитываем теоретические значения доступных наблюдениям характеристик спектра. После этого теория сравнивается с наблюдениями, чтобы попытаться вывести заключения о физических условиях в звездных атмосферах. Такого рода анализ может дать информацию о строении оболочки (что существенно, так как эта оболочка определяет граничное условие при исследовании структуры звезды), о способах переноса энергии в атмосфере, об относительном содержании химических элементов, скорости потери массы и о том, как калибровать перевод наблюдаемых параметров (например, $M_V$ и $B - V$) в величины, поддающиеся теоретической интерпретации (светимость и температуру). Изучив большое число звезд, можно установить связи между, скажем, химическим составом и распределением звезд в пространстве, их кинематическими и динамическими характеристиками. Эта информация служит средством, позволяющим понять строение и динамику Галактики в целом.

Программа, в общих чертах намеченная выше, претендует на многое, но осуществить ее нелегко. Данные наблюдений часто добываются с трудом, имеют ограниченную точность и отражают очень сложные физические структуры. Наши физические теории зачастую весьма примитивны и, несмотря на это, могут приводить к чрезвычайно сложным математическим задачам. Но решающее значение имеет то, что сведения, которые извлекаются из звездных спектров, будут хорошим приближением к действительности лишь в том случае, если положенная в основу физическая теория является надежной и полной. Поэтому значительное внимание следует уделить разработке такого подхода, который правильно учитывал бы физическую суть дела.

В этой главе вводятся основные определения, необходимые для описания поля излучения. Поле излучения рассматривается с трех точек зрения, с использованием макроскопического, электромагнитного и квантового описания. Каждый из этих подходов дает полезную информацию, а взятые вместе, они создают полную картину природы поля излучения. Поляризация не учитывается, однако мы неизменно сохраняем предположение о возможной зависимости от времени, с тем чтобы в дальнейшем иметь возможность вывести уравнения радиационной газодинамики. В последующих главах рассматривается, как излучение взаимодействует с веществом и переносится через атмосферу (гл. 2), дается детальное обсуждение атомных параметров, которые описывают способность вещества поглощать излучение (гл. 4), и механизмов, определяющих распределение атомов по имеющимся у них связанным и свободным состояниям (гл. 5). Вслед за рассмотрением серой атмосферы — задачи, которая служит идеальным испытательным полигоном для различных методов и ясно показывает общий характер используемого подхода к проблеме (гл. 3), излагаются общие математические методы решения уравнений переноса (гл. 6). После этого обсуждается центральная проблема всей книги — построение моделей атмосфер (гл. 7). Затем изучаются физика формирования спектральных линий при заданной модели (неподвижной) атмосферы (гл. 8 — 13) и методы, используемые для определения химического состава и физических характеристик звездных атмосфер. Далее анализируется перенос излучения в движущихся атмосферах (гл. 14) и, наконец, все упомянутое выше применяется к изучению звездного ветра (гл. 15).

## 1.1. Интенсивность излучения

### МАКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ

*Удельная интенсивность излучения* $I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t)$ в точке $\mathbf{r}$, распространяющегося в направлении $\mathbf{n}$ на частоте $\nu$ в момент времени $t$, определяется следующим образом: количество энергии, переносимое излучением в интервале частот $(\nu, \nu + d\nu)$ через элемент площади $dS$ в пределах телесного угла $d\omega$ за время $dt$, равно

$$\delta \mathscr{E} = I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t) dS \cos\theta \, d\omega \, d\nu \, dt, \tag{1.1}$$

где $\theta$ — угол между направлением пучка и нормалью к площадке (т.е. $dS \cos\theta = \mathbf{n} \cdot \mathbf{dS}$) (рис. 1.1). Размерность $I$ есть эрг/(см$^2$ · с · Гц · ср). Введенная указанным образом удельная интенсивность дает полное (с макроскопической точки зрения) описание поля излучения.

В этой книге будут рассматриваться только одномерные задачи, соответствующие плоской или сферической геометрии. Это означает, что атмосфера будет считаться состоящей либо из однородных плоских слоев, либо из однородных сферических оболочек. В случае плоской геометрии будут использоваться декартовы координаты $(x, y, z)$, причем за плоскости постоянного $z$ берутся плоскости, соответствующие постоянной плотности среды. Зависимость всех физических переменных от $x$ и $y$ можно тогда не учитывать, а производные по $x$ и $y$ считать равными нулю. Чтобы задать $\mathbf{n}$, принято использовать полярный угол и азимут $(\theta, \phi)$. Тогда будем иметь

