

УДК 524.523

ОБОЛОЧЕЧНЫЕ ЗОНЫ Н II

Е. А. ЛОГВИНЕНКО, Ю. А. ЩЕКИНОВ

Поступила 29 июля 1982

Принята к печати 20 апреля 1983

Рассмотрена структура зоны Н II в окрестности звезды с ветром. На начальных стадиях, когда давление ветра велико, ионизованный газ собирается в тонкую оболочку. Через время $t \sim 4 \cdot 10^5$ лет давление ветра на оболочку уменьшается настолько, что кольцевая структура зоны Н II практически исчезает. Показано, что движения ионизованного газа с высокими скоростями ($v \sim 100$ км/с), наблюдаемые в туманностях Ориона, М 16, М 17, могут быть вызваны действием звездного ветра с мощностью $L \approx 10^{36}$ эрг/с ($\dot{M} \approx 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$).

1. *Введение.* Убедительные доказательства активного воздействия звездного ветра на окружающий межзвездный газ представил впервые Щеглов [1]. Он обнаружил высокоскоростные движения ионизованного газа в суманностях Ориона, Омега и некоторых других. Скорости движений достигают $70 \div 100$ км/с. Для интерпретации этих наблюдений Пикельнер [2] построил модель, связывающую высокоскоростной ионизованный газ с ударной волной, генерируемой звездным ветром и распространяющейся по зоне Н II. В модели Пикельнера область взаимодействия ветра с окружающим газом разделена на четыре зоны: зона 1 — свободно расширяющийся ветер, зона 2 — сжатый ветер*, зона 3 — сжатый ударной волной межзвездный газ, зона 4 — невозмущенный ионизованный межзвездный газ. Высокоскоростные компоненты рекомбинационных линий формируются в зоне 3.

Детальный расчет динамики взаимодействия ветра с окружающим газом Н II в автомодельном приближении был выполнен в работах [3, 4]. При этом считалось, что размер зоны Н II определяется классическим статическим радиусом Стремгрена. В действительности, из-за того, что рекомбинирующее вещество выметается из зон 1 и 2, объем, занимаемый

* Из-за малой плотности вещества объем, занимаемый зонами 1 и 2, называют сейчас «пузырем».

ионизованным водородом, отличается от объема зоны Стремгрена, и, кроме того, закон его изменения отличается от законов расширения классических областей Н II. Сравнивая теоретические отношения интенсивностей высокоскоростных компонентов линий H_{α} и H_{β} к низкоскоростным с наблюдаемыми [1], Дайсон и де Вриз [4] оценили темп потери массы возбуждающими звездами: $M \sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$. Из-за чрезмерно большого значения величины M они пришли к выводу, что рассматриваемый механизм не может быть ответственным за наблюдаемые Щегловым явления [1]. Однако этот вывод малообоснован: во-первых, в своих оценках Дайсон и де Вриз [4] использовали величины, содержащие значительный произвол (например, возраст наблюдаемой структуры), во-вторых, они пренебрегали упомянутым выше перераспределением Н II-газа.

В настоящей работе мы приведем результаты расчетов оболочечных структур Н II и покажем, что высокоскоростные движения ионизованного газа в туманностях Ориона, М 16, М 17 и других [1, 5] могут быть объяснены действием звездного ветра с мощностью $L \sim 10^{36}$ эрг/с.

2. Зона Н II. Для возбуждающей звезды мы будем принимать характеристики, типичные для звезд главной последовательности спектральных классов ОВ. В этом случае при концентрации окружающего газа $n \gg 1 \text{ см}^{-3}$ характерные времена развития оболочечной структуры не превышают 10^5 лет, что дает возможность пренебречь изменениями мощности ветра и ионизирующего излучения. Для простоты рассмотрим идеализированную модель, в которой звезда с полным количеством излучаемых L_{α} -квантов $S = 10^{48} S_{48}$ фотон/с и мощностью ветра* $L = 10^{36} L_{36}$ эрг/с „включается“ в момент времени $t = 0$. Будем считать, следуя [6], что перед ионизационным фронтом распространяется волна диссоциации, разрушающая молекулы H_2 , если они присутствуют в окружающем газе. На начальных стадиях ионизационный фронт будет представлять собой фронт R-типа**. При $t \ll t_0 = (a_2 n)^{-1}$ (a_2 — скорость рекомбинации водорода на второй и более высокие уровни, n — концентрация окружающего газа) его скорость: . .

