

О ПРИРОДЕ ОН-ИСТОЧНИКОВ ВБЛИЗИ ОСТАТКА СВЕРХНОВЫХ

С. А. Пустильник

Предлагается модель ОН-источника на основе глобулы, обжимаемой горячим газом остатка Сверхновой. Рассматривается образование ОН-молекул за фронтом ударной волны, идущей по глобуле. В расчете мазера используются результаты Литвака [4] для инфракрасной накачки. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с наблюдениями. Модель дает интересное предсказание: ОН-источник должен быть окружен областью НП с $T \sim 20\,000^\circ\text{K}$ и $ME \sim 10^5$. Наблюдение такой области принципиально возможно.

A model is suggested of an OH-source based on a globule compressed by the hot gas of a Supernova remnant. The formation of OH-molecules behind the shock-wave front propagating through the globule is considered. In the maser calculation the results of Litvak [4] are used for the infrared pumping mechanism. The results satisfactorily agree with an observations. The model gives an interesting prediction that OH-sources must be surrounded by H II regions with $T \sim 20\,000^\circ$ and $ME \sim 10^5$. Observation of such regions is possible.

1. Введение

Мазерные источники ОН были открыты в 1965 г. группой Уивера [1]. При дальнейшем исследовании выяснилось, что ОН-мазеры в космосе не образуют однородной группы, а могут быть разделены на четыре класса. По-видимому, основой такого разделения должна быть физическая связь с различными космическими объектами. С этой точки зрения мазерные ОН-источники можно разделить на классы источников, ассоциирующихся с областями ионизованного водорода (W3, W49), с инфракрасными звездами (NML Cyg, VY CMa), с областями нетеплового радио-континуума — остатками Сверхновых (W28, W44) и с темными облаками Хейлеса. Источники разных классов отличаются по своим наблюдаемым свойствам, важнейшими из которых являются: яркостная температура, размеры, радиолинии, наблюдаемые в поглощении и эмиссии, поляризация, переменность.

Соображения о природе ОН-источников, ассоциирующихся с областями НП и инфракрасными звездами, были высказаны в работах [2] и [3] соответственно. Гипотезу о природе ОН-источников, ассоциирующихся с остатками Сверхновых, по-видимому, впервые высказал Литвак [4]. Он предполагал, что источником накачки мазера может быть излучение пыли в далеком инфракрасном диапазоне ($\lambda \sim 100\text{ мк}$), нагретой до $T \sim 100^\circ\text{K}$ потоком релятивистских электронов в остатке Сверхновой.

В настоящей работе рассматривается другая возможность — взаимодействие горячего газа остатка Сверхновой с встретившимся на пути плотным газопылевым облаком типа глобулы. Показывается, что при прохождении по глобуле ударной волны могут возникать условия для мазер-

ного усиления в линии ОН 1720 Мгц. Обсуждаются наблюдения, которые помогут понять, насколько предлагаемая модель соответствует реальности.

2. Характеристики ОН-источников вблизи остатков Сверхновых. Физические параметры, получаемые из наблюдений

Мазерные ОН-источники вблизи остатков Сверхновых имеют характерные особенности, которые необходимо объяснить при построении модели. Во-первых, их размеры значительно больше, чем размеры мощных ОН-мазеров вблизи инфракрасных звезд и в областях НII, для которых типичны величины $10^{14} \div 10^{15}$ см. Так, например, размер ОН-источника в W28 по межпланетным мерцаниям больше $10''$, что при расстоянии в 3 кпс соответствует размерам больше $5 \cdot 10^{16}$ см [5]. С другой стороны, точные определения положений ОН-источников, проведенные в [6], дают также верхнюю границу размеров. Для того же источника в W28 это размер порядка $5 \cdot 10^{17}$ см. Во-вторых, усиление в ОН-источниках в остатках Сверхновых сравнительно небольшое, порядка $10^4 \div 10^6$, соответственно для верхней и нижней границы размеров, в то время как в мощных мазерах в области НII и в окрестностях инфракрасных звезд оно достигает 10^{10} и более, а в облаках Хейлеса лишь немного превышает единицу. Таким образом, по этим двум параметрам — размерам и усилению — ОН-мазеры в остатках Сверхновых занимают, по-видимому, промежуточное положение между мощными мазерами в НII-областях и вблизи инфракрасных звезд с одной стороны, и довольно разреженными, слабо усиливающими облаками Хейлеса, с другой. Как показано недавно в работе [7], рассеяние на неоднородностях электронной плотности в этих случаях не дает эффекта и наблюдаемые размеры соответствуют реальным размерам ОН-мазеров.

Еще одной характерной особенностью ОН-мазеров в остатках Сверхновых является то, что мазерное излучение происходит лишь в линии 1720 Мгц, при этом в линии 1612 Мгц наблюдается аномальное поглощение, а в линиях 1665 и 1667 Мгц наблюдается нормальное поглощение. В отличие от мощных мазеров, показывающих сильную, иногда стопроцентную поляризацию, ОН-мазеры в остатках Сверхновых показывают слабую поляризацию, иногда ниже уровня обнаружения.

Ширины линий соответствуют доплеровским скоростям порядка нескольких километров в секунду. По-видимому, это скорости макроскопического движения, так как если бы ширины линий были обусловлены тепловым движением молекул ОН, это соответствовало бы слишком большим температурам: $(4 \div 5) \cdot 10^3$ К.