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{k} = \cos\theta, \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{i} = \sin\theta \cos\phi, \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{j} = \sin\theta \sin\phi.$$

В случае одномерной плоской геометрии очевидно, что $I$ не зависит от $\phi$. Поэтому можно написать $I = I(z, \theta, \nu, t)$. Считается, что $z$ возрастает с высотой в атмосфере (т.е. в направлении, противоположном направлению силы тяжести). В случае сферической геометрии положение в пространстве задается величинами $(r, \Theta, \Phi)$, но в

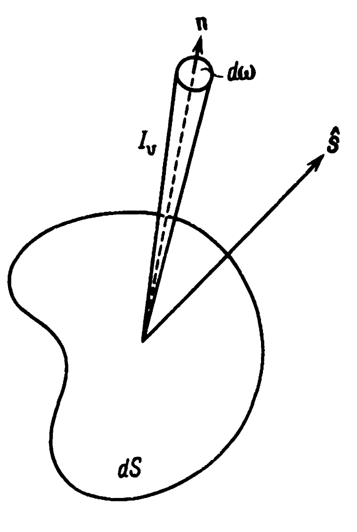


Рис. 1.1. Пучок излучения, используемый при определении интенсивности излучения. Вектор $\mathbf{n}$ дает направление распространения излучения, а $\hat{\mathbf{s}}$ — единичный вектор, перпендикулярный элементу площади $dS$.

силу *сферической симметрии* $I$ будет зависеть только от $r = |\mathbf{r}|$. Направление распространения излучения можно характеризовать полярным углом и азимутом $(\theta, \phi)$, первый из которых отсчитывается в данном случае от полярной оси, определяемой единичным вектором $\hat{\mathbf{r}}$, направленным по радиусу. Поскольку в случае сферической симметрии интенсивность не зависит от азимута, можно написать $I = I(r, \theta, \nu, t)$. Вместо переменной $\theta$ часто будет использоваться $\mu \equiv \cos\theta$.

---

*Упражнение 1.1.* Воспользовавшись законом Снеллиуса $n_1(\nu)\sin\theta_1 = n_2(\nu)\sin\theta_2$ при подсчете энергии, протекающей через единичную площадку на границе раздела двух преломляющих сред с различными показателями преломления, показать, что величина $I(\nu)n^{-2}(\nu)$ остается постоянной.

---

## ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОНОВ

Поле излучения можно описать также с помощью *функции распределения фотонов* $f_R$, которая определяется следующим образом: $f_R(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t)d\omega d\nu$ есть число фотонов в единице объема около точки $\mathbf{r}$ в момент $t$ с частотами в интервале $(\nu, \nu + d\nu)$, которые распространяются со скоростью $c$ в пределах телесного угла $d\omega$ около направления $\mathbf{n}$. Каждый фотон имеет энергию $h\nu$. Число фотонов, пересекающих элемент площади $dS$ за время $dt$, равно $f_R(c\,dt)(\mathbf{n}\cdot\mathbf{dS})(d\omega d\nu)$, так что переносимая ими энергия составляет

$$d\mathscr{E} = (ch\nu)f_R dS\cos\theta\, d\omega d\nu dt.$$

Сравнение этого выражения с формулой (1.1) показывает, что

$$I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t) \equiv ch\nu f_R(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t). \tag{1.2}$$

## ПОСТОЯНСТВО ИНТЕНСИВНОСТИ ВДОЛЬ ЛУЧА

Важное свойство удельной интенсивности состоит в том, что, как следует из данного выше определения, интенсивность не зависит от расстояния между источником и наблюдателем, если на луче зрения нет источников и стоков излучения. Действительно, рассмотрим пучок лучей, которые проходят через элемент площади $dS$ в точке $P$ и через элемент $dS'$ в точке $P'$ (рис. 1.2). Тогда количество энергии $\delta\mathscr{E}$, протекающей через обе площадки, равно

$$\delta\mathscr{E} = I_\nu dS\cos\theta d\omega d\nu dt = \delta\mathscr{E}' = I_\nu' dS'\cos\theta' d\omega' d\nu dt, \tag{1.3}$$

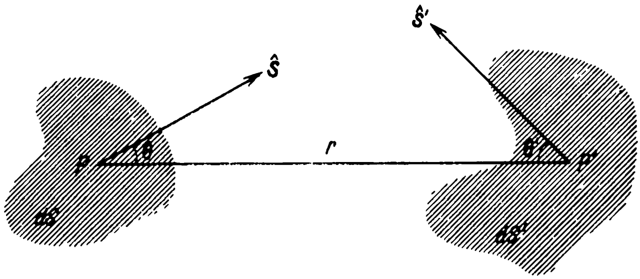


Рис. 1.2. Геометрическое пояснение доказательства неизменности интенсивности излучения вдоль луча. Точки $P$ и $P'$ находятся на расстоянии $r$ друг от друга. Площадка $dS$ видна из $P'$ под телесным углом $d\omega'$, а площадка $dS'$ из $P$ — под углом $d\omega$; $\hat{\mathbf{s}}$ и $\hat{\mathbf{s}}'$ — единичные векторы нормалей к $dS$ и $dS'$.