* Темп потери массы, $M = 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ со скоростью ветра $v_w = 2000$ км/с соответствует мощности $L = 1.27 \cdot 10^{36}$ эрг/с.

** Напомним, что ионизационным фронтом R-типа называется такой фронт ионизации, скорость распространения которого v_i превышает некоторое критическое значение $v_R \approx 2v_2$, где v_2 — скорость звука в ионизованном газе. Если $v_i < v_D \approx v_1^2/2v_2$, где v_1 — скорость звука в невозмущенном нейтральном газе, ионизационный фронт называется фронтом D-типа. Решения с $v_D < v_i < v_R$ не существуют. Более подробно см. об этом в [7].

$$v_i \approx \frac{1}{3} \frac{r_{St}}{t_0} \left(\frac{t_0}{t} \right)^{2.5}, \quad (1)$$

здесь $r_{St} = (3S/4\pi z_2 n^2)^{1/3}$ радиус Стремгрена, t — время. По ионизованному газу распространяется ударная волна, генерируемая ветром. Положение фронта ударной волны определяется выражением [3]:

$$R_s \approx \left(\frac{L t^3}{\rho_i} \right)^{1/5}, \quad (2)$$

а ее скорость

$$v_s \approx \frac{3}{5} \left(\frac{L}{\rho_i t^2} \right)^{1/5}, \quad (3)$$

ρ_i — плотность газа в зоне 4. Решение (2) справедливо на временах $t < t_s \approx 0.1 v_2^{-5/2} L^{1/2} \rho_i^{-1/2}$, ограниченных моментом равенства скорости ударной волны скорости звука в зоне Н II: $v_s = v_2$.

За фронтом ударной волны расположена зона сжатого межзвездного газа — зона 3. На начальных стадиях расширения температура газа в этой зоне равна [7]:

$$T_s = \frac{3 \mu m_H v_s^2}{16 k},$$

здесь μ — молекулярный вес, m_H — масса атома водорода, k — постоянная Больцмана. Через время $t_{cool} \approx k T_s / \Delta (T_s) n_s$, где $\Delta (T)$ эрг $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$ — скорость охлаждения газа, n_s — концентрация газа в зоне 3, температура релаксирует к значению, определяемому балансом нагрева и охлаждения $T_s \approx 10^4 \text{ K}$ [4]; в нашем случае время охлаждения равно $t_{cool} \approx 10^{3.3} n_i^{-1}$ лет. Концентрация газа в оболочке составляет:

$$n_s = \frac{3 \rho_i v_s^2}{4 k T_s} \approx 0.27 \frac{\rho_i^{3/5}}{k T_s} \left(\frac{L}{t^2} \right)^{2/5}.$$

При $t > t_{cool}$, благодаря высвечиванию $n_s \gg 4 n_i$. Считая, что вся масса межзвездного газа, наметенного ветром, сосредоточена в зоне 3, представляющей собой тонкий слой плотного газа, найдем толщину этого слоя:

$$\Delta R_s = \frac{n_i R_s}{3 n_s}.$$

Теперь, в отличие от обычного случая, скорость ионизационного фронта определяется выражением:

$$v_i = \frac{1}{4\pi r_i^2 n} \left\{ S - \frac{4\pi}{3} a_2 n_i^2 (r_i^3 - R_s^3) - 4\pi a_2 n_s^2 R_s^2 \Delta R_s \right\}, \quad (4)$$