3. Предварительное обоснование модели и параметры глобул

По существующим представлениям мазерные ОН-источники имеют высокую плотность, которая необходима для обеспечения большого усиления при их относительно скромных размерах. Различные оценки дают для n_{H} — плотности атомов водорода от 10^5 до 10^9 см $^{-3}$ и выше [8]. В случае ОН-источников вблизи инфракрасных звезд такие плотности связывают с расширяющимися оболочками этих звезд, где, по-видимому, и происходит мазерное усиление [3]. В случае ОН-мазеров в НII-областях высокие плотности связывают с протозвездами, образующимися здесь же [2, 9, 10]. Размеры этих мазеров, полученные с помощью интерферометрии со сверхдлинными базами, порядка $10^{14} \div 10^{15}$ см и меньше. Из более протяженных объектов, являющихся кандидатами в мазерные, ОН-источники в остатках Сверхновых, более всего на эту роль подходят

так называемые глобулы. Глобулы наблюдаются обычно на фоне ярких эмиссионных областей в виде маленьких, сильно поглощающих, черных круглых пятен. В таблице приводятся наблюдательные данные по глобулам, взятые из [11]. Мы остановимся на модели ОН-источника в остатке Сверхновой, привлекающей для объяснения мазерного излучения глобулу, взаимодействующую с горячим газом остатка Сверхновой, приводя предварительно дополнительные косвенные свидетельства возможности такой ситуации. Согласно современным представлениям [12], вспыхивать, как Сверхновые II типа, могут массивные, быстро эволюци-

Радиус		Наиболее вероятная масса (в предположении, что $M_{\text{пыли}} : M_{\text{газа}} = 1 : 100$)	Средняя плотность, г/см ³
пс	см		
Б о л ь ш и е г л о б у л ы			
1.1	$3.3 \cdot 10^{18}$	$70 M_{\odot}$	10^{-22}
0.4	$1.2 \cdot 10^{18}$	$30 M_{\odot}$	$0.84 \cdot 10^{-20}$
0.3	$9 \cdot 10^{17}$	$20 M_{\odot}$	$1.5 \cdot 10^{-20}$
0.14	$4.2 \cdot 10^{17}$	$4 M_{\odot}$	$2.6 \cdot 10^{-20}$
0.1	$3 \cdot 10^{17}$	$2.2 M_{\odot}$	$4 \cdot 10^{-20}$
М а л ь к и е г л о б у л ы			
0.06	$1.8 \cdot 10^{17}$	$0.8 M_{\odot}$	$7.0 \cdot 10^{-20}$
0.02	$6 \cdot 10^{16}$	$0.1 M_{\odot}$	$2.3 \cdot 10^{-19}$
0.005	$1.5 \cdot 10^{16}$	$0.01 M_{\odot}$	$1.6 \cdot 10^{-18}$

онирующие звезды спектральных классов О и В, которые наблюдаются главным образом в ОВ-ассоциациях. Статистические исследования, проведенные Рэддишем [13] и Мисс Сим [31], показывают, что в распределении глобул по небу имеется хорошая корреляция именно с ОВ-ассоциациями, что приводит Рэддиша к выводу о космогоническом значении глобул. Задача о взаимодействии глобулы с горячим газом остатка Сверхновой имеет много общего с другой интересной задачей — о взаимодействии плотного облака в окрестности звезды раннего спектрального класса с ее мощным звездным ветром [14].

4. Давление и температура газа в остатках Сверхновых

Как известно, от места вспышки Сверхновой по межзвездной среде распространяется ударная волна. Когда потерями энергии на высвечивание за фронтом такой волны можно пренебречь, распространение волны происходит «самоподобно». Шкловским [15] получено выражение для T_2 — температуры за фронтом ударной волны и t — времени расширения в зависимости от R — радиуса остатка, применительно к вспышкам Сверхновых II типа в случае автомодельного разлета:

$$T_2 (^{\circ}\text{K}) = 5 \cdot 10^{10} \left(\frac{E}{n_1 E_0} \right) \cdot R^{-3} (\text{пс});$$

$$t (\text{сек.}) = (3 \cdot 10^3 R (\text{пс}))^{3/2} \cdot \left(\frac{E_0 n_1}{E} \right)^{1/2}.$$

Здесь n_1 — плотность атомов межзвездной среды; E — энергия взрыва Сверхновой II типа; E_0 — некоторая стандартная энергия взрыва, типичная для остатков Сверхновых II типа с массой $\sim 1 M_{\odot}$; $E_0 = 0.75 \cdot 10^{51}$ эрг. Как видно, зависимость от R довольно сильная, поэтому мы в расчетах

будем обращаться к конкретной величине R , получаемой из наблюдений остатков Сверхновых W28 и W44, т. е. именно тех остатков, где наблюдаются ОН-мазеры. Расстояние до W44 примерно равно 3 кпс [16], а до W28 — 3.3 кпс [17]. Это дает при наблюдаемых угловых размерах расстояние до R_{W44} порядка 13.5 пс и до R_{W28} — 14 пс. Принимая наблюдаемые размеры остатков за радиус фронта ударной волны [15], имеем для T_2 и t : $T_{(W44)} \simeq 2 \cdot 10^7 \left(\frac{E}{n_1 E_0}\right)^\circ \text{K}$; $t_{(W44)} \simeq 3.3 \cdot 10^{11} \left(\frac{E_0 n_1}{E}\right)^{1/2} \text{сек.}$; $T_{(W28)} \simeq 1.8 \cdot 10^7 \left(\frac{E}{n_1 E_0}\right)^\circ \text{K}$; $t_{(W28)} \simeq 3.6 \cdot 10^{11} \left(\frac{E_0 n_1}{E}\right)^{1/2} \text{сек.}$; n_1 , по-видимому, в этих условиях порядка 1 см^{-3} [15];

