

С. Б. ПИКЕЛЬНЕР

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛОКНИСТЫХ ТУМАННОСТЕЙ

(Представлено академиком Г. А. Шайном 15 II 1954)

При помощи небулярного спектрографа (описание и методику обработки см. ⁽¹⁾) получены спектры волокнистых туманностей в созвездии Лебедь. Относительные интенсивности основных линий даны в табл. 1. Для спектра характерна низкая степень ионизации в сочетании с сравнительно большой относительной интенсивностью запрещенных линий. Эта особенность сближает волокнистую туманность с волокнами Крабовидной туманности ⁽²⁾. Цель работы — рассмотреть количественно гипотезу Оорта ⁽³⁾, согласно которой свечение этих туманностей возбуждается при распространении в межзвездном газе ударной волны, вызванной движением оболочки сверхновой, вспыхнувшей несколько десятков тысяч лет назад.

Изменение состояния газа при адиабатическом пересечении фронта волны хорошо изучено ^(4,5). Сильная ударная волна увеличивает плотность одноатомного межзвездного газа в 4 раза, температура T сжатого газа определяется равенством

$$\frac{3}{2} kT = \frac{1}{2} m_H v^2, \quad (1)$$

где v — скорость сжатого газа относительно межзвездной среды. Скорость фронта в той же системе отсчета $V = \frac{4}{3} v$. Если газ частично ионизован, то высокую температуру при прохождении ударной волны приобретут сначала тяжелые частицы, так как скорость направленного движения в волне мала сравнительно с тепловыми скоростями электронов. Последние получают энергию от столкновений с атомами и ионами, причем взаимодействие с ионами значительно эффективнее. Рассчитанную на 1 ион и 1 электрон величину энергии, приобретаемой электронами от ионов E_{ie} в 1 сек., можно оценить, исходя из среднего пути релаксации электрона в плазме ⁽⁶⁾

$$l_{ee} \approx \frac{(kT)^2}{e^4 n_e L}, \quad (2)$$

где L в условиях межзвездного газа ≈ 40 , и из того факта, что путь релаксации электрона среди ионов l_{ei} в m_H/m раз больше. Очевидно, что

$$n_i n_e E_{ie} \approx \frac{v_e}{l_{ee}} \frac{m}{m_H} \frac{3}{2} n_e k (T_i - T_e) = 10^{-17} n_{HII} n_e T_e^{-3/2} (T_i - T_e). \quad (3)$$

Приобретаемая от ионов энергия расходуется электронами на возбуждение и ионизацию водорода, гелия и других элементов. Энергию, расходуемую на возбуждение и ионизацию водорода, рассчитанную на 1 электрон и 1 нейтральный атом, можно записать в виде

$$\varphi(T_e) = \sum_{n=2}^{\infty} F_{1n} \chi_{1n} + Z_1 \chi_1,$$

где F_{1n} — число возбуждений уровня n , а Z_1 — число ионизаций.

Эти величины были вычислены для различных T_e в (7). Аналогичные функции были вычислены нами для гелия ($\Phi(T_e)$) и для O, N, S ($\psi(T_e)$). Последняя функция имеет значение при сравнительно низких температурах. Помимо возбуждения и ионизации энергия расходуется на ускорение образовавшихся при ионизации медленных электронов до средней энергии.

Электронная температура определяется уравнением

$$\frac{3}{2} k \frac{dT_e}{n_H dt} = x E_{ie} - (1-x) \left[\varphi(T_e) + \frac{3}{2} k Z_1 T_e \right] - 0,2(1-y) \Phi(T_e) - \psi(T_e). \quad (4)$$

Здесь x и y — соответственно, степень ионизации H и He; n_H — концентрация атомов H; относительное число атомов He принято равным 0,2; обилия O, N и S включены в $\psi(T_e)$. Температура ионов и нейтральных атомов (полная концентрация равна n_H) и величины x и y определяются уравнениями

$$\frac{2}{3} k \frac{dT_i}{n_H dt} = -x^2 E_{ie}; \quad (5)$$

$$\frac{dx}{n_H dt} = (1-x) Z_1 - x C_H; \quad (6)$$

$$\frac{dy}{n_H dt} = (1-y) Z_1 - y C_{He}, \quad (7)$$

где C — вероятность рекомбинации на все уровни для соответствующего иона. Система (4) — (7) интегрировалась численно с начальными значениями $x = 0,01$, $y = 0$, соответствующими области HI. $T_i^{(0)}$ задавалась как параметр, $T_e^{(0)}$ определялось из (4) при условии, что левая часть мала сравнительно с основными членами.

Плотность непосредственно в расчет не входит и определяет только шкалу времени.

