

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

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

где

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

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

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

и

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

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.

Из приведенных соотношений можно легко получить следующее уравнение для определения зависимости  $x$  от  $r$ :

$$\left( \frac{2}{x} + \frac{1}{1-x} \right) \frac{dx}{dr} + (1-x) nk + \frac{2}{r} = 0. \quad (33.5)$$

При этом вблизи поверхности звезды должно быть  $x=x_*$ . Для звезд с достаточно высокой температурой величина  $x_*$  близка к единице.

Решение уравнения (33.5) [как и решение уравнения (23.17) в гл. VI] показывает, что величина  $x$  остается близкой к единице до некоторого значения  $r=r_0$ , а затем быстро убывает до нуля. Следовательно, вокруг звезды существует область радиуса  $r_0$ , внутри которой водород почти полностью ионизован, а вне — почти полностью нейтрален.

Переход от одной области к другой совершается там, где оптическое расстояние  $\tau$  становится порядка единицы. На основании этого легко определить радиус  $r_0$ . Из соотношения (33.4) имеем

$$kn \int_{r_*}^{r_0} (1-x) dr = 1. \quad (33.6)$$

Но при  $r < r_0$  формула (33.1) приближенно дает

$$1-x = \frac{n}{W_f(T_*)}. \quad (33.7)$$

Поэтому, подставляя (33.7) в (33.6) и пользуясь формулой (33.3), получаем

$$r_0 = \left[ \frac{3r_*^2 f(T_*)}{4kn^2} \right]^{1/3}. \quad (33.8)$$

Как известно, область, в которой водород почти полностью ионизован, принято называть зоной Н II, а область, в которой он почти полностью нейтрален, зоной Н I. Формулой (33.8) определяется радиус зоны Н II вокруг данной звезды.

Для определения величины  $r_0$  мы можем также получить несколько другую формулу. Для этого используем тот факт, что в области радиуса  $r_0$  поглощаются все кванты звезды за границей лаймановской серии. При поглощении каждого  $L_c$ -кванта происходит ионизация атома водорода, а за ней следует рекомбинация. Так как процесс стационарен, то мы можем приравнять число  $L_c$ -квантов звезды числу рекомбинаций, совершающихся в рассматриваемой области. При этом, очевидно, рекомбинации на первый уровень не должны учитываться, так как возникающие при таких рекомбинациях  $L_c$ -кванты снова вызывают ионизации.

Обозначим через  $I_v^*$  интенсивность излучения звезды. Тогда для полного числа испускаемых звездой  $L_c$ -квантов имеем выражение

$$4\pi r_*^2 \int_{v_1}^{\infty} \pi I_v^* \frac{dv}{hv},$$

где  $v_1$  — частота предела лаймановской серии. С другой стороны, полное число рекомбинаций на все уровни, начиная со второго, происходящих в области радиуса  $r_0$ , равно

$$4\pi \sum_{-2}^{\infty} C_i \int_{r_*}^{r_0} n_e n^+ r^2 dr,$$

где  $n^+$  — число протонов и  $n_e$  — число свободных электронов в  $1 \text{ см}^3$ . Приравнивая друг другу два последних выражения и пользуясь тем, что в рассматриваемой области  $n_e = n^+ \approx n$ , получаем

$$r_0^3 n^2 \sum_{-2}^{\infty} C_i = 3r_*^2 \int_{v_1}^{\infty} \pi I_v^* \frac{dv}{hv}. \quad (33.9)$$

Легко убедиться, что в случае, когда интенсивность излучения звезды  $I_v^*$  дается формулой Планка с температурой  $T_*$ , формула (33.9) переходит в формулу (33.8).

Таблица 53

## Радиусы зоны H II вокруг звезд разных спектральных классов

Спектр	$T_*$	$M_{\text{виз}}$	$r_0$	Спектр	$T_*$	$M_{\text{виз}}$	$r_0$
O5	79 000	-4,2	$140 \text{ пс} \times n^{-2/3}$	B1	23 000	-2,5	$17 \text{ пс} \times n^{-2/3}$
O6	63 000	-4,1	110	B2	20 000	-1,8	11
O7	50 000	-4,0	87	B3	18 600	-1,2	7,2
O8	40 000	-3,9	66	B4	17 000	-1,0	5,2
O9	32 000	-3,6	46	B5	15 500	-0,8	3,7
B0	25 000	-3,1	26	A0	10 700	+0,9	0,5

Вопрос об ионизации межзвездного водорода был впервые рассмотрен Стремгреном. Табл. 53 содержит значения величины  $r_0$ , вычисленные по формуле (33.8) для звезд разных спектральных классов. В той же таблице приведены использованные при вычислениях значения температуры звезды и ее визуальной абсолютной величины.

Из таблицы видно, что ионизация межзвездного водорода производится в основном самыми горячими звездами — спектральных классов O и B. Уже звезды класса A принимают лишь небольшое участие в ионизации водорода. Например, одна звезда класса O5

ионизует водород в такой же области пространства, как и 22 миллиона звезд класса А0. Холодные же звезды совершенно не ионизуют межзвездный водород — даже во внешних слоях их собственных атмосфер водород в основном нейтрален. Грубо говоря, границы зон ионизованного водорода находятся в атмосферах этих звезд.

