Глава VII

МЕЖЗВЕЗДНАЯ СРЕДА

Межзвездное вещество в нашей Галактике встречается как в виде пыли, так и в виде газа. Существование межзвездной пыли обнаруживается прежде всего по производимому ею поглощению света звезд в непрерывном спектре. Это поглощение является селективным: в красной части спектра оно слабее, чем в фиолетовой; по этой причине далекие объекты кажутся нам «покрасневшими».

В некоторых участках неба поглощение оказывается особенно сильным. Оно вызывается находящимися сравнительно близко от нас темными пылевыми туманностями. В Галактике наблюдаются также светлые пылевые туманности, которые светятся вследствие отражения ими излучения звезд.

О присутствии газа в межзвездном пространстве позволяют судить вызываемые им линии поглощения в звездных спектрах. Вблизи горячих звезд межзвездный газ сильно ионизован и он светится за счет ультрафиолетовой энергии звезд. Излучение межзвездного газа, как линейчатое, так и непрерывное, наблюдается не только в видимой области спектра, но и в области радиочастот.

Межзвездное вещество довольно сильно концентрируется к плоскости Галактики. В первом приближении считается, что оно образует однородный слой или что его плотность с удалением от галактической плоскости убывает по экспоненциальному закону.

В действительности межзвездное вещество весьма неоднородно и характеризуется сильными флуктуациями плотности. Иногда принимается, что оно состоит из отдельных облаков, движущихся друг относительно друга. Следует заметить, что если бы в какой-то момент межзвездная материя и была однородной, то через некоторое время, благодаря движению звезд и производимому ими световому давлению, создались бы области пониженной и повышенной плотности.

Количество межзвездного вещества в Галактике очень велико. По-видимому, его масса составляет около одной сотой массы звезд. Поэтому межзвездное вещество должно играть большую роль как в физических, так и в космогонических процессах, происходящих в Галактике.

§ 32. Межзвездная пыль

1. Связь между звездами и туманностями. Как уже сказано, свечение туманностей происходит под действием излучения звезд. Почти всегда можно точно указать ту звезду или группу звезд, ко-

торая вызывает свечение данной туманности. Как показывают наблюдения, свечение газовых туманностей вызывается очень горячими звездами (спектральных классов O и B0). Этот факт вполне понятен, так как энергия ультрафиолетового излучения более холодных звезд слишком мала, чтобы вызвать заметное свечение туманности в видимой части спектра. Из наблюдений также следует, что пылевые туманности светятся в основном под действием излучения более холодных звезд (спектральных классов более поздних, чем B1). С первого взгляда кажется странным отсутствие пылевых туманностей, отражающих излучение горячих звезд. Для объяснения этого явления были высказаны некоторые гипотезы. Согласно одной из них горячие звезды, являющиеся вместе с тем и звездами высокой светимости, отгоняют от себя пыль световым давлением. Согласно другой гипотезе, под действием излучения горячей звезды пыль превращается в газ. В действительности указанные наблюдательные данные объясняются, по-видимому, тем, что в пылевых туманностях всегда содержится некоторое количество газа. Если туманность находится близко от холодной звезды, то пыль светится, а газ нет. Если же рядом с туманностью расположена горячая звезда, то светятся и пыль, и газ. Однако газ светится гораздо ярче пыли, так как ультрафиолетовое излучение горячей звезды гораздо интенсивнее ее излучения в видимой части спектра.

Интересно выяснить характер связи между туманностью и освещающей ее звездой. Туманность и звезда могут быть связаны между собой генетически (т. е. общим происхождением), а могут и случайно встретиться друг с другом при движении в Галактике. В. А. Амбарцумян и Ш. Г. Горделадзе [1] следующим путем решили эту задачу.

Если связь между туманностью и звездой случайная, то числа туманностей, связанных со звездами различных спектральных классов, должны быть пропорциональны частям пространства, освещенных звездами этих классов. Посмотрим, соблюдается ли в действительности такая пропорциональность?

Каждая звезда освещает вокруг себя объем V, освещенность внутри которого превосходит некоторое критическое значение E. Когда туманность попадает в этот объем, то она является светлой, вне же этого объема она темная. Очевидно, что для звезды светимости L радиус r_0 указанного объема определяется из соотношения

$$E = \frac{L}{4\pi r_0^2}, \tag{32.1}$$

а величина самого объема равна

$$V = \frac{4}{3}\pi\left(\frac{L}{4\pi E}\right)^{3/2}. \tag{32.2}$$

Так как светимость L связана с абсолютной величиной звезды M

соотношением $L \sim 10^{-0,4M}$, то вместо (32.2) имеем

$$V = V_0 10^{-0,6M}, \tag{32.3}$$

где V_0 — значение объема V для звезды нулевой абсолютной величины.

Пусть $\varphi(M)$ — функция светимости для звезд данного спектрального класса, т. е. $\varphi(M)\,dM$ — вероятность того, что абсолютная величина звезды заключена в интервале от M до $M + dM$. Тогда среднее значение объема V для звезд этого класса будет равно

$$\overline{V} = V_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(M) \cdot 10^{-0,6M}\, dM. \tag{32.4}$$

Если мы обозначим через n число звезд данного спектрального класса в единице объема, то величина $n\overline{V}$ будет представлять собой искомую долю пространства, освещенного этими звездами.