Интегрирование показало, что при $T_i^{(0)} = 400\,000^\circ$ и $T_i^{(0)} = 450\,000^\circ$ ($v \approx 100$ км/сек.) x в максимуме достигает, соответственно, 45 и 65%. Ионизация кислорода и других элементов определяется системой уравнений

$$\frac{d\left(\frac{n_3}{n}\right)}{n_H dt} = \frac{n_2}{n} x Z_2(T_e) - \frac{n_3}{n} x C_2(T_e), \quad \frac{d\left(\frac{n_1}{n}\right)}{n_H dt} = -\frac{n_1}{n} x Z_1(T_e) + \frac{n_2}{n} x C_1(T_e), \quad (8)$$

$$n_1 + n_2 + n_3 = n,$$

где функции Z и C вычислялись для каждого элемента. Предполагалось, что в начальный момент элементы находятся в состояниях OI, NI и SII. Расчет показал, что в состояние OIII перейдут, соответственно, 0,3 и 0,6% атомов O, что не согласуется с наблюдениями (наличие [OIII]). Проведен расчет для $T_i^{(0)} = 850\,000^\circ$ ($v = 144$ км/сек.), результаты представлены на рис. 1. Сначала, пока x мало, мало и взаимодействие между электронами и ионами, поэтому T_e сравнительно низка. Все процессы идут сначала медленно, но постепенно ускоряются по мере роста x , пока не истощится запас энергии тяжелых частиц. После этого температура падает. Ионизация водорода и других элементов падает гораздо медленнее.

Излучение всего газа за фронтом волны определяется суммой излучений всех слоев с различной температурой, ионизацией водорода и рассматриваемых элементов.

С эффективными сечениями, данными в (8), была вычислена интенсивность излучения в линиях [OII], [OIII], [NII] и [SII] при различных

температурах, рассчитанная на 1 электрон и 1 атом водорода, с учетом содержания этих элементов. Последнее было перевычислено по данным⁽⁹⁾ с новыми сечениями. Если обозначить эту величину через U , то интенсивность излучения волны в линии

$$I = \int U n_H^2 x_i \frac{n_i}{n} ds = (V - v) n_H \sec \vartheta \int U x \frac{n_i}{n} n_H dt. \tag{9}$$

Так же рассчитывается интенсивность H_β , складывающаяся из составляющей, возбуждаемой столкновениями, и из рекомбинационного

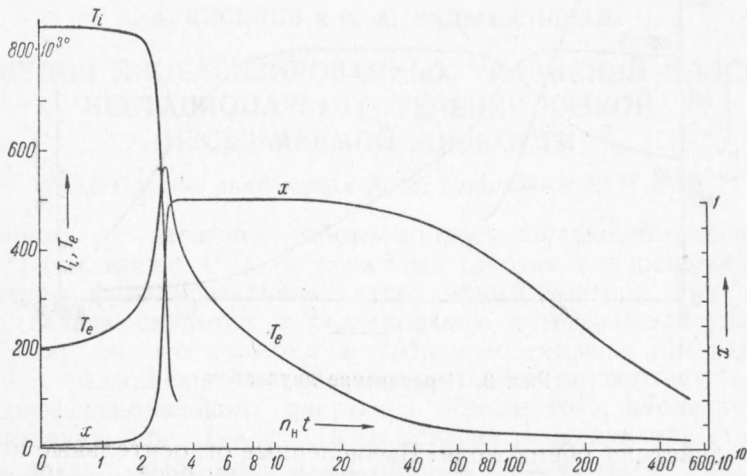


Рис. 1. Физические условия за фронтом волны

излучения. Она равна в данном случае $2 \cdot 10^{-7} n_H \sec \vartheta$ эрг/см²·сек·стерад, причем обе составляющие примерно равны. Относительные интенсивности линий даны в табл. 1.

Учитывая возможные ошибки наблюдений (особенно для слабой H_β), где усредняется излучение разных волокон с разным спектром, и неточность расчета, согласие в общем приемлемо. При несколько меньшей $T_i^{(0)}$, как показывает оценка, оно было бы лучше для всех линий.

Абсолютная интенсивность H_β путем редуций получена из⁽¹⁰⁾: $I_\beta \approx 10^{-4}$ эрг/см²·сек·стерад. Отсюда $n_H \sec \vartheta \approx 500$. Концентрация в межзвездных газовых облаках ≈ 20 см⁻³, при сжатии в 4 раза концентрация будет недостаточна.

Время сжатия, определяемое перемещением фронта на несколько длин свободного пробега, в 30 раз меньше времени охлаждения, определяемого из рис. 1, поэтому сжатие должно мало отклоняться от адиабатического. Кроме того, можно показать, что свечение зависит от плотности газа перед фронтом $n_H^{(0)}$, а не от характера сжатия, так как $n_H (V - v) = n_H^{(0)} V$. Вторая трудность модели с одной волной — необъяснимость волокнистой структуры.