Плотность за фронтом сильной ударной волны возрастет в четыре раза (для $\gamma = 5/3$) $\rho_2 = 4 \rho_0$, и газ при таких температурах полностью ионизован. Считая, что ионы и электроны дают одинаковый вклад в давление, получим:

$$P_2 = 8n_1 K T = 5.6 \cdot 10^{-5} \left(\frac{E}{E_0}\right) R^{-3} \text{ дин/см}^2,$$

$$P_{(W44)} = 2.24 \cdot 10^{-8} \left(\frac{E}{E_0}\right) \text{ дин/см}^2; P_{(W28)} = 2.0 \cdot 10^{-8} \left(\frac{E}{E_0}\right) \text{ дин/см}^2.$$

Мы видим, что при одинаковых энергиях вспышки Сверхновой остатки W28 и W44 очень близки по физическим параметрам.

5. Обтекание плотного облака горячим газом остатка Сверхновой

Выписывая выше выражения для температуры и давления за фронтом ударной волны T_2 и P_2 , мы подразумевали плазму термализованной и изотермичной ($T_i = T_e$). Но здесь следует заметить, что длина свободного пробега относительно кулоновских столкновений в такой плазме сравнима с размерами системы или больше ($l_{кул} \geq R$). Термализация в данном случае происходит не за счет столкновений, а вследствие развития за фронтом ударной волны ионно-звуковой турбулентности. Ширина фронта ударной волны также не определяется столкновениями. Она определяется в разных случаях размерами c/ω_{0e} , c/ω_{0i} или r_{Hi} [18]. Здесь ω_{0e} , ω_{0i} и r_{Hi} — электронная и ионная плазменные частоты и ларморовский радиус ионов соответственно. В случае развитой плазменной турбулентности за фронтом ударной волны длина свободного пробега частиц $l_{3\phi}$ уменьшается из-за рассеяния частиц на плазменных волнах [19]. Эффективная длина свободного пробега для рассеяния на плазменной турбулентности в рассматриваемом случае много меньше размеров глобулы, и для обтекания глобулы справедливо гидродинамическое рассмотрение.

Для конкретного рассмотрения взаимодействия горячего газа с глобулой выберем из довольно неоднородной по своим параметрам совокупности всех наблюдаемых глобул лишь те, размеры которых близки к наблюдаемым размерам ОН-источников, т. е. $3 \cdot 10^{16} \text{ см} < R < 3 \cdot 10^{17} \text{ см}$. В таких глобулах получим для плотности молекул H_2 $n_{\text{H}_2} = 3 \cdot 10^4 \div 10^5 \text{ см}^{-3}$. Водород при таких плотностях почти полностью находится в форме молекул H_2 [20]. Сами глобулы считаются уже гравитационно связанными и они не разлетаются, хотя давление внутри них больше, чем в окружающем межзвездном газе. Это накладывает ограничение на их температуру при заданных размерах и плотностях: $T < 10^\circ \text{ K}$, тогда давление в глобуле $P = nkT \leq 1.4 \cdot 10^{-10} \text{ дин/см}^2$ (для $n_{\text{H}_2} \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$), что много меньше давления в окружающем горячем газе остатка Сверхновой. Поэтому при обтекании таким газом вглубь глобулы пойдет ударная волна, речь о которой будет идти ниже. Важно отметить, что при обтекании глобулы давление на ее поверхности будет весьма неоднородным.

Это приведет к тому, что условия в самой глобуле с разных сторон относительно направления налетающего потока будут отличаться.

Поясним это подробнее. Для сильной ударной волны скорость газа за фронтом $U = \sqrt{\frac{2}{\gamma+1} \cdot \frac{P}{\rho_0}}$ (P — давление в ударной волне, ρ_0 — плотность перед фронтом), и так как плотность ρ_0 в глобуле на $4 \div 5$ порядков больше, чем в окружающем ее межзвездном газе, скорость вещества в ней на $2 \div 2.5$ порядка меньше, чем скорость газа, движущегося вокруг нее. Поэтому в первом приближении глобулу можно считать покоящейся в этом потоке. Поток, движущийся относительно глобулы, сверхзвуковой. Число Маха для него $M = \frac{U}{C_{зв}} = \frac{\sqrt{2/(\gamma+1)P/\rho_0}}{\sqrt{\gamma P/\rho_1}} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\gamma(\gamma-1)}}$, так как в сильной волне $\rho_1 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \rho_0$. Для $\gamma = 5/3$ $M = 3/\sqrt{5} \approx 1.35$.

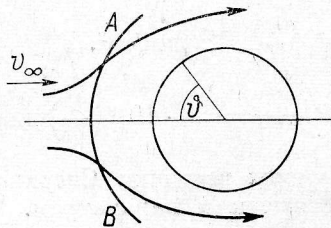


Рис. 1. Обтекание сферы сверхзвуковым потоком газа.