Для вычисления интеграла (32.4) В. А. Амбарцумян предложил использовать основное интегральное уравнение звездной статистики

$$N(m) = \Omega \int_0^{\infty} n(r)\, \varphi(M)\, r^2\, dr, \tag{32.5}$$

где $N(m)$ — число звезд рассматриваемого спектрального класса видимой звездной величины от $m - \frac{1}{2}$ до $m + \frac{1}{2}$, находящихся в телесном угле Ω. Будем считать, что звезды распределены в пространстве равномерно, т. е. $n = \text{const}$. Тогда, принимая во внимание известную формулу

$$M = m + 5 - 5 \lg r, \tag{32.6}$$

вместо (32.5) получаем

$$N(m) = \frac{\Omega n}{5 \lg e} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(M) \cdot 10^{0,6(m-M)+3}\, dM. \tag{32.7}$$

Здесь не учитывается поглощение света в Галактике. Сравнивая между собой соотношения (32.4) и (32.7), находим

$$n\overline{V} = \frac{N(m)\, V_0}{\Omega} \cdot 10^{-3-0,6m}\, 5 \lg e. \tag{32.8}$$

Формула (32.8) дает возможность легко определить величину $n\overline{V}$ по наблюдательным данным. Значения этой величины для звезд разных спектральных классов приведены в табл. 49. В той же таблице даны для сравнения числа туманностей, освещенных звездами этих классов.

Таблица 49

Сопоставление долей пространства, освещенного звездами разных классов, с числами туманностей, светящихся под действием излучения таких звезд

Спектральный класс	$n\overline{V}\cdot 10^4$	Число туманностей	Спектральный класс	$n\overline{V}\cdot 10^4$	Число туманностей
O	0,2	11	F	0,25	2
B0	0,6	7	G	0,18	1
B1—B9	2,9	54	K	0,25	2
A	0,8	5	M	0,02	0

Мы видим, что числа в столбцах табл. 49 между собой приблизительно пропорциональны. Отсюда можно сделать вывод, что связь между туманностями и звездами является случайной.

Строго говоря, данные для звезд классов O и B0 не следовало бы включать в таблицу, так как эти звезды связаны с газовыми туманностями, а не с пылевыми. Поэтому объем пространства, освещенный такой звездой, не будет определяться формулой (32.2).

Из таблицы можно вывести еще одно важное следствие. Если мы сложим все числа $n\overline{V}$, то получим долю пространства, освещенную всеми звездами. Эта доля равна $5\cdot 10^{-4}$. Так как светятся только те туманности, которые попадают в освещенные части пространства, то мы приходим к заключению, что число светлых туманностей в Галактике примерно в 2000 раз меньше числа темных туманностей.

Таким образом, число темных туманностей в Галактике оказывается очень большим. Оценив это число и приняв некоторое среднее значение для оптической толщины туманности, полученное по наблюдениям известных темных туманностей, мы можем определить величину среднего поглощения, обусловленного туманностями, на единице пути. Эта величина оказывается примерно равной находимой из наблюдений величине общего поглощения света в Галактике (порядка одной звездной величины на килопарсек в галактической плоскости). Поэтому мы можем считать, что общее поглощение света в Галактике вызывается в основном наличием в ней большого числа пылевых туманностей. Вследствие случайного распределения туманностей поглощение света в Галактике является очень неравномерным. Если туманность находится близко от нас и ее оптическая толщина сравнительно велика, то присутствие такой туманности обнаруживается по заметному уменьшению числа звезд до определенной величины в данной области неба.

2. Флуктуации яркости Млечного Пути. Клочковатая структура межзвездной среды приводит к большим различиям в яркости неба в разных направлениях. Задавая число туманностей (или, как иногда говорят, облаков) на единице пути и их поглощательную способ-

ность, мы можем определить вероятности тех или иных яркостей. Сделаем это, следуя работе В. А. Амбарцумяна [1].

Возьмем для простоты плоскость Галактики и предположим, что звезды распределены в ней равномерно. Коэффициент излучения, обусловленный звездами, обозначим через ε. Будем считать, что все туманности обладают одинаковой прозрачностью, равной q. Число туманностей, расположенных в заданном направлении до расстояния s от нас, обозначим через $n(s)$. Тогда интенсивность излучения, приходящего к нам в этом направлении, будет равна

$$\varepsilon \int_0^\infty q^{n(s)}\, ds.$$

В разных направлениях поведение целочисленной функции $n(s)$ различно, вследствие чего и возникают флуктуации яркости неба.

Пусть $f(I)$ — вероятность того, что интенсивность излучения меньше I, т. е.

$$f(I) = P\left(\varepsilon \int_0^\infty q^{n(s)}\, ds < I\right). \tag{32.9}$$

Для определения функции $f(I)$ применим следующий прием.