В зонах Н II, окружающих горячие звезды, происходят фотоионизации водородных атомов и последующие рекомбинации. Затем совершаются каскадные переходы электронов с уровня на уровень, в результате которых образуются кванты в спектральных линиях. Так, в частности, возникает свечение зоны Н II в бальмеровских линиях, которое может наблюдаться. Первоначально именно такое свечение и было обнаружено в некоторых участках неба, а затем Стремgrenом была предложена изложенная выше теория для его объяснения.

Из наблюдений по свечению в бальмеровских линиях может быть найден радиус зоны Н II вокруг данной звезды. Сравнивая его с теоретическим значением величины  $r_0$ , можно оценить среднюю концентрацию атомов водорода в межзвездном пространстве. Наблюдения показывают, что радиус зоны Н II вокруг звезды класса О порядка 100 парсек. Поэтому на основании табл. 53 мы заключаем, что средняя концентрация атомов водорода равна приблизительно  $n \approx 1 \text{ см}^{-3}$ . Для средней плотности межзвездного газа отсюда получается значение  $\rho \approx 10^{-24} \text{ г/см}^3$ .

Приведенное значение  $\rho$  относится к областям, близким к галактической плоскости. По мере удаления от этой плоскости плотность газа убывает. Вместе с тем обнаруживаются чрезвычайно большие флуктуации в плотностях межзвездного газа. Когда в зоне Н II плотность газа по порядку превосходит среднюю плотность, то мы наблюдаем светящуюся диффузную туманность. Концентрации атомов водорода в диффузных туманностях, как было установлено в гл. V, доходят до значений порядка  $10^3 \text{ см}^{-3}$ .

Согласно произведенным оценкам зоны Н II занимают приблизительно одну десятую часть галактического пространства. Остальную часть занимают зоны Н I, в которых водород в основном нейтрален. Выяснение разделения Галактики на зоны Н II и Н I имеет очень большое значение для физики межзвездного газа.

**2. Ионизация других атомов.** После рассмотрения ионизации водорода перейдем теперь к определению степени ионизации других атомов в межзвездном пространстве. При этом мы должны иметь в виду большое различие в условиях ионизации в зонах Н II и Н I. Оно обусловлено тем, что из зоны Н II излучение за границей серии Лаймана не выходит. Поэтому в зоне Н I могут ионизоваться только те атомы, энергия ионизации которых меньше энергии ионизации водорода (равной 13,6 эВ). В то же время в зоне Н II могут быть ионизованы и атомы с большей энергией ионизации, если температура ионизующей звезды достаточно высока.

В зоне Н II ионизация всех атомов вызывается обычно той же звездой, что и ионизация атомов водорода. В этом случае степень ионизации определяется уже известной нам формулой (33.1). В частности, при достаточно большом значении  $T_*$  могут быть ионизованы атомы Не и Не<sup>+</sup>. Ионизация этих атомов и их свечение, обусловленное рекомбинациями, происходит в соответствующих зонах, находящихся внутри зоны Н II. Все эти вопросы уже были подробно рассмотрены в гл. V.

Совсем иначе определяется степень ионизации атомов в зоне Н I. Произвольный элементарный объем этой зоны находится обычно очень далеко от какой-либо горячей звезды и ионизация в нем атомов вызывается большим числом разных звезд. Чтобы составить себе представление о средней степени ионизации какого-нибудь атома, мы должны предварительно определить среднюю плотность излучения  $\rho_v$  в галактическом пространстве. Для нахождения же величины  $\rho_v$  надо знать распределение звезд разных спектральных классов в Галактике, а также распределение пылевой материи, которая производит поглощение излучения в непрерывном спектре.

Определение средней плотности излучения в Галактике производилось в ряде работ. Мы сейчас найдем величину  $\rho_v$ , следуя работе С. А. Каплана (см. [3]), причем для простоты сделаем это только для галактической плоскости.

Обозначим через  $\epsilon_v(z)$  объемный коэффициент излучения на высоте  $z$  над плоскостью Галактики и через  $\alpha_v(z)$  — объемный коэффициент поглощения на той же высоте. Первый из этих коэффициентов обусловлен звездами, а второй — пылевой матерью. Будем считать, что убывание этих величин с ростом  $z$  происходит согласно формулам

$$\alpha_v(z) = \alpha_v(0) e^{-\frac{z}{\beta}}, \quad \epsilon_v(z) = \epsilon_v(0) e^{-\frac{z}{\beta_*}}. \quad (33.10)$$

Из наблюдений известно, что  $\beta \approx 100$  парсек, а значения  $\beta_*$  различны для звезд разных классов (порядка 50—500 парсек).