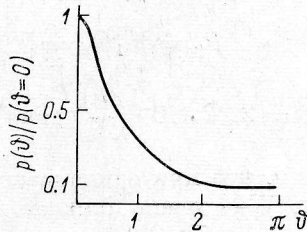


Рис. 2. Распределение давления по поверхности сферы при обтекании сверхзвуковым потоком при числе Маха, равном 1.35.

Таким образом, распределение давления на поверхности глобулы описывается в первом приближении распределением давления на сфере при обтекании ее сверхзвуковым потоком с $M = 1.35$. Такого рода задачи решаются численными методами, развитыми в [21] и др. Но численные решения дают распределение давления лишь в ограниченном интервале углов ϑ (рис. 1), $\vartheta \leq 60^\circ$.

Для нас же интересен ход давления по всей поверхности. Поэтому мы воспользуемся результатами экспериментальных измерений хода давления при обтекании сферы потоком с небольшими числами Маха: $M = 2 \div 8$, приведенными в [22], и проэкстраполируем данные этих измерений к $M = 1.35$.

Результат экстраполяции приведен на рис. 2. Величина $P(\vartheta)/P(\vartheta = 0)$ сильнее, чем $\sin^2 \vartheta$, падает с увеличением ϑ , а начиная с $\vartheta \approx 2_{\text{рад}}$ до $\vartheta = \pi$, остается почти постоянной и равной примерно 0.1. Перед сферой «садится» отошедшая ударная волна (скачок), и, рассматривая условия на скачке и течение в области между скачком и поверхностью сферы, можно выразить давление в точке остановки, $P(\vartheta = 0)$, через параметры набегающего потока: P_∞ , v_∞ и M_∞ — плотность, скорость и число Маха вдали от сферы соответственно.

Для $\gamma = 5/3$ и $M_\infty = 3/\sqrt{5}$ получим $P(\vartheta = 0) \approx 3.8p$. Зная $P(\vartheta = 0)$ и функцию $P(\vartheta)/P(\vartheta = 0)$, мы можем рассмотреть распространение ударной волны в глобуле.

6. Ударная волна в глобуле

В связи с тем, что водород находится в основном в молекулярной форме, ударная волна в глобуле будет несколько отличаться от обычно рассматриваемых в межзвездной газодинамике. В некоторой зоне за

фронтом происходит возбуждение вращения молекул, а при более высоких температурах возможно и возбуждение колебаний, а также диссоциация. Как будет ясно из дальнейшего, двумя последними процессами в нашем случае можно пренебречь, так как температура за фронтом оказывается слишком малой и будет происходить интенсивное высвечивание, которое при рассматриваемых температурах связано главным образом с возбуждением вращательных уровней молекул H_2 при столкновениях с последующим спонтанным излучением.

Пока движением охвачен тонкий слой вблизи поверхности глобулы ударную волну можно считать локально плоской, и для кинетической температуры сразу за фронтом имеем (случай сильной волны): $\frac{T_1}{T_0} = \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \cdot \frac{P_1}{P_0}$. Здесь T_1 и P_1 , T_0 и P_0 — температура и давление за фронтом и перед фронтом соответственно. Подставив $P_0 = n_0 k T_0$, где n_0 — плотность частиц перед фронтом для $\gamma = 5/3$, имеем $T_1 = \frac{P_1}{4kn_0}$. Например, подставив P_1 в точке $\vartheta = 0$ и взяв P_∞ равным давлению в остатке Сверхновой W44, а плотность в глобуле $n_0 \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$, получим для температуры за фронтом ударной волны

$$T_1 \approx 1.5 \cdot 10^3 \left(\frac{E}{E_0} \right)^\circ \text{ К.}$$

Следует отметить, что при вычислении давления в ударной волне мы принимаем во внимание, что ОН-источник (в данном случае глобула) находится на краю оболочечной структуры остатка Сверхновой, и, следовательно, давление вокруг нее определяется формулами Шкловского [15].

На задней стороне глобулы давление в 10 раз меньше, чем при $\vartheta = 0$, и следовательно, температура за фронтом ударной волны в 10 раз меньше.

Скорость ударной волны в глобуле (с давлением P_∞ для W44 и $n_0 \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$) $D = \sqrt{(\gamma+1)/2} \cdot P_1 / \rho_0 = 6 \cdot 10^5 (E/E_0)^{1/2} \text{ см/сек}$. Ударная волна охватывает область с размерами порядка размеров глобулы за время $t \sim R/D$, где R — радиус глобулы. Для $R \sim 10^{17} \text{ см}$ $t \approx 1.7 \cdot 10^{11} (E_0/E)^{1/2} \text{ сек}$, что сравнимо с возрастом остатка Сверхновой.