Перепишем формулу (32.9) в виде

$$f(I) = P\left(\varepsilon \int_0^a q^{n(s)}\, ds + \varepsilon q^{n(a)} \int_a^\infty q^{n(s)-n(a)}\, ds < I\right), \tag{32.10}$$

где a — некоторое малое расстояние. Можно считать, что величина $n(a)$ принимает либо значение $n(a)=0$, либо $n(a)=1$. Обозначим через ν среднее число облаков на единице пути. Тогда вероятность первого из указанных значений $n(a)$ будет $1-\nu a$, а вероятность второго νa. Вероятностями других значений при малых a можно пренебречь. Очевидно, что в первом из рассмотренных случаев интеграл $\int_0^a q^{n(s)}\, ds$ равен a, а во втором случае он равен $a\vartheta$, где $0<\vartheta<1$. Поэтому вместо соотношения (32.10) получаем

$$f(I) = (1-\nu a)\, P\left(\varepsilon \int_a^\infty q^{n(s)-n(a)}\, ds < I - a\varepsilon\right) +$$

$$+ \nu a P\left(\varepsilon \int_a^\infty q^{n(s)-n(a)}\, ds < \frac{I - a\vartheta\varepsilon}{q}\right). \tag{32.11}$$

Так как при перемене места наблюдения вероятность измерить ту или иную яркость не должна меняться, то мы имеем

$$P\left(\varepsilon \int_a^\infty q^{n(s)-n(a)}\, ds < I\right) = P\left(\varepsilon \int_0^\infty q^{n(s)}\, ds < I\right). \tag{32.12}$$

Вследствие этого уравнение (32.11) принимает вид

$$f(I)=(1-\nu a)\,f(I-a\varepsilon)+\nu a f\left(\frac{I-a\vartheta\varepsilon}{q}\right). \tag{32.13}$$

Пользуясь малостью a вместо (32.13), находим

$$f(I)=(1-\nu a)\,[f(I)-a\varepsilon f'(I)]+\nu a f\left(\frac{I}{q}\right), \tag{32.14}$$

или

$$f(I)+\frac{\varepsilon}{\nu}f'(I)=f\left(\frac{I}{q}\right). \tag{32.15}$$

Введем вместо I безразмерную яркость u, равную

$$u=I\frac{\nu}{\varepsilon}. \tag{32.16}$$

Тогда для определения функции $f(u)$ будем иметь уравнение

$$f(u)+f'(u)=f\left(\frac{u}{q}\right). \tag{32.17}$$

Обозначим через $g(u)\,du$ вероятность того, что безразмерная яркость u заключена в интервале от u до $u+du$. Так как $g(u)=f'(u)$, то из уравнения (32.17) получаем

$$g(u)+g'(u)=\frac{1}{q}\,g\left(\frac{u}{q}\right). \tag{32.18}$$

Уравнение (32.18) является искомым. Из него можно легко получить выражение для функции $g(u)$ в виде некоторого ряда. Уравнение (32.18) дает также возможность определить моменты функции $g(u)$, т. е. величины

$$\overline{u^k}=\int_0^\infty u^k g(u)\,du \tag{32.19}$$

без предварительного нахождения функции $g(u)$.

Найдем, например, величины $\overline{u}$ и $\overline{u^2}$, представляющие интерес для некоторых применений теории. Умножая уравнение (32.18) на u, интегрируя по u в пределах от 0 до ∞ и используя условие нормировки функции $g(u)$, получаем

$$\overline{u}=\frac{1}{1-q}. \tag{32.20}$$

После умножения уравнения (32.18) на u^2 и интегрирования, аналогично находим

$$\overline{u^2}=\frac{2}{(1-q)(1-q^2)}. \tag{32.21}$$

При помощи (32.20) и (32.21) получаем следующее выражение для относительного среднего квадратичного отклонения:

$$\frac{\overline{(u-\overline{u})^2}}{\overline{u}^2}=\frac{\overline{u^2}}{\overline{u}^2}-1=\frac{1-q}{1+q}. \qquad (32.22)$$

Приведенные теоретические результаты можно сравнить с наблюдательными данными. В качестве последних берутся фотометрические карты Млечного Пути. На основании этих карт находится средняя яркость $\overline{I}$ и относительное среднее квадратичное отклонение $\overline{(I-\overline{I})^2}/\overline{I}^2$. При помощи формул (32.16) и (32.20) получаем

$$\overline{I}=\frac{\varepsilon}{\nu}\overline{u}=\frac{\varepsilon}{\nu}\frac{1}{1-q}. \qquad (32.23)$$

Пользуясь также формулой (32.22), находим

$$\frac{\overline{(I-\overline{I})^2}}{\overline{I}^2}=\frac{1-q}{1+q}. \qquad (32.24)$$

Так как левые части полученных соотношений известны из наблюдений, то эти соотношения дают возможность определить величины q и ε/ν.

Указанным способом для средней прозрачности облака было получено значение $q=0{,}8$. Следовательно, при прохождении света звезды через облако происходит ослабление ее яркости на 0,25 звездной величины. При помощи формулы (32.23) было также найдено значение величины ε/ν. При известной из звездных подсчетов величине ε это позволило определить величину ν. Оказалось, что в среднем на пути в 1 килопарсек находятся четыре туманности. Таким образом, пылевые туманности в Галактике производят поглощение, равное приблизительно одной звездной величине на килопарсек. Этот результат находится в согласии с величиной поглощения, полученной из наблюдательных данных об ослаблении света далеких объектов в галактической плоскости.

Наличие пылевой материи в Галактике вызывает поглощение света не только звезд, но и внегалактических туманностей (т. е. других галактик). Как известно, число внегалактических туманностей N до определенной звездной величины убывает с уменьшением галактической широты b. При этом область неба близ галактического экватора является «зоной избегания» для внегалактических туманностей. Объясняется это тем, что с уменьшением b растет оптический путь луча в слое поглощающей материи. По изменению величины N в зависимости от b можно определить оптическую толщину этого слоя (она оказывается порядка 0,5). Можно также рассмотреть изменение величины N в зависимости от галактической долготы l при постоянном b. При изменении l величина N обнаруживает значительные флуктуации, вызываемые случайным распределением пылевых облаков в Галактике. В. А. Амбарцумян создал

теорию флуктуаций чисел внегалактических туманностей и на ее основе определил среднюю оптическую толщину одного облака.