Интенсивность излучения  $I_v$  зависит от галактической широты  $b$  и определяется формулой

$$I_v(b) = \int_0^\infty \epsilon_v(z) e^{-\frac{\tau_v(z)}{\sin b}} \frac{dz}{\sin b}, \quad (33.11)$$

где  $\tau_v(z)$  — оптическое расстояние точки с координатой  $z$  от галактической плоскости. Пользуясь формулами (33.10), получаем

$$\tau_v(z) = \alpha_v(0) \beta \left( 1 - e^{-\frac{z}{\beta}} \right) \quad (33.12)$$

и

$$I_v(b) = \epsilon_v(0) \int_0^\infty e^{-\frac{z}{\beta_*} - \frac{\alpha_v(0)\beta}{\sin b}} (1 - e^{-z/\beta}) \frac{dz}{\sin b}. \quad (33.13)$$

Объемный коэффициент излучения, очевидно, равен

$$\epsilon_v(z) = \frac{L_v}{4\pi} n_*(z), \quad (33.14)$$

где  $L_v$  — светимость звезды в частоте  $v$  и  $n_*(z)$  — число звезд в единице объема на высоте  $z$ . Это соотношение можно также переписать в виде

$$\epsilon_v(z) = r_*^2 \pi I_v^* n_*(z), \quad (33.15)$$

где  $I_v^*$  — средняя интенсивность излучения, выходящего из звезды.

Учитывая соотношение (33.15) и делая подстановку  $1 - e^{-\frac{z}{\beta}} = y$ , вместо формулы (33.13) находим

$$I_v(b) = \pi I_v^* r_*^2 n_*(0) \beta \int_0^1 (1-y)^{\frac{\beta}{\beta_*}-1} e^{-\frac{\alpha_v(0)\beta y}{\sin b}} \frac{dy}{\sin b}. \quad (33.16)$$

Плотность излучения в данном случае равна

$$\rho_v = \frac{4\pi}{c} \int_0^{\pi/2} I_v(b) \cos b db. \quad (33.17)$$

одставляя сюда выражение (33.16), получаем

$$\rho_v = \frac{4\pi}{c} r_*^2 \pi I_v^* (0) \beta \int_0^1 (1-y)^{\frac{\beta}{\beta_*}-1} E_1[\alpha_v(0)\beta y] dy. \quad (33.18)$$

Как и в случае действия одиночной звезды, для характеристики плотности излучения  $\rho_v$  мы можем ввести коэффициент диллюции  $W$ , определяемый соотношением

$$\rho_v = W \rho_v^* = W \frac{4\pi}{c} I_v^*. \quad (33.19)$$

Пользуясь формулой (33.18), находим

$$W = \pi r_*^2 n_*(0) \beta \int_0^1 (1-y)^{\frac{\beta}{\beta_*}-1} E_1[\alpha_v(0)\beta y] dy. \quad (33.20)$$

Формулы (33.18) и (33.20) определяют искомую плотность излучения  $\rho_v$  и ей соответствующий коэффициент диллюции  $W$ . Эта плотность обусловлена звездами определенного спектрального класса (характеризуемыми величинами  $r_*$ ,  $I_v^*$  и  $n_*$ ). Чтобы найти пол-

ную плотность излучения, надо просуммировать выражение (33.18) по всем спектральным классам.

В таблице 54 приведены значения коэффициента диллюции  $W$ , вычисленные по формуле (33.20), а также значения величины  $WI_v^*$ , представляющей собой интенсивность излучения в межзвездном пространстве, усредненную по направлениям. Значения величины  $WI_v^*$  даны для трех длин волн в ультрафиолетовом участке спектра. При вычислениях были использованы теоретические данные о распределении энергии в спектре звезды, полученные из расчетов моделей звездных фотосфер. Как уже говорилось (в § 6), эти данные несколько отличаются от результатов наблюдений, выполненных с помощью ракет. Поэтому приведенные значения величины  $WI_v^*$  нуждаются в некотором пересмотре.

Таблица 54

## Средняя интенсивность излучения в межзвездном пространстве

Спектр	$W$	$WI_v^*$		
		912 Å	1500 Å	2000 Å
O5	$2 \cdot 10^{-21}$			
O6 — O8	$3 \cdot 10^{-20}$	$5,7 \cdot 10^{-22}$	$4,4 \cdot 10^{-22}$	$3,5 \cdot 10^{-22}$
B0 — B2	$10^{-17}$	$4,1 \cdot 10^{-20}$	$3,2 \cdot 10^{-20}$	$2,5 \cdot 10^{-20}$
B3 — B9	$4 \cdot 10^{-17}$	$4 \cdot 10^{-20}$	$4 \cdot 10^{-20}$	$4 \cdot 10^{-20}$
A0 — A9	$10^{-15}$	$1,2 \cdot 10^{-20}$	$1,5 \cdot 10^{-20}$	$1,3 \cdot 10^{-20}$
F — M	$2 \cdot 10^{-13}$			
Сумма		$1,0 \cdot 10^{-19}$	$0,9 \cdot 10^{-19}$	$0,8 \cdot 10^{-19}$

Значения величины  $WI_v^*$  были вычислены для излучения в интервале длин волн от 912 до 2000 Å потому, что именно это излучение вызывает ионизацию атомов в зоне H I. Напомним, что при  $\lambda < 912$  Å излучение в зоне H I практически отсутствует, так как оно поглощается водородом в зонах H II.