Вследствие неоднородности давления по поверхности глобулы движение в передней, повернутой к налетающему потоку, части глобулы будет носить сложный характер. За фронтом ударной волны возникает движение по ϑ (вдоль поверхности), которое будет стремиться выравнять давление. Это приведет к изменению формы передней поверхности глобулы: она будет уплотняться, с тем чтобы давление вдоль фронтальной поверхности выравнялось. По-видимому, аналогичное явление имеет место при движении пузырька газа в жидкости, когда наблюдаются изменение формы пузырька и циркуляция газа в нем [23] и при деформации жидкой капли в газовом потоке [32]. Значительное уплотнение фронтальной поверхности будет происходить за время того же порядка

$$t \approx \frac{R}{D} = 10^{11} \text{ сек.}$$

Ширина фронта Δ , в котором происходит скачок температуры поступательных степеней свободы, порядка длины свободного пробега $\lambda \Delta \sim \lambda \sim 1/n\sigma$; σ — газокинетическое сечение, $\sigma \sim 10^{-16} \text{ см}^2$, тогда $\Delta \sim 10^{11} \text{ см}$, а характерное время столкновений $\tau_{\text{ст}} \sim \Delta/V_T \sim 2 \cdot 10^5 \text{ сек}$. Вращательные степени свободы возбуждаются за десятки столкновений [31, 24], или соответственно за время $\tau_{\text{вр}} < 2 \cdot 10^6 \text{ сек}$. Кинетическая температура при этом уменьшается в 1.5 раза. Это соответствует изменению фактора

$(\gamma - 1)/(\gamma + 1)$ от $1/4$ до $1/6$. В нашем случае в зоне, где уже возбуждено вращение на фронтальной стороне,

$$T_1 \approx 1000 \left(\frac{E}{E_0} \right) \text{°K},$$

и соответственно на тыльной стороне $T_1 \approx 100 (E/E_0) \text{°K}$. Колебания H_2 при таких температурах возбуждаться не будут, так как энергия колебательного кванта молекулы H_2 соответствует $T = 6100 \text{°K}$.

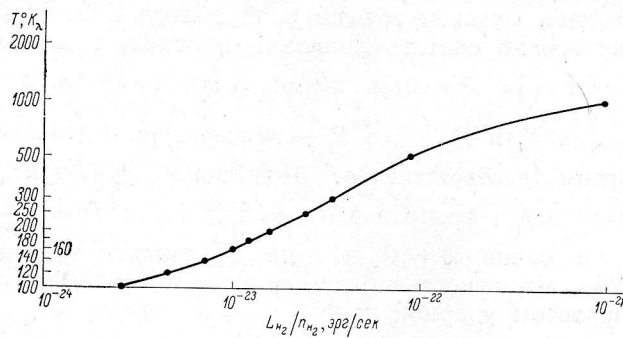


Рис. 3. Светимость в зависимости от температуры T .

При рассматриваемых условиях основным процессом высвечивания является возбуждение вращательных уровней H_2 при столкновениях и последующее спонтанное излучение; распределение молекул по вращательным уровням будет больцмановским лишь до $K \approx 10 - 12$, а более высокие уровни заселены гораздо слабее [25] и вклада в высвечивание не дают. В этом случае светимость единицы объема L пропорциональна n_{H_2} . Расчеты для величины $Q(T) = L/n_{\text{H}_2}$ дают зависимость от температуры, приведенную на рис. 3.

Движение вещества за фронтом ударной волны с высвечиванием можно найти, если вместо уравнения сохранения энергии в потоке использовать уравнение

$$-L(T, \rho) = P \frac{d}{dt} \ln \left(\frac{T^{3/2}}{\rho} \right),$$

которое следует из термодинамического тождества $dQ = C_V T d + p dV$, примененного к идеальному газу. Здесь L — энергия, излучаемая в 1 см^3 за 1 сек.: $d/dt = V(d/dr)$ — лагранжева производная.

В случае одномерной ударной волны с высвечиванием за фронтом [26] получено дифференциальное уравнение для распределения плотности и температуры по координате.

Решение аналогичной трехмерной задачи нам неизвестно. Но так как при уплотнении фронтальной поверхности глобулы ударная волна становится близкой к плоской, для получения распределения температуры, плотности и скорости по радиусу мы воспользуемся расчетами для одномерного случая.

С помощью кривой охлаждения $Q(T)$, приведенной на рис. 3, был сделан расчет для распределения температуры и плотности за фронтом

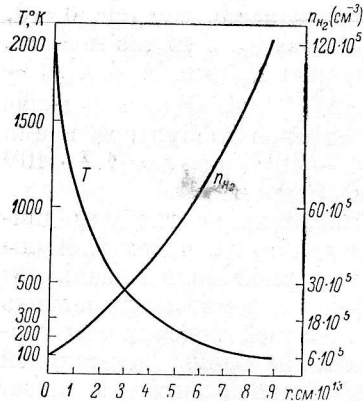


Рис. 4. Распределение температуры и плотности за фронтом ударной волны с высвечиванием ($E = 2E_0$).

T — температура за фронтом,
 r — расстояние от фронта.

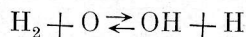
ударной волны (было положено $E/E_0 = 2$). Результаты приведены на рис. 4. При значении параметра $E/E_0 \approx 1$ амплитуда ударной волны и плотность в глобуле будут соответственно вдвое меньше. Вторичный нагрев глобулы окружающим ее горячим газом происходит все время после прохождения ударной волны вглубь глобулы.

Влияние горячего газа с $T \sim 10^7$ К сводится к образованию ионизационного фронта, идущего вслед за ударной волной, но со скоростью в несколько раз меньшей. Толщина такого ионизационного фронта определяется пробегом протонов и электронов с энергией ~ 1 кэВ. Сечение ионизации $10^{-16} \div 10^{-17}$ см² [27], а плотность вещества глобулы за фронтом ударной волны $n \sim 10^6$ см⁻³. Энергия 1 кэВ отдается примерно за 100 столкновений, поэтому толщина ионизационного фронта $d \sim (100/n\sigma) \sim 10^{12} \div 10^{13}$ см.