здесь r_i — радиус ионизационного фронта, второй член в фигурных скобках описывает поглощение L_c -квантов в зоне 4, третий — в зоне 3. Из-за быстрого увеличения массы газа в зоне 3: $M_s \propto t^{9/3}$, количество L_c -квантов, приходящих на границу Н II-зоны, быстро уменьшается и при $t = t_m = t_0 \ln \left(1 + \frac{60 k T_s S}{4\pi L} \right) = t_0 \ln (1 + 6.3 S_{48} L_{36}^{-1})$ правая часть в (4) обращается в нуль. После этого газ на внешней границе зоны Н II быстро рекомбинирует и ионизационный фронт начинает „отступать“. Характерное время изменения размеров зоны Н II* $t_i = r_i/v_i$ существенно меньше характерного динамического времени $t_d = r_i/v_s$, поэтому мы будем пренебрегать возможным перераспределением плотности вне зоны 3 и полагать $n_i = n$.

Решением уравнения (4) при $t < t_m$ является:

$$r_i = r_{st} \left\{ \left(1 + \frac{n_s}{n} \frac{R_s^3}{r_{st}^3} \frac{t_0}{t} \right) (1 - e^{-t/t_0}) - \frac{n_s}{n} \frac{R_s^3}{r_{st}^3} \right\}^{1/3}. \quad (5)$$

При $t > t_m$ размер зоны Н II описывается законом**:

$$r_i = \left(r_{st}^3 - \frac{n_s}{n} R_s^3 + R_s^3 \right)^{1/3}. \quad (6)$$

Через время $t_{\text{дip}} \approx \frac{30 k T_s S}{4\pi L} t_0 \approx \frac{3.3 S_{48}}{L_{36} n} t_0$ зона ионизации погружается в плотную оболочку. При этом:

$$r_i \approx R_s. \quad (7)$$

Пыль в зоне Н II приводит к уменьшению количества ионизирующих квантов. В этом случае все приведенные выше результаты справедливы с заменой величины S на zS . Фактор z , зависит от оптической толщи всей области ионизации на пыли: z изменяется от 1 до 0.2 при изменении оптической толщи от 0 до 2 [8]. В нашем случае оптическая

* При $t = t_m$, когда $v_i = 0$, время t_i определяется скоростью рекомбинации, т. е. $t_i \sim t_0$.

** При $t \sim t_m$ ионизационный фронт R -типа переходит в D -фронт, но длительность стадии D -фронта мала, $\Delta t_D \sim \frac{10 r_{st}^2 v_R k T_s n}{L} t_0 \sim 0.3 S_{48}^{2/3} L_{36}^{-1} n^{-4/3} t_0$.

толща зоны Н II на пыли невелика: с учетом перераспределения пыли за счет выметания вещества ветром, на момент времени $t = t_m$ оптическая толщина составляет $\tau \approx 0.05$ для $n = 1 \text{ см}^{-3}$ и $\tau \approx 0.5$ для $n = 10^3 \text{ см}^{-3}$, при $t > t_m$ значение τ зоны Н II уменьшается: в расчетах мы принимали эффективное сечение экстинкции равным $2 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ около $\lambda = 1000 \text{ \AA}$ [9, 10]. Согласно [8] при $\tau = 0.5$ $z = 0.5$. Это слабо влияет на размер зоны Н II, r_p , поскольку при $t < t_m$ $r_i \propto S^{1/3}$; при $t > t_m$ зависимость еще более слабая. Наиболее чувствительно к изменениям S время $t_{\text{дип}}$: $t_{\text{дип}} \propto S$. В целом пыль приводит к уменьшению пространственных и временных масштабов рассматриваемых процессов.

3. *Наблюдаемые величины.* Типичной особенностью зоны ионизации в окрестности звезды с ветром является разделение ее на две части: 1) разреженная внешняя область невозмущенного ударной волной, ионизованного газа и 2) плотная, сосредоточенная в тонком слое, внутренняя область (рис. 1). Во внешней области формируются слабые низкоскорост-