Если плотность излучения  $\rho_v$  в данном месте известна, то можно легко определить степень ионизации любого атома. Для этого мы должны воспользоваться соотношением, выражющим собой равенство между числом ионизаций и числом рекомбинаций. Это соотношение имеет вид

$$\frac{n_e n^+}{n_1} \sum_{i=1}^{\infty} C_i = \int_{v_1(H)}^{v_1(H)} k_{1v} \frac{c \rho_v}{h v} dv, \quad (33.21)$$

где  $v_1$  — частота ионизации рассматриваемого атома и  $v_1(H)$  — частота ионизации водорода. Входящая в (33.21) величина  $\rho_v$ дается формулой (33.19).

Плотность излучения  $\rho_v$  в межзвездном пространстве очень мала. Однако вместе с тем мала и концентрация свободных электронов  $n_e$ . Поэтому степень ионизации многих атомов в межзвездном пространстве оказывается гораздо больше единицы. Например, подсчеты по формуле (33.21) дают, что для кальция (потенциал ионизации 6,1 эВ) величина  $n^+/n_1$  порядка  $10^5$ . Даже для ионизованного кальция (потенциал ионизации 11,9 эВ) степень ионизации, т. е. величина  $n^{++}/n^+$ , порядка  $10^2$ .

Следует отметить, что концентрация свободных электронов в зонах Н I гораздо меньше, чем в зонах Н II (приблизительно на три порядка). Объясняется это тем, что водород, являющийся самым распространенным элементом в Галактике, в зоне Н I не ионизован. То же самое относится и к следующему по распространенности элементу — гелию. Свободные электроны возникают в зоне Н I лишь при ионизации элементов, относительное содержание которых невелико (углерод, натрий и др.).

**3. Межзвездные линии поглощения.** Присутствие газа в межзвездном пространстве обнаруживается не только по его свечению, но также и по линиям поглощения в спектрах звезд, возникающим при прохождении звездного излучения через межзвездный газ. Впервые межзвездные линии поглощения (Н и К ионизованного кальция) наблюдались в спектре спектрально-двойной звезды δ Ориона Гартманом в 1904 г. Эти линии не меняли своего положения в спектре, в то время как другие линии периодически смещались вследствие вращения одной звезды вокруг другой. Позднее межзвездные линии поглощения наблюдались и в спектрах одиночных звезд. Сначала думали, что звезды окружены облаками ионизованного кальция. Однако затем был открыт эффект увеличения интенсивности межзвездных линий поглощения с увеличением расстояния до звезды. Это позволило выработать правильную точку зрения, заключающуюся в том, что газ заполняет все межзвездное пространство. Упомянутый же эффект стал использоваться для приближенного определения расстояний до звезд.

Межзвездных линий поглощения в видимой части спектра обнаружено немного. Кроме уже упомянутых линий Н и К ионизованного кальция, наблюдаются еще линии D<sub>1</sub> и D<sub>2</sub> натрия и некоторые другие. Из молекулярных линий найдены только линии нейтральной и ионизованной молекулы CH и циана CN. Все эти линии возникают из основных состояний атомов и молекул.

Такой характер спектра поглощения межзвездного газа объясняется тем, что степень возбуждения атомов и молекул в межзвездном пространстве очень низка. Поэтому линии, возникающие из возбужденных состояний, чрезвычайно слабы и наблюдавшиеся не могут. Спектр поглощения межзвездного газа должен состоять только из линий основных серий, и мы обнаруживаем те из них, которые находятся в видимой части спектра. Линии основных серий многих распространенных элементов расположены в ультра-

фиолетовой части спектра ( $912 \text{ \AA} < \lambda < 2000 \text{ \AA}$ ) и их можно наблюдать с помощью космических аппаратов. Линии, лежащие за границей лаймановской серии ( $\lambda < 912 \text{ \AA}$ ), наблюдаться не могут вследствие поглощения межзвездным водородом.

Следует подчеркнуть большое различие в степени ионизации и степени возбуждения атомов в межзвездном пространстве. Как мы видели, степень ионизации межзвездного газа довольно велика. Объясняется это тем, что малость плотности излучения компенсируется малостью концентрации свободных электронов. Иными словами, редко происходят фотоионизации атомов, но редко совершаются и обратные процессы — рекомбинации. Иначе обстоит дело в случае возбуждения атомов. Атомы попадают в возбужденные состояния (под действием излучения звезд или при столкновениях) также очень редко. Однако из возбужденных состояний быстро совершаются спонтанные переходы (не зависящие, в отличие от рекомбинаций, от физических условий). Поэтому степень возбуждения атомов в межзвездном пространстве оказывается чрезвычайно малой.

Изучение межзвездных линий поглощения дает возможность определить многие характеристики межзвездного газа. Делается это путем сравнения теоретических и наблюденных профилей линий и их эквивалентных ширин.

