

И. С. ШКЛОВСКИЙ

## О ПРИРОДЕ ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОЗВЕЗД

(Представлено академиком Г. А. Шайном 26 V 1952)

Одной из важнейших проблем современной астрофизики является выяснение причины излучения так называемых «радиозвезд». В этой статье мы обсудим некоторые механизмы излучения, которые, возможно, являются ответственными за наблюдаемое явление радиозвезд.

Недавно Альфвен и Герлофсон <sup>(1)</sup> предположили, что радиозвезды суть генераторы космических лучей, находящиеся внутри межзвездного облака ионизованного газа. Механизмом излучения является тормозное излучение электронной компоненты космических лучей, движущихся в магнитном поле. Развивая идею, высказанную в <sup>(1)</sup>, Кипенхойер <sup>(2)</sup> пришел к выводу, что общее радиоизлучение Галактики не связано с суммарным излучением радиозвезд. Согласно <sup>(2)</sup>, излучают все облака межзвездного газа при помощи механизма, указанного в <sup>(1)</sup>. В. Л. Гинзбург <sup>(3)</sup> дал количественный анализ гипотез <sup>(1,2)</sup>. Однако в свете новых фактических данных о природе радиоизлучения Галактики этот анализ требует пересмотра.

В <sup>(4)</sup> было показано, что радиозвезды делятся на два класса: 1) небольшое число мощных радиозвезд, связанных либо с галактическим экватором, либо с некоторыми особыми галактическими туманностями; 2) основная масса «обычных» радиозвезд, не имеющих никакой концентрации к галактическому экватору и слабую концентрацию к центру, определяющая общее радиоизлучение Галактики на сравнительно длинных волнах и образующая в пространстве сферическую систему с малой концентрацией плотности к галактическому центру. Число обычных радиозвезд, по крайней мере, на порядок больше числа «оптических» звезд. «Абсолютная радиосветимость» обычных радиозвезд на 5—6 порядков меньше, чем у радиозвезд первого класса.

Так как межзвездные магнитные поля связаны с облаками диффузной материи, то на больших расстояниях от галактической плоскости (например несколько килопарсек) напряженность межзвездных полей должна быть, по крайней мере, на 2—3 порядка меньше, чем в галактической плоскости, так как там межзвездного газа практически нет. Это значит, что если бы гипотеза, развитая в <sup>(2)</sup> и <sup>(3)</sup>, была правильной, то интенсивность радиоизлучения (на сравнительно длинных волнах) в полосе Млечного Пути была бы, по крайней мере, в сотни раз больше, чем в высоких галактических широтах, что совершенно не соответствует наблюдениям. Таким образом, этот вариант «межзвездного» происхождения радиоизлучения должен быть отвергнут.

Как нам представляется, гипотезу <sup>(1)</sup> можно попытаться связать только с излучением мощных радиозвезд первого типа. Теория тормозного излучения релятивистских заряженных частиц была развита, главным образом, работами советских исследователей <sup>(5,6)</sup>. Согласно <sup>(6)</sup>, энергия, излучаемая в единице объема за единицу времени в единичном интервале частот, равна

$$\varepsilon(\nu) = N \frac{e^3 H}{mc^2} \sin \alpha P\left(\frac{\nu}{\nu_1}\right); \quad \nu_1 = \frac{eH}{2\pi mc} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — угол между направлениями скорости частицы и магнитного поля,  $N$  — концентрация частиц,  $E$  — энергия частицы. Функция  $P(\nu/\nu_1)$  затабулирована в (6). Она достигает максимума при  $\nu/\nu_1 = 0,5$ . Имея в виду радиозвезду в Лебедь, воспользуемся оценкой, выполненной в (3):  $1,7 \cdot 10^{-23} H N \Delta\Omega \cdot D = 10^{-19}$ , где  $\Delta\Omega$  — угловые размеры источника,  $D$  — его протяженность. Положим, согласно (7)  $\Delta\Omega = 0,5 \times 0,5 = 2 \cdot 10^8$  стерадиана,  $D < 1$  парсек (значение, вытекающее из ограниченности Галактики в этом направлении). Тогда  $H N > 10^{-7}$ . Так как вряд ли  $H > 10^{-4}$  (иначе потери на излучение у релятивистских электронов сильно возросли бы и они бы тормозились), то  $N > 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ .