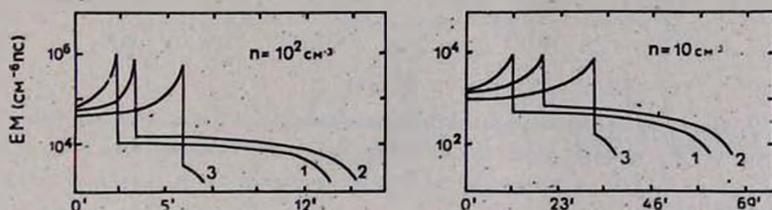


Рис. 1. Распределение меры эмиссии зоны Н II по углу для звезды, окруженной газом с плотностью частиц $n = 10^2 \text{ см}^{-3}$ (слева) и $n = 10 \text{ см}^{-3}$ (справа). Расстояние до звезды принято равным 300 пс, $t_1 = 10^5 \text{ л}^{-1}$ лет, $t_2 = 2.2 \cdot 10^5 \text{ л}^{-1}$ лет, $t_3 = 6 \cdot 10^5 \text{ л}^{-1}$ лет; $L_{36} = 1$, $S_{48} = 1$.

ные компоненты рекомбинационных линий, во внутренней — сильные высокоскоростные компоненты. Мера эмиссии высокоскоростной компоненты составляет при $t < t_{\text{дип}}$:

$$EM_h \approx 10^{2.5} L_{36}^{3/5} n^{7/5} t^{-1/5} \text{ см}^{-6} \text{ пс}, \tag{8}$$

здесь t в годах. Отношение мер эмиссии низкоскоростной компоненты EM_l к высокоскоростной — EM_h изменяется при этом так, как показано на рис. 2. Заметим, что на этой стадии EM_h не зависит от S .

Возраст структуры определяется отношением наблюдаемых величин R_s и v_s : $t = \frac{3}{5} \frac{R_s}{v_s}$. По известным значениям t и v_s из (3) можно определить $n \approx 0.04 L/m_s v_s^3 R_s^2$. Подставляя это в (8), получим:

$$EM_h \approx 10^{6.4} L_{36}^2 \left(\frac{R_*}{1 \text{ пс}} \right)^{-3} \left(\frac{v_*}{10 \text{ км/с}} \right)^{-4} \text{ см}^{-6} \text{ пс.} \quad (9)$$

Наличие низкоскоростной компоненты рекомбинационного излучения будет свидетельствовать о том, что $t < t_{\text{dip}}$, тогда из (9) по наблюдаемым величинам можно определить L . При $t > t_{\text{dip}}$ $EM_l = 0$, а

$$EM_h \approx 10^{8.4} S_{48} L_{36}^{-2/5} n^{2/5} t^{-6/5} \text{ см}^{-6} \text{ пс.} \quad (10)$$

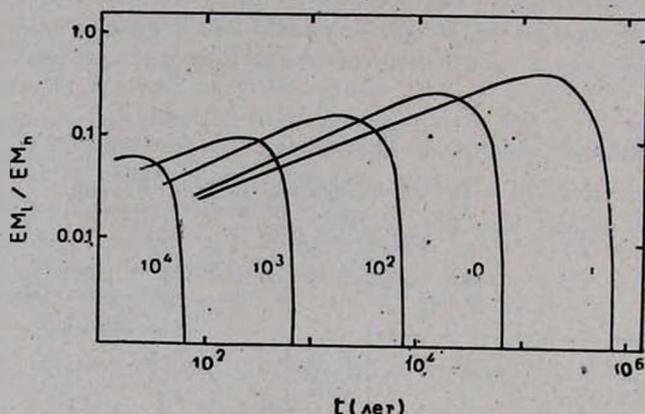


Рис. 2. Отношение меры эмиссии низкоскоростной компоненты рекомбинационного излучения EM_l к мере эмиссии высокоскоростной компоненты EM_h в центре туманности. Числа рядом с кривыми соответствуют плотности числа частиц окружающего звезду газа; $L_{36} = 1$, $S_{48} = 1$.