Нахождение теоретических профилей межзвездных линий поглощения не представляет больших трудностей, так как при этом можно не принимать во внимание рассеянное излучение в линии. Обозначим через  $I_0$  интенсивность излучения, выходящего из атмосферы звезды, и через  $I_\lambda$  — интенсивность излучения с длиной волны  $\lambda$ , приходящего к наблюдателю. В данном случае эти величины связаны простым соотношением

$$I_\lambda = I_0 e^{-\tau_\lambda}, \quad (33.22)$$

где  $\tau_\lambda$  — оптическое расстояние от звезды до наблюдателя. Величину  $I_0$  можно считать не зависящей от  $\lambda$ , если межзвездная линия поглощения не накладывается на линию поглощения, возникающую в атмосфере звезды. Эквивалентная ширина межзвездной линии поглощения будет определяться формулой

$$W_\lambda = \int \frac{I_0 - I_\lambda}{I_0} d\lambda = \int (1 - e^{-\tau_\lambda}) d\lambda. \quad (33.23)$$

Для вычислений величин  $I_\lambda$  и  $W_\lambda$  по формулам (33.22) и (33.23) надо знать коэффициент поглощения в спектральной линии. В звездных атмосферах он определяется затуханием излучения и тепловым движением атомов. Однако в случае межзвездного газа затухание излучения можно не учитывать, так как поглощение происходит в основном только в центральных частях линии.

Поэтому для коэффициента поглощения, рассчитанного на один атом, мы можем взять выражение

$$k_\lambda = k_0 e^{-\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda_D}\right)^2}, \quad (33.24)$$

где  $k_0$  — коэффициент поглощения в центре линии и  $\Delta \lambda_D$  — доплеровская полуширина. На основании формулы (12.6) имеем

$$k_0 = \frac{V \pi e^2 \lambda_0^2}{mc^2 \Delta \lambda_D} f, \quad (33.25)$$

где  $f$  — сила осциллятора. Как мы увидим дальше, тепловые скорости атомов гораздо меньше скоростей хаотического движения межзвездного газа. Вследствие этого в известном выражении для доплеровской полуширины линии

$$\Delta \lambda_D = \lambda_0 \frac{v}{c} \quad (33.26)$$

мы под  $v$  должны понимать среднюю скорость хаотического движения.

Если величина  $k_\lambda$  задана, то оптическое расстояние  $\tau_\lambda$  можно найти по формуле

$$\tau_\lambda = k_\lambda \int_0^{r_0} n dr = k_\lambda N, \quad (33.27)$$

где  $n$  — число поглощающих атомов в  $1 \text{ см}^3$  и  $r_0$  — расстояние между звездой и наблюдателем. Для эквивалентной ширины линии теперь получаем

$$W_\lambda + \Delta \lambda_D \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-k_0 N e^{-x^2}}) dx, \quad (33.28)$$

где обозначено  $x = \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda_D}$ .

При малых значениях величины  $\tau_0 = k_0 N$  из формулы (33.28) находим

$$W_\lambda = V \pi \Delta \lambda_D \tau_0 \left( 1 - \frac{\tau_0}{2 \sqrt{2}} + \frac{\tau_0^2}{6 \sqrt{3}} - \dots \right). \quad (33.29)$$

При больших значениях  $\tau_0$  имеем асимптотическое разложение

$$W_\lambda = 2 \Delta \lambda_D V \ln \tau_0 \left[ 1 + \frac{0,2888}{\ln \tau_0} - \frac{0,1355}{(\ln \tau_0)^2} + \dots \right]. \quad (33.30)$$

Если зависимость между  $W_\lambda$  и  $N$ , даваемую соотношением (33.28), изобразить на графике, то мы получим кривую роста для межзвездной линии поглощения. При  $k_0 N \ll 1$  величина  $W_\lambda$  пропорциональна  $N$  и не зависит от  $\Delta \lambda_D$ . При  $k_0 N \gg 1$  величина  $W_\lambda$  очень слабо зависит от  $N$ , но приблизительно пропорциональна

$\Delta\lambda_D$ . Очевидно, что при очень больших значениях  $k_0N$  (примерно при  $k_0N > 10^3$ ) формулу (33.28) применять нельзя, так как в этом случае надо учитывать затухание излучения.

Пользуясь полученными из наблюдений значениями эквивалентной ширины линии и кривой роста, можно определить значения величин  $N$  и  $\Delta\lambda_D$ . Вообще говоря, мы имеем одно уравнение с двумя неизвестными, но при  $k_0N \ll 1$  можно найти  $N$ , не зная  $\Delta\lambda_D$ . Разделив  $N$  на расстояние до звезды  $r_0$ , мы получаем среднюю концентрацию поглощающих атомов  $n$ . Переходя от одной стадии ионизации к другой при помощи ионизационной формулы, находим среднюю концентрацию атомов данного элемента. Таким путем определяется химический состав межзвездного газа.