3. Свечение пылевых туманностей. Пылевые туманности светятся благодаря отражению ими излучения звезд (вследствие чего они иногда называются отражательными туманностями). По свечению туманностей можно судить о природе пылевых частиц. Очевидно, что для этого надо связать наблюдаемые яркости туманностей с величинами, характеризующими процессы рассеяния света в элементарном объеме.

Теоретическое определение яркостей туманностей встречается с большими трудностями. Одна из них вызвана весьма сложными геометрическими формами туманностей. Другая трудность обусловлена тем, что каждый элементарный объем туманности рассеивает излучение, приходящее не только от звезды, но и от других частей туманности. Иными словами, в туманностях происходит многократное рассеяние света.

Однако для решения задачи об определении оптических свойств пылевых частиц нам нет необходимости рассматривать сложные формы туманностей, а достаточно ограничиться простыми. Мы рассмотрим сейчас однородную сферическую туманность с находящейся в ее центре звездой. По-видимому, некоторые из наблюдаемых туманностей можно считать сферическими, так как их изофоты близки к окружностям.

Предположим, что звезда светимости L находится в центре сферической туманности радиуса r_0. Оптические свойства вещества туманности будем характеризовать объемным коэффициентом поглощения α, вероятностью выживания кванта при элементарном акте рассеяния λ (эту величину можно также назвать альбедо частицы) и индикатрисой рассеяния $x(\gamma)$, где γ — угол между направлением излучения, падающего на данный объем, и направлением излучения, рассеянного этим объемом. Подразумевается, что величины α, λ и $x(\gamma)$ зависят от частоты.

Рассмотрим процесс многократного рассеяния света в туманности. Искомую интенсивность диффузного излучения обозначим через I. Она зависит как от расстояния r от звезды, так и от угла ϑ между направлением излучения и радиусом-вектором. Уравнение переноса излучения, служащее для определения величины I, в случае сферической симметрии имеет вид

$$\cos\vartheta\,\frac{\partial I}{\partial r}-\frac{\sin\vartheta}{r}\,\frac{\partial I}{\partial\vartheta}=-\alpha I+\varepsilon, \tag{32.25}$$

где ε — объемный коэффициент излучения. Вводя обозначения $\tau=\alpha r$ и $\varepsilon=\alpha S$, вместо уравнения (32.25) получаем

$$\cos\vartheta\,\frac{\partial I(\tau,\ \vartheta)}{\partial\tau}-\frac{\sin\vartheta}{\tau}\,\frac{\partial I(\tau,\ \vartheta)}{\partial\vartheta}=-I(\tau,\ \vartheta)+S(\tau,\ \vartheta). \tag{32.26}$$

Величина S обусловлена рассеянием света, приходящим в данный объем как от звезды, так и от туманности. Она может быть представлена в виде

$$S=\lambda\int Ix(\gamma)\frac{d\omega}{4\pi}+\frac{\lambda x(\vartheta)L}{16\pi^2r^2}e^{-\tau}, \tag{32.27}$$

где интегрирование производится по всем направлениям. Считая, что направление излучения в данном месте характеризуется полярным углом ϑ и азимутом φ, мы получаем

$$\cos\gamma=\cos\vartheta\cos\vartheta'+\sin\vartheta\sin\vartheta'\cos(\varphi-\varphi') \tag{32.28}$$

и $d\omega=\sin\vartheta'\,d\vartheta'\,d\varphi'$. Обозначая

$$\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}x(\gamma)\,d\varphi=p(\vartheta,\ \vartheta') \tag{32.29}$$

и

$$\frac{L\alpha^2}{16\pi^2}=A, \tag{32.30}$$

вместо уравнения (32.27) находим

$$S(\tau,\ \vartheta)=\frac{\lambda}{2}\int_0^{\pi}I(\tau,\ \vartheta')\,p(\vartheta,\ \vartheta')\sin\vartheta'\,d\vartheta'+\lambda x(\vartheta)\frac{A}{\tau^2}e^{-\tau}. \tag{32.31}$$

Таким образом, для определения искомых функций $S(\tau,\ \vartheta)$ и $I(\tau,\ \vartheta)$ мы имеем уравнения (32.26) и (32.31). К ним надо еще добавить граничное условие, выражающее собой тот факт, что нет излучения, падающего на туманность извне.

Из уравнений (32.26) и (32.31) мы можем получить интегральное уравнение, определяющее функцию $S(\tau,\ \vartheta)$. Для этого надо найти величину $I(\tau,\ \vartheta)$ из уравнения (32.26) и подставить ее в уравнение (32.31).

В случае сферической индикатрисы рассеяния, т. е. при $x(\gamma)=1$, величина S зависит только от τ. В данном случае упомянутое интегральное уравнение получается в виде

$$\tau S(\tau)=\frac{\lambda}{2}\int_0^{\tau_0}[E_1|\tau-\tau'|-E_1(\tau+\tau')]\,S(\tau')\,\tau'\,d\tau'+\frac{\lambda A}{\tau}e^{-\tau}, \tag{32.32}$$

где $\tau_0=\alpha r_0$ — оптический радиус туманности.