Таким образом, возможность интерпретировать мощную радиозвезду в Лебедь (а также в Кассиопее, Деве и Центавре) в духе гипотезы (1) остается, хотя следует заметить, что линейные размеры гипотетической туманности, «начиненной» космическими электронами, недостаточно велики и, что самое важное, имеют определенную тенденцию уменьшаться по мере усовершенствования методов наблюдений.

Как уже подчеркивалось, излучение «обычных» радиозвезд никак нельзя объяснить механизмом (1), так как вдали от галактической плоскости диффузной материи практически нет. В этом случае можно предложить следующий механизм излучения. Как видно из формулы (1), излучение в радиодиапазоне может возникнуть как при торможении электронов в слабых магнитных полях, так и при торможении протонов в сильных магнитных полях. При энергии протонов в несколько миллиардов вольт и при напряжении магнитного поля порядка  $10^3$  гаусс максимум тормозного излучения падает на интересующий нас диапазон. Будем считать, что радиозвезды суть особая категория звезд весьма малой светимости (в оптических лучах), малой массы (4) и с сильными магнитными полями в атмосферах. Эти звезды являются генераторами космических лучей. Возможно, что радиозвезды — особый тип космических индукционных ускорителей, рассматривавшихся Я. П. Терлецким (8).

Оценим концентрацию релятивистских протонов, необходимую для поддержания излучения радиозвезды на наблюдаемом уровне. Если поток ее излучения будет  $10^{-24}$  ватт/Мгц, причем она удалена от Солнца на расстояние 3 парсек (4), то ее абсолютная радиосветимость, рассчитанная на единичный интервал частот (на волне около 3,7 м), будет  $10^{18}$  эрг/сек·герц. Учитывая, что примерно половина радиоизлучения падает обратно на поверхность радиозвезды, где поглощается, будем иметь:  $\frac{1}{2} \int \varepsilon(\nu) dV = L'_\nu$ . Интегрирование распространяется по всему объему, где имеются космические протоны и магнитное поле. Для ориентировочного расчета положим, что диаметр радиозвезды  $10^{11}$  см, а толщина слоя атмосферы  $10^{10}$  см. Тогда при  $H = 3 \cdot 10^3$ , согласно (1),  $N = 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ . Известно, что около Земли концентрация космических частиц (в основном протонов) порядка  $10^{-10} \text{ см}^{-3}$ . Полученная концентрация релятивистских протонов исключительно велика — она почти такая же, как и электронов в средней части солнечной короны. Мы не будем здесь рассматривать важный вопрос о приемлемости такого «космического генератора» для современных теорий происхождения космических лучей. Формально описанная выше модель радиозвезды напоминает известную модель Райла (9). Однако в то время как в (9) радиоизлучение есть тепловое излучение очень горячей ( $T \approx 10^{14}$ ) короны звезды (это представление, как можно показать, совершенно некорректно), в рассматриваемом случае действует неравновесный механизм излучения.

В принципе этот механизм излучения можно было бы применить и к радиозвездам первого класса. При этом, однако, мы получили бы концентрацию релятивистских протонов еще на несколько порядков большую, так как абсолютные радиосветимости у этих объектов на 5—6 порядков больше, чем у обычных звезд. То обстоятельство, что радиозвезды первого класса, помимо своей огромной абсолютной радиосветимости, имеют пространственное распределение, совершенно отличное от пространственного распределения обычных радиозвезд, обосновывает предположение, что и механизмы излучения у объектов обоих типов должны быть совершенно различны. Поэтому мы рассмотрим сейчас еще один механизм, могущий быть ответственным за излучение, по крайней мере, одной из радиозвезд первого класса.