где $d\omega$ — телесный угол, под которым площадка $dS'$ видна из точки $P$, а $d\omega'$ — телесный угол, под которым $dS$ видно из $P'$. Согласно рис. 1.2, $d\omega = r^{-2}dS' \cos\theta'$ и $d\omega' = r^{-2}dS \cos\theta$, где $r$ — расстояние от $P$ до $P'$. Поэтому из равенства (1.3) немедленно следует, что $I_\nu = I'_\nu$. Отметим также, что из соотношения (1.3) вытекает, что энергия, падающая на единичную площадку, убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от $P$ до $P'$.

## АСТРОНОМИЧЕСКИЙ СМЫСЛ

Неизменность удельной интенсивности излучения вдоль луча ведет к тому, что по измерениям количества энергии, падающей за данное время в пределах определенной полосы частот на приемник с известной собирающей поверхностью (и эффективностью детектирования) от источника, который виден под некоторым известным телесным углом, можно получить истинное значение $I$. Требование, чтобы $d\omega$ было известно, позволяет определять $I$ только для *пространственно разрешенных* источников, например для туманностей, галактик, Солнца, планет и т.п.

В частности, в случае Солнца излучение в заданной точке выходит в направлении наблюдателя под известным углом к локальной нормали (в одномерной модели). Поэтому измерение вариаций интенсивности излучения от центра к краю позволяет определить угловую зависимость $I$. Отметим, что, вообще говоря, вдоль разных лучей атмосфера просматривается не до одной и той же глубины. Поэтому мы получаем угловую зависимость $I$ не на каком-то определенном уровне $z$ внутри атмосферы, а лишь в некоторой точке $\mathbf{r}_{\text{набл}}$ за ее пределами.

---

*Упражнение 1.2.* Угловой диаметр Солнца составляет 30′. Примем, что из-за влияния земной атмосферы предельное разрешение равно 1″. Показать, что это ограничивает снизу то значение $\mu$, до которого можно точно получить $I(\mu)$, и определить это $\mu_{\min}$.

---

## 1.2. Средняя интенсивность и плотность излучения

### МАКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

Как при физическом, так и при математическом описании поля излучения удобно использовать различные угловые средние, или *моменты*. Так, *средняя интенсивность* определяется как прямое среднее (момент нулевого порядка) от удельной интенсивности по всем телесным углам, т.е.

$$J(\mathbf{r}, \nu, t) = (4\pi)^{-1} \oint I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t) d\omega. \tag{1.4}$$

Размерность средней интенсивности — эрг/(см$^2$ · с · Гц). Элемент телесного угла $d\omega$ равен $d\omega = \sin\theta d\theta d\phi = -d\mu d\phi$. Если рассматриваются одномерные атмосферы, то $I$ не зависит от $\phi$, и поэтому

$$J(z, \nu, t) = (4\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^{1} d\mu I(z, \mu, \nu, t) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{1} I(z, \mu, \nu, t) d\mu. \tag{1.5}$$

Это выражение применимо и при сферической геометрии, если заменить $z$ на $r$.

Чтобы рассчитать *плотность энергии* поля излучения в интервале частот $(\nu, \nu + d\nu)$, рассмотрим малый объем $V$, через который со всех сторон протекает энергия. Количество энергии, протекающей в пределах некоторого телесного угла $d\omega$ через элемент площади поверхности $dS$ этого объема, равно

$$\delta \mathscr{E} = I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t)(dS \cos\theta) d\omega d\nu dt.$$

Будем рассматривать теперь только те фотоны, которые имеются в объеме $V$. Если длина их пути через $V$ равна $l$, то время, в течение которого они находятся в пределах $V$, есть $dt = l/c$. Далее, $l dS \cos\theta = dV$, где $dV$ — бесконечно малый элемент объема $V$, через который пролетают фотоны. Поэтому энергия в $dV$, приходящая в пределах телесного угла $d\omega$, равна

$$\delta \mathscr{E} = c^{-1} I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t) d\omega d\nu dV.$$