К особенно ценным результатам привели наблюдения резонансных линий различных атомов и ионов в ультрафиолетовой части спектра, выполненные с помощью космических аппаратов. Оказалось, что число атомов многих элементов (C, N, O и др.) по отношению к числу атомов водорода в межзвездных облаках приблизительно в 10 раз меньше, чем в атмосфере Солнца.

Определение величины  $\Delta\lambda_D$  по наблюденным значениям  $W_\lambda$  и по кривой роста может быть сделано в том случае, когда заранее оценена величина  $N$ . Существует также способ совместного определения величин  $\Delta\lambda_D$  и  $N$ . Он основан на том, что резонансные линии Na I и Ca II являются дублетами с известным отношением сил осцилляторов, равным 2. Поэтому если оптическое расстояние от звезды до наблюдателя для одного компонента дублета равно  $\tau_0$ , то для другого компонента оно равно  $2\tau_0$ . Очевидно, что по отношению эквивалентных ширин компонент дублета можно найти величину  $\tau_0$ . Далее по формуле (33.28) определяется величина  $\Delta\lambda_D$  и по формуле (33.27) — величина  $N$ .

Знание доплеровской полуширины линии  $\Delta\lambda_D$  дает возможность по формуле (33.26) найти величину  $v$ , т. е. среднюю скорость хаотического движения межзвездного газа. Для этой величины получено значение  $v \approx 10$  км/с.

Как уже говорилось, в первом приближении межзвездный газ имеет облакообразную структуру. Проявлением этой структуры является тот факт, что межзвездные линии поглощения иногда состоят из нескольких компонент. Объясняется это тем, что в таких случаях на пути от звезды до наблюдателя находится несколько облаков с разными лучевыми скоростями. По смещениям компонент линии друг относительно друга можно определить относительные скорости движения облаков. Таким способом для скорости  $v$  также получается значение порядка 10 км/с.

При определении эквивалентных ширин межзвездных линий поглощения выше мы считали, что скорости хаотического движения межзвездного газа распределены по закону Максвелла. Однако из рассмотрения профилей линий поглощения получаются другие выражения для функции распределения скоростей (которая падает

более медленно, чем функция Максвелла, с увеличением скорости). Иногда эти эмпирические выражения используются и при построении теоретических кривых роста.

Необходимо еще отметить, что межзвездный газ участвует в галактическом вращении. Этот эффект сказывается на профилях межзвездных линий поглощения при больших расстояниях до звезд, причем он различен для разных направлений. При построении теоретических кривых роста его также необходимо принимать во внимание.

**4. Физическое состояние межзвездного газа.** Как мы видели выше, межзвездный газ является чрезвычайно разреженным. По свечению газа в зонах Н II было найдено, что в 1 см<sup>3</sup> межзвездного пространства находится в среднем всего 1 атом водорода. Примерно такой же результат получается и по межзвездным линиям поглощения. Правда, в этом случае непосредственно из наблюдений находится концентрация других атомов (в частности, натрия и кальция) и при переходе к концентрации атомов водорода приходится делать предположения об относительном содержании элементов в межзвездном пространстве. Очень подробные сведения о концентрации межзвездного водорода и о его распределении в пространстве дают наблюдения галактического радиоизлучения с длиной волны 21 см, о чем будет сказано в следующем параграфе.

Рассмотрим теперь кратко вопрос о температуре межзвездного газа. В зонах Н II температура определяется методами, изложенными в гл. V, и оказывается порядка 10 000 К. Для нахождения температуры в зоне Н I также может быть применен один из указанных методов, основанный на рассмотрении энергетического баланса газа. Однако в зоне Н I газ приобретает и расходует энергию иначе, чем в зоне Н II. Как мы помним, в зоне Н II нагревание газа происходит в основном при фотоионизации атомов водорода (и отчасти атомов гелия). Но в зоне Н I ионизуются лишь те атомы, потенциал ионизации которых меньше 13,6 эВ. При этом, как показывают простые оценки, больше всего энергии газ получает при ионизации атомов углерода (потенциал ионизации которого равен 11,3 эВ). А так как число атомов углерода приблизительно в 10<sup>4</sup> раз меньше числа атомов водорода, то единичный объем газа в зоне Н I получает гораздо меньше энергии, чем в зоне Н II. Вследствие этого в зоне Н I играют роль такие механизмы охлаждения газа, которые совершенно не существенны в зоне Н II. Из них на первое место надо поставить электронные столкновения, возбуждающие уровни тонкой структуры основных термов некоторых ионов (в частности, С II и Fe II). Из сказанного следует, что температура газа в зоне Н I должна быть весьма низкой.

Более подробное рассмотрение вопроса показывает, что нагревание газа в зоне Н I вызывается не столько излучением звезд, сколько космическими лучами и рентгеновским излучением от различных источников. Учет этих механизмов нагрева в уравнении

энергетического баланса приводит к температуре газа порядка 30—80 К. Эта температура относится к облакам межзвездного газа. Между же облаками, где плотность гораздо меньше, температура должна быть порядка 5000—7000 К. Эти теоретические заключения подтверждаются измерением профилей межзвездной линии водорода с длиной волны 21 см.