Из (10) видно, что при $t \sim t_{EM} \approx 10^{5.3} S_{48}^{5/6} L_{36}^{-1/3} n^{1/3}$ лет мера эмиссии упадет до значений $\sim 10^2 \text{ см}^{-6} \text{ пс}$, и оболочка Н II перестанет быть видной. Если концентрация частиц в невозмущенном газе $n \geq 10^3 \text{ см}^{-3}$, то это произойдет при $t \sim t_* \approx 10^{6.2} L_{36}^{1/2} n^{-1/2}$ лет, когда давление газа в пузыре станет равным окружающему: $p_{\text{ex}} \sim 10^{-12} n \text{ дин/см}^2$ [11], в результате оболочка расплывается и останавливается. При этом ее мера эмиссии

$$EM_h \approx 3 S_{48} L_{36}^{-1} n \text{ см}^{-6} \text{ пс,} \quad (11)$$

а перепад меры эмиссии от центра туманности к краю (см. рис. 1) составит $2 \div 3$. Повтому при $t > 10^{5.6}$ лет кольцевая структура туманности будет практически не видна. Таким образом, ярко выраженная оболочечная зона Н II может наблюдаться в течение времени, значительно меньшего, чем время пребывания на главной последовательности звезды спектрального класса позднее О5. Возможно, именно это обстоятельство объясняет тот факт, что кольцевые структуры Н II встречаются редко.

Начиная с $t = t_{dip}$, часть газа в плотной оболочке оказывается неионизованной и, следовательно, видной в линии 21 см. В этом случае толщина слоя Н II в оболочке определяется выражением:

$$\Delta r_I = \frac{S}{4\pi R_*^2 n_*^2}$$

Из закона сохранения массы следует, что плотность нейтрального водорода на луче зрения, проходящего через центр туманности, равна:

$$N_{HI} = \frac{R_* n}{3} - n_* \Delta r_I$$

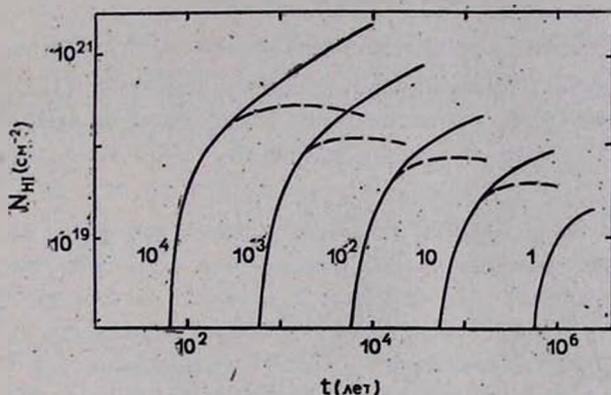


Рис. 3. Плотность нейтрального водорода N_{HI} на луче зрения, соединяющего наблюдателя и звезду. Пунктиром показана зависимость $N_{HI}(t)$, учитывающая образование молекулы H_2 в плотной оболочке; $L_{36} = 1$, $S_{48} = 1$.

Мы приводим на рис. 3 зависимость $N_{HI}(t)$. Полная масса оболочки равна сумме масс Н II — и Н I-газа, но благодаря большой плотности в оболочке газ быстро рекомбинирует — этому соответствует крутой рост N_{HI} на временах, близких к t_{dip} . Величину N_{HI} удобно выразить через наблюдаемые R_* и v_* :

$$N_{HI}/10^{19} \text{ см}^{-2} \approx 10^{2.5} L_{36} \left(\frac{R_*}{1 \text{ пс}}\right)^{-1} \left(\frac{v_*}{10 \text{ км/с}}\right)^{-3} - S_{48} L_{36}^{-1} \left(\frac{v_*}{10 \text{ км/с}}\right), \quad (12)$$

при этом:

$$EM_h \approx 10^4 S_{48} \left(\frac{R_*}{1 \text{ пс}}\right)^{-2} \text{ см}^{-6} \text{ пс}. \quad (13)$$

При концентрации частиц окружающей среды $n \geq 10^2 \text{ см}^{-3}$, спустя время $t \sim t_{dip}$, в нейтральной оболочке могут образовываться моле-

кулы H_2 . Этому соответствует уменьшение N_{H1} (на рис. 3 показано пунктиром). Формулы (12) и (13) применимы на тех стадиях, когда отсутствует низкоскоростная компонента эмиссии.