Этот механизм в принципе открывает возможность объяснить некоторые наблюдаемые особенности излучения радиозвезд, главным образом поразительную стационарность их блеска. Как известно, одна из самых мощных радиозвезд (принадлежащих к первой группе нашей классификации) находится в Крабовидной туманности и, повидимому, генетически с ней связана. Весьма существенно, что верхняя граница угловых размеров радиозвезды в Крабовидной туманности значительно меньше угловых размеров самой туманности (7). Повидимому, положение радиозвезды не совпадает со слабой двойной звездочкой 16 величины — предполагаемым ядром Крабовидной туманности.

Механизм (1) вряд ли здесь может действовать. Не говоря уже о том, что угловые размеры туманности значительно больше размеров радиозвезды, огромная скорость движения ионизованных масс газа в этой туманности означает, что напряженность магнитного поля порядка  $10^{-2}$  гаусс (из условия:  $\frac{1}{2}\rho V^2 = \frac{1}{8\pi} H^2$ ). Такое поле затормозит релятивистские электроны.

Э. Р. Мустель пришел к выводу, что массы сверхновых звезд должны быть исключительно велики — порядка  $10^6$  массы Солнца (10). Он высказывал интересное предположение, что огромная величина гравитационного потенциала на их поверхности может привести к смещению излучения бывших (или будущих) Сверхновых в крайнюю длинноволновую часть спектра. Мы сейчас проанализируем эту возможность. Согласно основным представлениям общей теории относительности, частота излучения, поток излучения в единичном интервале частот и полный, проинтегрированный по всем частотам поток излучения при переходе от «собственной» системы координат к системе координат, где гравитационный потенциал незначителен, преобразуются следующим образом:

$$\begin{aligned} \nu' &= \nu \sqrt{1 - \frac{2G}{c^2} \frac{M}{R}}; & I'(\nu') &= I(\nu) \sqrt{1 - \frac{2G}{c^2} \frac{M}{R}}; \\ \int_0^\infty I'(\nu') d\nu' &= \left(1 - \frac{2G}{c^2} \frac{M}{R}\right) \int_0^\infty I(\nu) d\nu, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $G$  — постоянная тяготения,  $M$  и  $R$  — масса и радиус излучающего тела. Из (2) видно, что эффективное «красное» смещение будет только тогда, когда при данной  $M$   $R$  очень близок к  $R_0 = \frac{2G}{c^2} M$ , т. е. гравитационному радиусу.

Абсолютная радиосветимость объекта в Крабовидной туманности  $L'$  огромна — порядка  $3 \cdot 10^{32}$  эрг/сек, т. е. сравнима с болометрической светимостью Солнца!

Согласно (2) для двух частот, лежащих в радиодиапазоне, отношение интенсивностей запишется:

$$\frac{I'(v_1')}{I(v_2')} = \left(\frac{v_1'}{v_2'}\right)^3 \frac{\exp\left\{\frac{hv_2'}{\left(1 - \frac{2GM}{c^2 R}\right)^{1/2} kT}\right\} - 1}{\exp\left\{\frac{hv_1'}{\left(1 - \frac{2GM}{c^2 R}\right)^{1/2} kT}\right\} - 1} \approx \left(\frac{v_1'}{v_2'}\right)^3 e^{\frac{h(v_2 - v_1)}{\left(1 - \frac{2GM}{c^2 R}\right)^{1/2} kT}}, \quad (3)$$

где  $T$  — температура равновесного излучения в собственной системе. Совместно с уравнением:

$$L' = \int_0^\infty L'_\nu d\nu' = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 R}\right) \sigma T^4 4\pi R^2 = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 R}\right) \sigma T^4 4\pi \frac{4G^2}{c^4} M^2, \quad (4)$$