При условиях, существующих в зонах нейтрального водорода, в них должно присутствовать значительное число разных молекул. При термодинамическом равновесии концентрация молекул определяется формулой (14.20). Так как в межзвездном пространстве нет термодинамического равновесия, то для нахождения концентрации молекул приходится использовать условие равенства между числом образующихся и числом диссоциирующих молекул. Таким путем, в частности, найдено, что в межзвездных облаках должно быть много молекул водорода  $H_2$ . Однако эти молекулы в течение долгого времени не были обнаружены, так как все их линии, возникающие из основного состояния, расположены в ультрафиолетовой области спектра. Лишь при внеатмосферных наблюдениях с борта космических аппаратов эти линии удалось зарегистрировать. По их эквивалентным ширинам получено, что количество молекул водорода  $H_2$  составляет заметную долю количества атомов водорода H (порядка 5—50%).

Кроме молекулы  $H_2$ , при наблюдениях в видимой и ультрафиолетовой областях спектра обнаружены в межзвездном пространстве также молекулы  $CH$ ,  $CH^+$ ,  $C$ ,  $CO$ . Линии очень многих молекул наблюдаются в радиодиапазоне (о них см. ниже).

**5. Движение межзвездного газа.** Как показывают наблюдения межзвездных линий поглощения, газовые облака в межзвездном пространстве движутся со скоростями порядка 10 км/с. Наблюдения светящихся газовых облаков приводят приблизительно к таким же результатам. В этом случае скорости движения облаков определяются по смещению эмиссионных линий в их спектрах. Вместе с тем внутри облаков существуют и беспорядочные (турбулентные) движения. Это проявляется в том, что лучевые скорости разных элементов газового облака различны. В частности, внутренние движения были подробно изучены в случае туманности Ориона. Оказалось, что средняя скорость таких движений порядка 7 км/с.

Исследование движения межзвездного газа производится методами газовой динамики (см. [6] и [7]). Здесь мы отметим лишь некоторые результаты.

Если газовое облако находится в вакууме, то оно, естественно, должно расширяться. Как показал Риман, скорость расширения равна

$$v = \frac{2v_s}{\gamma - 1}, \quad (33.31)$$

где  $v_s$  — скорость звука и  $\gamma$  — показатель аднабаты.

Скорость звука, как известно, дается формулой

$$v_s = \sqrt{\frac{\gamma k T}{\mu m_H}}, \quad (33.32)$$

где  $\mu$  — средняя молекулярная масса. Межзвездный газ является в основном одноатомным, вследствие чего  $\gamma = 5/3$ . Можно считать, что  $\mu = 1$  и  $T = 100$  К в зоне Н I и  $\mu = 1/2$  и  $T = 10\,000$  К в зоне Н II. Поэтому для скорости звука в этих зонах получаем значения  $v_s = 1,2$  км/с и  $v_s = 19$  км/с соответственно.

При указанных значениях  $\gamma$  и  $v_s$  из формулы (33.31) следует, что облако ионизованного водорода должно расширяться в пустоту со скоростью порядка 60 км/с. Очевидно, что приблизительно с такой же скоростью будет происходить расширение и тогда, когда плотность облака гораздо больше плотности окружающей среды. Однако обычно плотность зоны Н II не отличается значительно от плотности примыкающей к ней зоны Н I. В этом случае зона Н II будет расширяться медленнее, однако она все-таки должна расширяться вследствие большой разницы давлений в этих зонах, вызванной разницей температур. Расширение горячего газа зоны Н II приводит в движение холодный газ зоны Н I и сжимает его. Вместе с тем при этом уменьшается плотность горячего газа и он становится прозрачнее для излучения звезды в лаймановском континууме. Это излучение проникает в сжатый холодный газ и вызывает его ионизацию. Благодаря такому процессу во внешнем слое зоны Н II должен находиться более плотный газ и он должен светиться ярче газа во внутренних частях. Как показывают наблюдения, зоны Н II, действительно, часто ограничены светлыми оболочками.

Характерной чертой движения межзвездного газа является образование ударных волн. Это объясняется тем, что скорости движения газа в межзвездном пространстве часто превосходят скорость звука (особенно в зонах Н I). Возникновение ударных волн может происходить при различных процессах: при расширении зоны Н II (или, как иногда говорят, при движении ионизационного фронта), при встречах межзвездных облаков, при движении оболочек, выброшенных при вспышках новых и сверхновых звезд.