При $\tau_0=\infty$ легко найти точное решение уравнения (32.32). Вводя функцию

$$U(\tau)=\int_\tau^{\infty}S(\tau)\,\tau\,d\tau, \tag{32.33}$$

мы для ее определения получаем уравнение

$$U(\tau)=\frac{\lambda}{2}\int_0^\infty [E_1|\tau-\tau'|+E_1(\tau+\tau')]\,U(\tau')\,d\tau'+\lambda A E_1\tau. \quad (32.34)$$

Обозначая через $\Gamma(\tau, \tau')$ резольвенту уравнения (32.34) и полагая $\Gamma(\tau, 0)=\Phi(\tau)$, мы видим, что $U(\tau)=A\Phi(\tau)$, а значит,

$$S(\tau)=-\frac{A}{\tau}\Phi'(\tau). \quad (32.35)$$

Что же касается функции $\Phi(\tau)$, то она была определена ранее формулой (27.21). Пользуясь этой формулой, находим

$$S(\tau)=\frac{A}{\tau}\left\{4\lambda\int_1^\infty \frac{x^2e^{-x\tau}\,dx}{(\lambda\pi)^2+\left(2x+\lambda\ln\frac{x-1}{x+1}\right)^2}+\frac{2k^2(1-k^2)}{\lambda+k^2-1}e^{-k\tau}\right\}, \quad (32.36)$$

где величина k связана с λ уравнением $\frac{\lambda}{2k}\ln\frac{1+k}{1-k}=1$. Функция $S(\tau)$ включает в себя в виде слагаемого величину

$$S_1(\tau)=\frac{\lambda A}{\tau^2}e^{-\tau}, \quad (32.37)$$

представляющую собой функцию $S(\tau)$, обусловленную рассеянием первого порядка. В табл. 50 приведены значения отношения $S(\tau)/S_1(\tau)$, вычисленные при помощи формул (32.36) и (32.37) для разных значений альбедо частицы λ.

Таблица 50

Значения величины $\frac{S(\tau)}{S_1(\tau)}$

τ \ λ	0,3	0,5	0,7	0,9	1,0	τ \ λ	0,3	0,5	0,7	0,9	1,0
0	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,0	1,47	2,00	2,92	4,89	8,92
0,1	1,07	1,12	1,17	1,24	1,29	1,5	1,65	2,47	4,11	8,50	20,9
0,2	1,12	1,23	1,35	1,51	1,65	2,0	1,80	2,94	5,50	13,8	45,0
0,4	1,22	1,43	1,70	2,14	2,66	2,5	1,95	3,42	7,11	21,4	92,0
0,6	1,31	1,62	2,08	2,90	4,11	3,0	2,08	3,91	8,98	32,1	181
0,8	1,40	1,82	2,49	3,81	6,13						

Таблица ясно показывает, какова роль рассеяний высших порядков при разных λ. При каждом λ вокруг звезды существует область, в которой рассеяния высших порядков играют меньшую роль, чем однократное рассеяние, но вне этой области положение обратное. Размеры упомянутой области тем больше, чем меньше λ. Однако надо иметь в виду, что в реальных туманностях величина τ_0 конечная, а индикатриса рассеяния отличается от сферической.

Поэтому результаты, приведенные в табл. 50, по отношению к туманностям носят лишь иллюстративный характер.

Уравнения (32.26) и (32.31) при любом оптическом радиусе туманности τ_0 и при произвольной индикатрисе рассеяния $x(\gamma)$ могут быть решены приближенным методом. В этом случае величина $S(\tau, \vartheta)$ представляется в виде

$$S(\tau, \vartheta) = \lambda x(\vartheta) \frac{A}{\tau^2} e^{-\tau} + \Delta S(\tau, \vartheta, x_1, \lambda, \tau_0), \qquad (32.38)$$

где рассеяние первого порядка учитывается точно, а рассеяние высших порядков — приближенно. При этом величина ΔS зависит не от всей индикатрисы рассеяния, а только от параметра x_1, представляющего собой первый коэффициент в разложении $x(\gamma)$ по полиномам Лежандра.

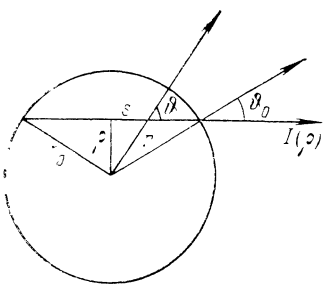

Рис. 44

Если функция $S(\tau, \vartheta)$ известна, то можно легко найти распределение яркости по диску туманности (рис. 44). Обозначим через $I(\rho)$ интенсивность излучения, выходящего из туманности на расстоянии ρ от центра диска (в прежних обозначениях это есть $I(\tau_0, \vartheta_0)$). Как следует из уравнения переноса излучения, величина $I(\rho)$ равна

$$I(\rho) = \int_{-s_0}^{s_0} S(\tau, \vartheta) e^{-\alpha(s_0 - s)} \alpha \, ds, \qquad (32.39)$$

где $s_0 = \sqrt{r_0^2 - \rho^2}$. Переходя здесь к новой переменной интегрирования ϑ посредством соотношений $\tau = \alpha\rho/\sin\vartheta$ и $s = \rho \operatorname{ctg}\vartheta$, получаем

$$I(\rho) = \int_{\vartheta_0}^{\pi - \vartheta_0} S\left(\frac{\alpha\rho}{\sin\vartheta}, \vartheta\right) e^{-\alpha\left(\sqrt{r_0^2 - \rho^2} - \rho \operatorname{ctg}\vartheta\right)} \frac{\alpha\rho \, d\vartheta}{\sin^2\vartheta}, \qquad (32.40)$$

где $\sin\vartheta_0 = \rho/r_0$.