где  $R$  положено равным гравитационному радиусу, уравнение (3) позволяет определить  $T$  и член  $\left(1 - \frac{2GM}{c^2 R}\right)$ . Полагая, согласно (10), массу Сверхновой равной  $10^6 M_\odot$ , найдем, что  $T \approx 10^9$  градуса! При массе  $10^6 M_\odot$  гравитационный радиус будет  $3 \cdot 10^{11}$  см, а средняя плотность  $1,7 \cdot 10^4$  г/см<sup>3</sup>, т. е. не особенно велика.

Возникает много увлекательных проблем, связанных с интерпретацией Сверхновых как объектов с огромными массами и температурами. Например, проблема образования тяжелых элементов может найти себе естественное решение: сверхновые звезды, возможно, являются подходящим «тигелем» для этих процессов. В связи с этим укажем на то, что Крабовидная туманность аномально богата тяжелыми элементами. При такой интерпретации ни одна из слабых близких звездочек 16 величины не может быть ядром Сверхновой. Можно также понять, почему нет радиоизлучения от двух других галактических Сверхновых — 1572 и 1604 гг. (10). Достаточно ничтожного изменения радиуса, чтобы излучение ушло из радиодиапазона. Вообще говоря, все самые яркие радиозвезды, например в Лебедь, Кассиопее и т. д., можно пытаться интерпретировать как бывшие (или будущие?) сверхновые. Их поверхностные температуры точно нельзя вычислить, так как расстояние до этих объектов неизвестно. Повидимому, они такого же порядка, что и у радиозвезды в Крабовидной туманности.

Можно попытаться интерпретировать таким же образом и обычные радиозвезды. Коль скоро массы последних невелики и, повидимому, не превышают  $0,1 M_\odot$ , их гравитационные радиусы ничтожны,  $R_0 < 300$  м! Если принять  $M = 0,1 M_\odot$ ,  $R = 300$  м,  $L' = 10^{26}$  эрг/сек, то можно найти, что  $T = 3 \cdot 10^{13}$ . Такому объекту соответствует сверхядерная средняя плотность  $\rho = 1,7 \cdot 10^{18}$  г/см<sup>3</sup>.

Можно, однако, убедиться, что при средней температуре  $3 \cdot 10^{13}$  масса лучистой энергии, заключенная в единице объема, т. е.  $\rho_{\text{луч}} = \frac{4\sigma T^4}{c^3} = 7 \cdot 10^{18}$  г/см<sup>3</sup>, т. е. выше принятой средней плотности. Это означает, что подобный объект — по существу «фотонная звезда» — во всяком случае не может быть обычной радиозвездой.

Крымская астрофизическая обсерватория

Поступило  
26 V 1952

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Н. Alfvén and N. Herlofson, Phys. Rev., 78, 616 (1950). <sup>2</sup> К. Кьерпенхейер, *ibid.*, 79, 738 (1950). <sup>3</sup> В. Л. Гинзбург, ДАН, 76, 377 (1951). <sup>4</sup> И. С. Шкловский, Астр. журн., 29, № 4 (1952). <sup>5</sup> Л. Арцимовичи И. Померанчук, ЖЭТФ, 16, 379 (1946). <sup>6</sup> В. В. Владимирский, ЖЭТФ, 18, 392 (1948). <sup>7</sup> М. Ryle and B. Elsmore, Nature, 168, 455 (1951). <sup>8</sup> Я. П. Терлецкий, ЖЭТФ, 19, 1059 (1949). <sup>9</sup> М. Ryle, Rep. Progr. Phys., 13 (1950). <sup>10</sup> Э. Р. Мустель, ДАН, 85, № 3 (1952). <sup>11</sup> М. Ryle, F. Smith and B. Elsmore, M. N., 110, 508 (1950).