Приведем некоторые формулы, описывающие явления, происходящие при распространении ударной волны. Пусть плотное облако (или оболочка) движется со скоростью  $v$  в межзвездном неионизованном газе. Перед облаком будет находиться сжатый газ, движущийся с той же скоростью  $v$ . Граница между сжатым и несжатым газом, называемая фронтом ударной волны, движется со скоростью  $V$ , превосходящей  $v$ . Если ударная волна распространяется в идеальном одноатомном газе, то, как показывают

расчеты,

$$V = \frac{4}{3} v, \quad (33.33)$$

а плотность сжатого газа в четыре раза больше плотности несжатого газа. При сжатии газа происходит также повышение его температуры до значения, определяемого формулой

$$\frac{3}{2} kT = \frac{\mu m_H v^2}{2}. \quad (33.34)$$

Очевидно, что нагревание газа и сообщение ему движения происходит за счет кинетической энергии облака, которое постепенно тормозится. Однако при получении приведенных формул не был принят во внимание тот факт, что нагретый сжатый газ может охлаждаться. Это охлаждение происходит вследствие того, что атомы возбуждаются при столкновениях со свободными электронами, а затем испускают кванты в спектральных линиях, выходящие из газа. Такой процесс представляет собой высвечивание газа. Структура ударных волн с высвечиванием впервые была рассмотрена С. Б. Пикельнером [3], а затем и другими авторами. Результаты этой теории отличаются от указанных выше. В частности, было найдено, что плотность сжатого газа может в десятки раз превзойти его первоначальную плотность. Возможно, что свечение некоторых диффузных туманностей объясняется высвечиванием газа после прохождения ударной волны.

Существующие в Галактике турбулентные движения газа изучаются особыми статистическими методами. В простейшем случае считается, что турбулентное движение характеризуется хаотическим перемещением газовых масс, при котором энергия движений больших масштабов полностью передается движениям меньших масштабов, превращаясь в конце концов в тепловую энергию. В этом случае, согласно А. Н. Колмогорову, относительная скорость движения турбулентных масс  $v$  связана с расстоянием между ними  $l$  соотношением

$$v \approx (\varepsilon l)^{1/3}, \quad (33.35)$$

где  $\varepsilon$  — энергия, получаемая одним граммом вещества за 1 с от источников турбулентности. Анализ наблюдательных данных о движении межзвездного газа приводит к выводу, что закон (33.35) в общих чертах выполняется до значения  $l \approx 100$  пс. При этом для энергии, приобретаемой газом, должно быть принято значение  $\varepsilon \approx 10^{-3}$  эрг/г·с. При более строгом исследовании турбулентности в Галактике следует учитывать влияние на нее магнитного поля (см. [3]).

Движение газа и пыли в Галактике может вызываться рядом причин. Одной из них является давление излучения звезд, довольно сильно действующее на пылевые частицы. В качестве другой

причины можно указать расширение оболочек новых и сверхновых звезд. Наибольшую же роль в сообщении движений газу и пыли в межзвездном пространстве играет, по-видимому, расширение зон ионизованного водорода, окружающих звезды класса О.

## § 34. Космическое радиоизлучение

**1. Излучение зоны Н II.** Излучение межзвездной среды наблюдается как в оптической области спектра, так и в радиодиапазоне. Наблюдения в радиодиапазоне дают ценные сведения не только о физическом состоянии межзвездной среды, но также о ее структуре и движении. Особенно важно то, что мы можем наблюдать радиоизлучение от очень далеких частей Галактики, которые совершенно недоступны для оптических наблюдений. Объясняется это тем, что межзвездная пыль практически прозрачна в радиочастотах.

Сначала остановимся на радиоизлучении, идущем от зон ионизованного водорода. Такое излучение, наблюдаемое в сантиметровом и дециметровом диапазонах, является тепловым (в метровом диапазоне добавляется еще нетепловое излучение, о котором речь будет идти ниже). Так как радиоизлучение спокойного Солнца также имеет тепловую природу, то при рассмотрении теплового радиоизлучения зон Н II мы можем воспользоваться формулами, приведенными в § 18.

Допустим, что радиоизлучение идет к нам от облака ионизованного водорода и на пути от облака до наблюдателя поглощение отсутствует. Обозначим через  $\epsilon_v$  объемный коэффициент излучения и через  $\alpha_v$  объемный коэффициент поглощения в облаке. Если излучение является тепловым, то мы имеем

$$\frac{\epsilon_v}{\alpha_v} = B_v(T_e) = \frac{2v^2}{c^2} kT_e, \quad (34.1)$$

где  $T_e$  — температура электронного газа. Выше было установлено, что в зонах Н II величина  $T_e$  почти постоянна (и близка к 10 000 К). Поэтому для интенсивности излучения, выходящего из облака, можем написать

$$I_v = B_v(T_e) \left( 1 - e^{-\tau_v^0} \right), \quad (34.2)$$

где  $\tau_v^0$  — оптический путь луча в облаке. Для вычисления величины  $\tau_v^0$  следует воспользоваться формулой (18.9), на основании которой получаем

$$\tau_v^0 = \int_0^{s_0} \alpha_v ds = \frac{2^4 \pi^2 e^6}{3 \sqrt[3]{3c} (2\pi m k T_e)^{3/2}} \frac{g_v}{v^2} \int_0^{s_0} n_e n^+ ds, \quad (34.3)$$

где  $s_0$  — геометрическая «толщина» облака.

Как мы знаем, интенсивность излучения  $I_v$  принято выражать