Знание величины $I(\rho)$ дает возможность вычислить светимость туманности, которая, очевидно, равна

$$L_n = 4\pi \cdot 2\pi \int_0^{r_0} I(\rho) \rho \, d\rho. \qquad (32.41)$$

Для отношения светимости туманности L_n к наблюдаемой светимости звезды L_* находим

$$\frac{L_n}{L_*} = \frac{8\pi^2 \int_0^{r_0} I(\rho) \rho \, d\rho}{L e^{-\tau_0}}. \qquad (32.42)$$

Теоретические значения величин $I(\rho)$ и L_n/L_* могут быть сравнены с результатами наблюдений. Путем такого сравнения можно пытаться определить оптические свойства туманности, т. е. величины τ_0, λ и $x(\gamma)$.

Особенно просто получаются некоторые сведения об указанных величинах в тех случаях, когда оптический радиус туманности мал ($\tau_0 \ll 1$). В этом случае функция $S(\tau, \vartheta)$ определяется формулой

$$S(\tau, \vartheta) = \frac{\lambda L}{16\pi^2 r^2} x(\vartheta) \tag{32.43}$$

и вместо соотношения (32.40) находим

$$I(\rho) = \frac{\lambda L \alpha}{16\pi^2 \rho} \int\limits_{\vartheta_0}^{\pi-\vartheta_0} x(\vartheta)\, d\vartheta. \tag{32.44}$$

Отсюда следует:

$$\frac{dI(\rho)\rho}{d\rho} = -\frac{\lambda L \alpha}{16\pi^2 \sqrt{r_0^2 - \rho^2}} [x(\vartheta_0) + x(\pi - \vartheta_0)]. \tag{32.45}$$

Мы видим, что из формулы (32.45) нельзя найти полностью индикатрису рассеяния $x(\vartheta)$, а можно получить лишь сумму $x(\vartheta) + x(\pi - \vartheta)$. Однако в случае рассеяния света пылевыми частицами доля света, рассеянного вперед, обычно гораздо больше доли света, рассеянного назад. Следовательно, и по этой сумме можно получить более или менее правильное представление об индикатрисе рассеяния.

Чтобы при $\tau_0 \ll 1$ определить величину L_n/L_*, надо подставить в формулу (32.42) выражение (32.44). Делая это и производя интегрирование, находим

$$\frac{L_n}{L_*} = \lambda \tau_0. \tag{32.46}$$

Эта формула совершенно очевидна, так как при $\tau_0 \ll 1$ количество энергии, поглощенное туманностью, равно $L(1 - e^{-\tau_0}) \approx L\tau_0$, а из этой энергии туманность рассеивает долю λ.

Применение формул (32.45) и (32.46) к определению оптических свойств пылевых туманностей было произведено И. Н. Мининым. Полученные им значения величины $x(\gamma) + x(\pi - \gamma)$ для туманностей IC 431 и IC 435 приведены в табл. 51. Здесь использована обычная нормировка индикатрисы рассеяния, т. е. $\int x(\gamma) \frac{d\omega}{4\pi} = 1$. Числа в скобках найдены путем экстраполяции.

Для тех же туманностей были получены также значения величины $\lambda\tau_0$ по формуле (32.46). Они оказались равными 0,063 и 0,16 соответственно. Так как $\tau_0 = \alpha r_0$, а $\lambda\alpha$ представляет собой объемный коэффициент рассеяния σ, то мы имеем $\lambda\tau_0 = \sigma r_0$. При помощи этого соотношения для указанных туманностей была определена величина σ по значениям величины $\lambda\tau_0$ и радиуса туманности r_0.

Таблица 51

Значения величины $x(\gamma)+x(\pi-\gamma)$ для двух туманностей

γ	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
IC 431	(35)	14	3,7	2,4	2,2	1,4	1,1	0,82	0,75	(0,69)
IC 435	(8,4)	7,3	6,4	3,8	2,5	1,4	0,96	0,79	0,73	(0,70)

Как показывают наблюдения, туманности с изофотами, близкими к окружностям, составляют довольно значительную долю светящихся диффузных туманностей. Однако трудно думать, что каждая из них представляет собой приблизительно сферическую туманность с находящейся в ее центре звездой. По-видимому, большинство таких туманностей является просто освещенными частями более обширных туманностей. Очевидно, что освещенная часть будет приблизительно сферической даже в случае бесформенной туманности, если ее оптическая толщина по порядку превосходит единицу и плотность вещества в ней не сильно меняется. При определении функции $S(\tau, \vartheta)$ для этих туманностей можно приближенно принять $\tau_0=\infty$, что ведет к значительному упрощению вычислений.

4. Природа пылевых частиц. Как было показано выше, изучение свечения пылевых туманностей дает возможность определить некоторые величины, характеризующие их оптические свойства: объемный коэффициент поглощения α, альбедо частицы λ и индикатрису рассеяния $x(\gamma)$. В свою очередь знание этих величин позволяет сделать попытку решить вопросы о форме, размерах и концентрации пылевых частиц, а также о природе вещества, из которого они состоят.