Таким образом, за ударной волной будет следовать горячий светящийся «рим», аналогичный «римам» в областях НШ.

7. Образование молекул ОН

Образование молекул ОН при $T \sim 1000^\circ$ К по реакции



рассматривалось в работе [27] применительно к сталкивающимся межзвездным облакам. Было показано, что уже при относительном содержании $n_{\text{H}_2}/n_{\text{H}} \sim 1$ в молекулы ОН связывается половина кислорода. В случае, когда молекулы H_2 доминируют, в ОН будет связываться почти весь кислород. При дальнейшем охлаждении содержание ОН остается на уровне, соответствующем равновесному при $T \sim 1000^\circ$ К, так как время установления нового равновесия при более низких температурах много больше времени охлаждения. Время же установления равновесной концентрации ОН при $T \sim 1000^\circ$ К порядка $5 \cdot 10^6$ сек. при $n_{\text{H}_2} \sim 10^6$ см⁻³. Как видно из рис. 4, времени для установления равновесия при $T \sim 1000^\circ$ К достаточно, так как интервал $\Delta r \sim 10^{13}$ см за фронтом ударной волны, в котором T меняется от 2000° К до 1000° К, соответствует временному интервалу $\Delta t = \Delta r/v$, что при скорости ударной волны $V = 6 \cdot 10^5$ см/сек. дает $\Delta t = 2 \cdot 10^7$ сек. Таким образом, считая относительное обилие кислорода $\frac{n_0}{n_{\text{H}_2}} \sim 10^{-4}$, получим довольно высокое содержание молекул ОН, $n_{\text{OH}} \sim 10^2 \div 10^3$ см⁻³.

8. Механизм накачки. Коэффициент усиления

Одним из хорошо рассчитанных механизмов накачки инверсной населенности в состоянии основного Λ -дублета молекулы ОН является механизм инфракрасной накачки, предложенный Шкловским [2] и развитый Литваком [4]. Кажется, что этот механизм может в рассматриваемой модели объяснить некоторые наблюдаемые характеристики ОН-источников вблизи остатков Сверхновых. Этот механизм представляет собой накачку излучением в линиях, соответствующих переходу из основного состояния в ближайшие вращательные состояния. Оптическая толща в резонансной линии 126 см⁻¹, соответствующей переходу $\Pi_{3/2}(J=3/2, F=1) \rightarrow \Pi_{1/2}(J=1/2, F=1)$, τ_{11} , равна единице при $n_{\text{OH}} \cdot l \cdot \nu / \delta \nu = 1.4 \times 10^{21}$ см². При $\nu / \delta \nu \sim 10^6$ ($T \sim 100 \div 200^\circ$ К) это соответствует $n_{\text{OH}} l = 1.4 \cdot 10^{15}$. При толщине слоя $l \sim 3 \cdot 10^{13}$ см (см. рис. 4) это соответствует плотности $n_{\text{OH}} \sim 50$ см⁻³. Так как плотность молекул ОН в слое с $T = 100 \div 200^\circ$ К больше 100, т. е. $\tau_{11} > 2$, то излучение этого слоя в линии 126 см⁻¹ будет иметь тепловую интенсивность, соответствующую $T \sim$

$\sim 100 \div 200^\circ \text{K}$. Как показывают расчеты Литвака [4], в соседних с этим накачиваемым слоем объемах под действием теплового 100°K потока в резонансных далеких инфракрасных линиях создается инверсная населенность в основном Λ -дублетном состоянии молекулы ОН. При оптической толщине τ_{11} накачиваемого объема порядка 0.7 в задней половине объема инвертируется переход, соответствующий излучению в линии 1720 Мгц.

Усиление на проход в этом случае равно

$$\int_{l_{02}}^{l_0} \alpha dl \simeq 9.2; \left(I = I_0 \exp \left(\int_{l_{02}}^{l_0} \alpha dl \right) \right).$$

Этот результат получен в предположении, что плотность частиц достаточно мала, и столкновения не тушат накачку. К сожалению, плотность частиц, при которой сравниваются скорость инфракрасной накачки и скорость снятия возбуждения столкновениями, в настоящее время хорошо неизвестна из-за незнания соответствующего сечения столкновений. Литвак [29] дает для этой плотности значение $n_{\text{кр}} \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$. При увеличении плотности частиц n_{H_2} выше критической величина инверсной населенности и соответственно коэффициент усиления уменьшаются в отношении $n_{\text{кр}}/n_{\text{H}_2}$. Слой ОН с $T = 200 \div 300^\circ \text{K}$ имеет плотность $n_{\text{H}_2} \simeq (4 \div 6) \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ при $E/E_0 = 2$ и $n_{\text{H}_2} = (2 \div 3) \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ при $E/E_0 = 1$. С другой стороны, усиление может увеличиваться, когда излучение проходит под некоторым углом к нормали усиливающего слоя. Увеличение оптического пути в этом случае пропорционально $\text{cosec } \theta$ (θ — угол между нормалью к слою и лучом зрения). Полное выражение для усиления в этом случае тогда будет

$$I = I_0 \exp \left(9.2 \cdot \frac{10^6}{n_{\text{H}_2}} \text{cosec } \theta \right),$$

и для получения усиления $\sim 10^4$ необходимо, чтобы $10^6/n_{\text{H}_2} \cdot \text{cosec } \theta \sim 1$ ($\text{cosec } \theta = 2$ для $\theta = 60^\circ$).