4. *Обсуждение.* Типичное значение отношения интенсивностей низкоскоростной компоненты к высокоскоростной H_2 , найденное Щегловым [1] в туманности Ориона, составляет $I_1/I_h \approx 0.01 \div 0.001$. Мебарн [5] нашел в M 16 и M 17 по линии λ 5007 А (O III) $I_1/I_h \approx 0.1 \div 0.2$. Это означает (см. рис. 2), что возраст наблюдаемой структуры близок (или меньше) к $t_{дip}$. Значение скорости v_s в этот момент:

$$v_s \approx 10^{1.3} L_{36}^{3/5} S_{48}^{-2/5} n^{1/5} \text{ км/с.} \quad (14)$$

Для плотности частиц в туманности $n = 10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-3}$, $v_s \approx (10^{1.7} \div 10^{2.1}) L_{36}^{3/5} S_{48}^{-2/5} \text{ км/с}$. Таким образом, наблюдаемые в [1, 5] скорости $v \sim 50 \div 100 \text{ км/с}$ легко объясняются ускорением вещества ветром с $L \lesssim 10^{30} \text{ эрг/с}$, что при скорости ветра $v_w = 2000 \text{ км/с}$ соответствует $\dot{M} \lesssim 10^{-6} M_\odot/\text{год}$.

Приведенные выше оценки делают понятным тот факт, что оболочечные зоны H II встречаются крайне редко — это есть следствие того, что, во-первых, мера эмиссии оболочки быстро падает и, во-вторых, из-за уменьшения давления в пузыре уменьшается контраст меры эмиссии от центра туманности к краю. Характерное время уменьшения t_{EM} существенно меньше времени пребывания на главной последовательности для звезд спектральных классов OВ. Для звезд—компонентов двойных систем t_{EM} еще меньше, так как при прочих равных условиях они теряют массу эффективнее, чем одиночные звезды, а по нашим оценкам $t_{EM} \propto L^{-1/3}$. Правда, здесь кольцевые H II-структуры могут возникать в результате сброса оболочки в процессе эволюции тесных двойных [12].

Ростовский государственный
университет

SHELL-LIKE H II-ZONE

E. L. LOGVINENKO, Yu. A. SHCHEKINOV

The structure of H II-zone near the star with strong stellar wind is considered. At initial stages, when stellar wind pressure is large, ionized gas is contracted in a thin shell. After the time $t \sim 4 \cdot 10^5$ years, wind pressure decreases and shell-like structure of H II-gas prac-

tically disappear. It is shown that high-velocity motions of ionized gas ($v \sim 100$ km/s) in Orion, M 16, M 17 may be caused by stellar wind with mechanical luminosity $L \lesssim 10^{36}$ erg/s ($\dot{M} \lesssim 10^{-6} M_{\odot}/\text{year}$).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. V. Shcheglov, *Astrophys. Lett.*, 1, 145, 1968.
2. S. B. Pikel'ner, *Astrophys. Lett.*, 2, 97, 1968.
3. В. С. Аведисова, *Астрон. ж.*, 48, 894, 1971.
4. J. E. Dyson, J. de Vries, *Astron. Astrophys.*, 20, 223, 1972.
5. J. Meaburn, *Nature*, 228, 1069, 1970.
6. J. K. Hill, D. J. Hollenbach, *Ap. J.*, 225, 390, 1978.
7. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, *Физика межзвездной среды*, Наука, М., 1979.
8. V. Petrosian, J. Silk, G. B. Field, *Ap. J. Lett.*, 177, L69, 1972.
9. R. C. Bless, B. D. Savage, *Ap. J.*, 171, 293, 1972.
10. E. B. Jenkins, B. D. Savage, *Ap. J.*, 187, 249, 1974.
11. P. C. Myers, *Ap. J.*, 225, 380, 1978.
12. Т. А. Лозинская, А. В. Тутуков, *Научные информации Астросовета АН СССР* 49, 21, 1981.