Для решения этих вопросов используются результаты теории рассеяния света на отдельных частицах (см., например, [2]). К настоящему времени выполнены многочисленные расчеты величин α, λ и $x(\gamma)$ для частиц разной формы (шаров, цилиндров, дисков) и с различными показателями преломления. Вообще говоря, показатель преломления представляется в комплексной форме. Для диэлектрических частиц мнимая часть показателя преломления равна нулю, для металлических частиц она отлична от нуля. В первом случае частицы производят чистое рассеяние излучения ($\lambda=1$), во втором случае — как рассеяние, так и истинное поглощение ($\lambda<1$).

Наиболее полно изучено рассеяние света на сферических частицах. Оптические свойства этих частиц зависят как от показателя преломления, так и от отношения радиуса частицы к длине волны излучения.

Применение указанной теории к изучению пылевых туманностей не приводит, однако, к вполне определенным результатам, так как при этом приходится делать различные предположения. Обычно заранее задается форма частиц и показатель преломления, и путем сравнения оптических свойств, полученных теоретически и из наблюдений, находятся размеры частиц.

При рассмотрении двух упомянутых выше туманностей было принято, что они состоят из диэлектрических частиц сферической формы. Сравнение теоретических и наблюденных значений величины $x(\gamma)+x(\pi-\gamma)$ (последние приведены в табл. 51) дало для среднего радиуса частицы значение $a=6{,}7\cdot10^{-6}$ см. Примерно такие же значения a были найдены для пылевых туманностей и другими способами. Поэтому считается, что средние размеры частиц межзвездной пыли порядка 10^{-5} см.

При определенном радиусе частицы a и показателе преломления m теория дает значение коэффициента рассеяния k, рассчитанного на одну частицу. А так как объемный коэффициент рассеяния σ известен из наблюдений, то из соотношения $\sigma=nk$ можно найти концентрацию частиц n. Затем может быть найдена плотность пыли в туманности по формуле

$$D=\frac{4}{3}\pi a^3\delta n, \tag{32.47}$$

где δ — удельный вес вещества частицы. В виде примера укажем, что для туманностей IC 431 и IC 435 по формуле (32.47) были получены значения плотности $2{,}1\cdot10^{-24}$ г/см^3 и $4{,}5\cdot10^{-24}$ г/см^3 соответственно. При этом было положено $\delta=1$ г/см^3, а для показателя преломления принималось значение $m=1{,}33$ (т. е. такое, как у капли воды или кристалла льда).

Некоторые сведения о пылевых частицах могут быть также получены путем изучения поляризации света туманностей. Наблюдения показывают, что степень поляризации света пылевых туманностей довольно велика — порядка 10—15%. При этом, как и должно быть при отражении света малыми частицами, поляризация является радиальной, т. е. преимущественное направление колебаний электрического вектора перпендикулярно к радиусу-вектору, проведенному от освещающей звезды. Наличие значительной радиальной поляризации излучения говорит о большой роли рассеяния первого порядка в ближайших к звезде областях туманности (так как многократно рассеянное излучение слабо поляризовано). Особенно ценные результаты дает интерпретация наблюдательных данных о поляризации излучения в разных участках спектра.

Как мы знаем, в Галактике, кроме светлых пылевых туманностей, присутствуют еще многочисленные темные туманности. Изучение этих туманностей по производимому ими поглощению света также позволяет судить о природе частиц межзвездной пыли.

Исследование межзвездного поглощения света привело к заключению, что в видимой части спектра коэффициент поглощения приблизительно обратно пропорционален длине волны. Вместе с тем была найдена и величина коэффициента поглощения. В видимой части спектра в галактической плоскости поглощение составляет в среднем одну звездную величину на килопарсек. Это значит, что пути в 1 килопарсек соответствует приблизительно единичное оптическое расстояние. Поэтому объемный коэффициент поглощения межзвездной пыли для визуальных лучей примерно равен $\alpha \approx 3 \cdot 10^{-22}$ см$^{-1}$.

С другой стороны, согласно теории рассеяния света малыми частицами зависимость коэффициента поглощения от длины волны определяется заданием размеров частиц и показателя преломления. Если взять диэлектрические частицы с показателем преломления $m=1{,}33$, то коэффициент поглощения будет обратно пропорционален длине волны, когда радиус частицы равен $a \approx 5 \cdot 10^{-5}$ см.

При таких размерах частиц коэффициент поглощения, рассчитанный на одну частицу, будет приблизительно равен $k \approx \pi \alpha^2 \approx 10^{-8}$ см^2. Пользуясь формулой $\alpha = nk$, мы для средней концентрации пылевых частиц получаем значение $n \approx 3 \cdot 10^{-14}$ см$^{-3}$. В этом случае формула (32.47) (при $\delta \approx 1$) дает, что средняя плотность пылевой материи вблизи плоскости Галактики равна $D \approx 10^{-26}$ г/см^3.

Как мы увидим дальше, это значение плотности пыли примерно на два порядка меньше плотности газа вблизи галактической плоскости. Следует, однако, иметь в виду, что в Галактике могут существовать крупные частицы, не вызывающие заметного поглощения света, но превосходящие по общей массе частицы, обусловливающие поглощение в видимой области спектра. Поэтому плотность пылевой материи в Галактике может быть несколько больше приведенного выше значения.