9. Обсуждение. Сравнение с наблюдениями

Предлагаемая модель рисует некоторую картину явления, которую интересно сравнить с наблюдениями.

Рассматриваемые ОН-источники находятся на периферии оболочечной структуры остатков Сверхновых, и их взаимодействие происходит сравнительно недолго, лишь часть времени жизни остатка. Так как возраст остатков $t \sim 3 \cdot 10^{11}$ сек., а время, необходимое для прохождения ударной волной в глобуле расстояния, порядка радиуса глобулы $\sim 10^{11}$ сек., то можно, по-видимому, считать, что не вся глобула охвачена ударной волной, а ее структура, подобна представленной на рис. 5. Вокруг нее находится горячий газ с релятивистскими электронами, синхротронное излучение которых на частоте 1720 Мгц усиливается, проходя слой с инверсной населенностью.

Геометрия источника такова, что мы видим усиленное излучение сквозь еще холодный объем глобулы, бедный молекулами ОН, поэтому в нем не возникает дополнительного поглощения. Поглощение же молекулами ОН в слоях, более близких к поверхности фронта, несущественно из-за значительного градиента скорости и плотности за фронтом.

Доплеровская полуширина линии 1720 Мгц в ОН-мазерах в остатках Сверхновых (порядка 1 км/сек.) может быть, по-видимому, также объяснена градиентом скорости в усиливающем слое. В то же время двойственная структура линии остается пока непонятной. Возможно, ее

можно будет понять в более сложной модели источника, в которой усиление происходит, например, в двух диаметрально противоположных объемах глобулы, движущихся вследствие ударной волны навстречу друг другу с относительной скоростью порядка нескольких километров в секунду. Поглощение в остальных линиях основного Λ -дублета должно происходить в описанной модели в тех же слоях, что и усиление. Поэтому лучевые скорости линий поглощения должны быть близки к скорости линии 1720 Мгц.

Здесь следует сказать о некоторой неопределенности, возникающей при определении температуры (T_2) и давления (P_2) горячего газа в остатке Сверхновой. В расчетах за радиус фронта ударной волны R_2 принимался видимый радиус оболочечной структуры остатка. Возможно, что видимая оболочечная структура является расширяющимся поршнем, излучающим в радиодиапазоне в основном за счет выброшенных во время вспышки релятивистских электронов. В этом случае радиус ударной волны $R_2 = 1.1 R$, R — радиус наблюдаемой оболочечной структуры. (В общем случае $R \leq R_2 \leq 1.1R$). Температура и давление горячего газа за

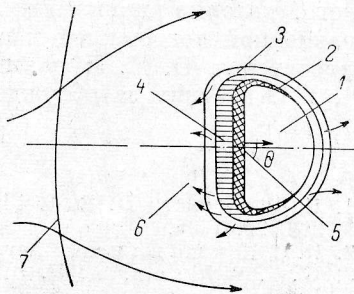


Рис. 5. Примерная структура области, связанной с ОН-источником.

1 — усиливающий слой (двойная штриховка), 2 — фронт ударной волны, 3 — «рим» — слой ионизованного водорода большой плотности, 4 — слой, светящийся в линиях H_2 , 5 — направление на наблюдателя, 6 — оттекающий ионизованный газ, 7 — скачок (отошедшая ударная волна в налетающем потоке).

фронтом ударной волны при той же энергии вспышки E будут в этом случае в 1,3 раза меньше. К сожалению, из наблюдательных данных величина E не определяется. Поэтому, увеличив E в 1,3 раза, мы оставим все расчеты в силе. Ввиду большой неопределенности в выборе энергии вспышки очень важными являются наблюдения, позволяющие выяснить, насколько описанная модель близка к реальной картине. При рассмотрении образования ОН не учитывались другие реакции. Возможно, однако, что значительная доля атомов кислорода в глобуле связана в молекулы H_2O и выморожена на пылинках. В этом случае при прохождении по глобуле ударной волны значительная часть молекул ОН будет образовываться после испарения молекул H_2O с пылинок и последующей фотодиссоциации. Молекула H_2O участвует в создании молекул ОН и в случае рассмотренной реакции: $O + H_2 \rightleftharpoons OH + H$ [24], так как при большом содержании H_2 важна реакция $OH + H_2 \rightarrow H_2O + H$ с дальнейшей фотодиссоциацией: $H_2O \rightarrow OH + H$. При образовании ОН по этой реакции возможна химическая накачка, которая в работе не рассматривается.

При некоторой неопределенности в механизмах образования ОН и накачки лазера модель совершенно определенно предсказывает существование зоны высвечивания за фронтом ударной волны в глобуле, излучающей в инфракрасных линиях молекулы H_2 и существование вокруг ОН-источника плотной области НН с $T \sim 20\,000^\circ K$ и $n \sim 10^4 \text{ см}^{-3}$. Наиболее интенсивными должны быть линии $\lambda = 56 \text{ мк}$ и $\lambda = 28 \text{ мк}$, соответствующие вращательным переходам $K=2 \rightarrow K=1$ и $K=2 \rightarrow K=0$. Поток в этих линиях у Земли будет порядка $10^{-11} \div 10^{-12} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$. К сожалению, эта величина ниже сегодняшнего инструментального предела.