Введем гипотезу, что свечение возбуждается при пересечении двух ударных волн. Вторая волна входит в частично ионизованный холодный

Таблица 1

	Одна волна	Две волны			Наблю- дения
	$T_i^{(0)}$ в град.				
	850	380 000	400 000	450 000	
SH	1	2,3	1,9	1,2	2,8
NH	1	2,6	2,3	1,3	2,8
OH	5	0,84	1,6	7,4	4,7
OII	9	11,8	15,1	12,4	25
H_β	1	1	1	1	1

и уплотненный газ и производит вторичное уплотнение и нагрев. Состояние газа описывается теми же системами уравнений (4)–(8), но с другими начальными условиями, определяемыми первой волной. Интегрирование проведено для различных $T_i^{(0)}$, один случай ($T_i^{(0)} = 400\,000^\circ$) представлен на рис. 2. Ионизация элементов определялась

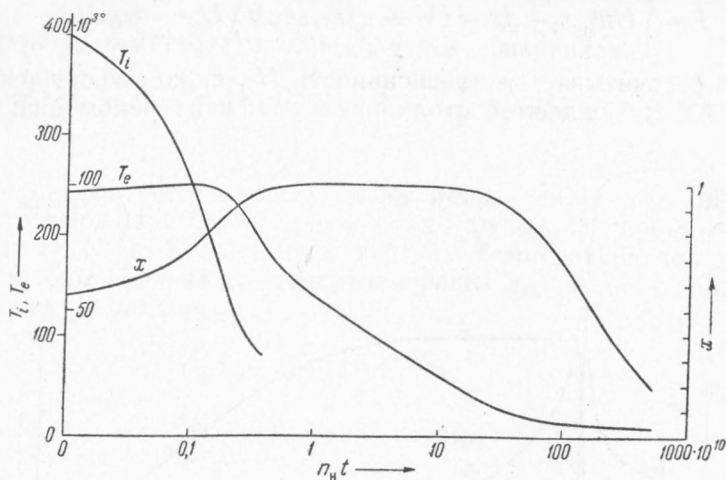


Рис. 2. Пересечение двух волн

с учетом действия обеих волн. Вычисленные относительные интенсивности даны в табл. 1. При $T_i^{(0)}$ от 400 000 до 450 000° ($v = 100$ км/сек.) согласие с наблюдениями удовлетворительное. Интенсивность H_β $I_\beta \approx 10^{-7} n_H \text{ sec } \vartheta$, причем возбуждение столкновениями дает $1/3$ полного излучения. Отсюда $n_H \text{ sec } \vartheta \approx 10^3$ и n_H — несколько сотен атомов на 1 см^3 . Область свечения должна быть локализована вдоль линии пересечения фронтов. Толщина ее определяется временем затухания свечения ($t = 200 \cdot 10^{10} n_H^{-1}$ из рис. 2) и равна $(V - v)t \approx 1 - 2 \cdot 10^{16} \text{ см}$, что близко к толщине волокон. Можно предложить как гипотезу следующий механизм образования пересечений волн. Скорость волны зависит от плотности газа перед фронтом⁽⁵⁾, каждая неоднородность должна деформировать фронт, в результате чего при некоторых условиях может осуществиться пересечение соседних участков.

Выводы. Ударная волна в межзвездном газе может вызвать свечение, по спектральному составу близкое к волокнистым туманностям. Для объяснения абсолютной интенсивности нужен или необычно плотный межзвездный газ или пересечение двух волн. В последнем случае светящаяся область будет иметь форму волокна.

Крымская астрофизическая обсерватория
Академии наук СССР

Поступило
10 II 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ С. Б. Пикельнер, Изв. Крымск. астрофиз. обс., II, 80 (1953). ² R. Minowski, Ap. J., 96, 199 (1942). ³ J. H. Oort, M. N., 106, 159 (1946). ⁴ Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика сплошных сред, 1944, стр. 286. ⁵ И. Бургерс, Проблемы космической аэродинамики, ИЛ, 1953, стр. 75, 122. ⁶ Л. Д. Ландау, ЖЭТФ, 7, 203 (1937). ⁷ С. А. Каплан, С. И. Гопасюк, Циркуляры Львовск. астр. обс., № 25 (1953). ⁸ M. J. Seaton, Proc. Roy. Soc., A 218, 400 (1953). ⁹ Д. Мензел и др. Физические процессы в газовых туманностях, ИЛ, 1948. ¹⁰ J. Chamberlin, Ap. J., 117, 387, 399 (1953).