Подробные сведения о пылевых частицах в Галактике даны в ряде монографий (см. [3], [4] и др.).

5. Поляризация света звезд. Свет звезд при прохождении через межзвездную пылевую материю не только ослабляется, но и становится поляризованным. Это явление было открыто В. А. Домбровским и независимо от него Хильтнером и Холлом, а затем подробно изучалось как названными авторами, так и другими. Наблюдения показывают, что степень поляризации света звезд невелика (доли процента или несколько процентов), но в некоторых случаях доходит до 10%. Плоскость колебаний электрического вектора обычно оказывается близкой к галактической плоскости. Примерно у двух третей звезд с измеренной поляризацией света угол между этими плоскостями составляет не более 20°.

Поляризация света обнаруживается только у далеких звезд, причем существует корреляция между поляризацией и поглоще-

Таблица 52

Связь между степенью поляризации света звезд, модулем расстояния и избытком цвета

p, %	$\overline{m-M}$	$\overline{E}$	p, %	$\overline{m-M}$	$\overline{E}$
0,0—0,4	6,53	0,048	1,5—1,9	9,45	0,298
0,5—0,9	8,41	0,082	2,0—2,4	10,50	0,394
1,0—1,4	8,56	0,158			

нием света. В табл. 52 приведена зависимость между степенью поляризации p, модулем расстояния $m - M$ и избытком цвета E. Мы видим, что чем больше поглощение, тем больше и поляризация. Однако надо иметь в виду, что в таблице содержатся лишь средние значения величин. В отдельных же участках неба эта зависимость выражена очень слабо.

Наблюдаемая поляризация излучения звезд может быть объяснена тем, что межзвездные пылевые частицы имеют удлиненную форму. Как показывают вычисления, доля излучения, поглощенного такой частицей, зависит от угла между ее осью и направлением колебаний электрического вектора (поглощение наибольшее, когда этот угол равен нулю). Поэтому излучение, прошедшее через облако некоторым образом ориентированных частиц, должно быть поляризованным. Для объяснения ориентации пылинок была высказана гипотеза о влиянии на них магнитного поля Галактики. При этом напряженность поля должна быть порядка 10^{-5} эрстед. В разных местах Галактики направление поля может быть различным, чем можно объяснить довольно сложную картину распределения поляризации излучения звезд на небе.

Чтобы магнитное поле могло воздействовать на пылинки, надо допустить наличие в них некоторого количества металлов. С другой стороны, изучение свечения пылевых туманностей приводит к заключению, что в них, по всей вероятности, находятся диэлектрические частицы. Поэтому в настоящее время считается, что межзвездные пылинки являются диэлектрическими с небольшой примесью металлов. Для объяснения межзвездного поглощения и поляризации света было высказано также предположение о присутствии в Галактике частиц графита, который по некоторым свойствам (особенно по электропроводности) близок к металлам.

Интересно отметить, что явление поляризации света звезд в течение значительного времени было одним из основных доводов в пользу существования магнитных полей в Галактике. Затем появились и другие доводы в пользу этого и напряженность га-

лактического магнитного поля была непосредственно измерена (см. § 34).

Вопросы распространения поляризованного излучения в межзвездной среде подробно рассмотрены в монографии А. З. Долгинова, Ю. Н. Гнедина, Н. А. Силантьева [5].

§ 33. Межзвездный газ

1. Ионизация межзвездного водорода. Физические процессы в газовых туманностях уже рассматривались подробно в гл. V. Однако тогда мы ограничились лишь теми областями туманностей, которые находятся вблизи горячих звезд. Теперь попытаемся составить общее представление о межзвездном газе, рассматривая как области, близкие к горячим звездам, так и далекие от них.

Сначала остановимся на вопросе об ионизации межзвездного водорода. Так как водород является наиболее распространенным элементом в Галактике, то многие процессы существенно зависят от того, каким будет в данной области водород — ионизованным или нейтральным.

Предположим, что ионизация вызывается звездой с радиусом r_* и температурой T_*. Тогда на расстоянии r от звезды доля ионизованных атомов x будет определяться формулой

$$\frac{x^2}{1-x} = \frac{W}{n} f(T_*) e^{-\tau}, \tag{33.1}$$

где

$$f(T_*) = \left(\frac{T_e}{T_*}\right)^{1/2} \frac{g^+}{g_1} \frac{2(2\pi mkT_*)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\chi_1}{kT_*}}, \tag{33.2}$$

n — концентрация атомов водорода, W — коэффициент дилюции, τ — оптическое расстояние от звезды до данного места за границей серии Лаймана. Мы имеем

$$W = \frac{1}{4}\left(\frac{r_*}{r}\right)^2 \tag{33.3}$$

и

$$\tau = k \int_{r_*}^{r} n(1-x)\, dr, \tag{33.4}$$

где k — средний коэффициент поглощения в лаймановском континууме, рассчитанный на один атом.

Формула (33.1) была получена в § 23. Там же была найдена явная зависимость x от r при предположении, что $W/n = \text{const}$. Теперь мы будем считать, что W дается формулой (33.3), а $n = \text{const}$. На самом деле межзвездный газ очень неоднороден, вследствие чего допущение о постоянстве n является лишь грубым приближением к действительности.