Имеется, по-видимому, возможность наблюдать ионизационный фронт в радиодиапазоне. Мера эмиссии может достигать в нем значения

ME $\sim 10^5$. Какой поток можно ожидать в радиодиапазоне? Оптическая толщина становится порядка меньше единицы на частоте $\nu \geq 2 \cdot 10^8$ гц [30]. На частотах $\nu \leq 10^8$ гц яркостная температура $T_b = \text{const} \approx 2 \cdot 10^4$ К и поток $F_\nu = (2kT_b/\lambda^2) \cdot \Omega \sim 6 \cdot 10^{-22}/\lambda^2$ (эрг/см²·сек.·гц) для $\lambda > 150$ см; при $\tau_\nu < 1$ $F_\nu = 10^{-21} \cdot ME \cdot \Omega \sim 1.5 \cdot 10^{-26}$ (эрг/см²·сек.·гц) ($\Omega \sim 3 \cdot 10^{-10}$). Тщательные наблюдения с длительным накоплением сигнала могли бы выделить эту тепловую компоненту радиоизлучения, возникающую в плотной зоне ионизованного водорода.

К сожалению, несмотря на достаточно большую меру эмиссии в оптическом диапазоне излучение этого горячего слоя из-за сильного поглощения пылью в плоскости Галактики, где лежат W44 и W28, заметить нельзя. На месте ОН-источника должно наблюдаться диффузное пятно с размером $3''-4''$ и потоком, соответствующим $19^m + 20^m$ (при поглощении $A_\nu = 3^m - 4^m$).

Автору приятно поблагодарить Д. А. Варшаловича и Ю. Н. Парийского, которые привлекли его внимание к проблеме ОН-источников и неизменной поддержкой и советами которых он пользовался. Он также признателен Ю. Н. Лунькину, С. Б. Пикельнеру, Л. А. Пустильнику и Ю. Г. Хабазину за обсуждение отдельных вопросов и замечания.

Литература

1. H. Weaver, D. R. Williams, N. H. Dieter, W. T. Lum, Nature, 208, 29, 1965.
2. И. С. Шкловский, Астр. цирк., № 372, 1966, Астр. цирк., № 424, 1967.
3. W. J. Wilson, A. H. Barrett, I. M. Moran, Astrophys. J., 160, 545, 1970.
4. M. M. Litvak, Astrophys. J., 156, 471, 1969.
5. B. J. Goss, W. M. R. N. Manchester, Australian J. Phys., 23, No. 3, 1970.
6. E. Hardebeck, Astrophys. J., 170, 281, 1971.
7. R. Boyd and M. W. Werner, Astrophys. J. Lett., 1972.
8. V. C. Reddish, Commun. R. Obs. Edinburgh, No. 88, 1970.
9. P. Mezger and B. J. Robinson, Nature, 220, 1107, 1968.
10. T. K. Menon, Astrophys. J. Lett., 150, 167, 1967.
11. B. Vok et al., «Symposium on dark nebulae, glob. and protost.», Tucson, 1970.
12. И. С. Шкловский, Астр. ж., 37, 369, 1960; A. Blaauw, Bull. Astron. Instit. Netherlands, 15, 265, 1961.
13. V. C. Reddish, Commun. R. Obs. Edinburgh, No. 89, 1971.
14. В. С. Стрельницкий и Р. А. Сюняев, Астр. ж., 49, 704, 1972.
15. И. С. Шкловский, Сверхновые звезды. Изд-во «Наука», 1966.
16. D. K. Milne, T. L. Wilson, Astron. Astrophys., 10, 220, 1971.
17. S. A. Il'ovaisky, I. Lequeux, Astron. Astrophys., 18, 169, 1972.
18. А. А. Веденов. Теория плазмы. ВИНТИ 1966.
19. В. Н. Цытович. Теория турбулентной плазмы. Атомиздат, 1971.
20. D. I. Hollenbach, M. W. Werner, E. E. Salpeter, Astrophys. J., 163, 165, 1971.
21. О. М. Белоцерковский, Прикл. матем. и мех., 24, вып. 3, 511, 1960.
22. Труды ВЦ АН СССР. Обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком газа, 1967.
23. М. Соу. Газодинамика многофазных систем. Изд-во «Мир», М., 1966.
24. Я. Б. Зельдович и Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Изд-во «Наука», М., 1966.
25. K. Takayanagi, S. Nishimura, Publ. Astron. Soc. Japan, 12, 77, 1960.
26. С. А. Каплан. Межзвездная газодинамика. Физматгиз, М., 1958.
27. T. O. Carroll and E. E. Salpeter, Astrophys. J., 143, 609, 1966.
28. И. Мак-Даниэль. Процессы столкновений в ионизованных газах. Изд-во «Мир», М., 1967.
29. M. M. Litvak, Science, 165, 855, 1969.
30. С. А. Каплан, Пикельнер С. Б., «Межзвездная среда», Физматгиз, М., 1963.
31. M. E. Sim, Publ. Roy. Obs. Edinburgh, 6, No. 8, 1968.
32. Г. А. Салтанов. Сверхзвуковые двухфазные течения, Минск, Изд-во «Вышэйшая школа», 1972.