

Для плотности межзвездной среды принято ее среднее значение $\rho = 3 \cdot 10^{-24}$ г/см³, а для начальной скорости оболочки $v_0 = 1000$ км/с. Таблица составлена для трех значений массы оболочки: 10^{-5} , 10^{-4} и 10 масс Солнца.

Оорт, впервые занимавшийся рассматриваемой задачей, произвел также сравнение теории с наблюдениями. Из таблицы видно, что торможение оболочек новых должно стать заметным через несколько десятилетий. Однако, вообще говоря, это не наблюдается. Например, оболочка Новой Орла 1918 г. расширялась без замедления 30 лет. По-видимому, отсутствие заметного торможения в данном случае объясняется сравнительно большой массой оболочки (равной $10^{-4} M_{\odot}$). Другое возможное объяснение состоит в том, что за промежуток времени между вспышками новая не успевает покинуть область, из которой межзвездное вещество было изгнано предыдущей вспышкой.

Если вспышка новой произошла в месте с повышенной плотностью межзвездного вещества, то обнаружение торможения оболочки становится более вероятным. В связи с этим большой интерес представляет Новая Персея 1901 г., вспыхнувшая, как мы знаем, внутри пылевой туманности и осветившая ее. Сравнение фотографий оболочки этой новой, полученных в 1917 и 1934 гг., показало, что за указанное время оболочка замедлила свое движение и в некоторых случаях деформировалась. Последнее можно объяснить неоднородностью пылевой туманности. Интересно, что деформированный край оболочки является весьма ярким. Согласно Оорту свечение вызывается столкновениями атомов оболочки с частицами пылевой туманности. В этом состоит дополнительное подтверждение торможения оболочки.

Как уже сказано, при изучении движения оболочки новой следует одновременно учитывать как ускорение оболочки выбрасываемым из звезды веществом, так и торможение ее межзвездной средой. Это было сделано в работе И. Н. Минина (см. [2]). Из его решения в виде частных случаев вытекают законы движения оболочки, приведенные выше.

§ 31. Сверхновые звезды

1. Результаты наблюдений. Как мы уже знаем, абсолютные величины новых звезд в максимуме блеска равны в среднем — 7^m. Однако существуют и такие вспыхивающие звезды, которые в максимуме блеска в тысячи и десятки тысяч раз ярче новых. Эти звезды называются сверхновыми.

Сверхновые звезды вспыхивают гораздо реже новых. За последнее тысячелетие в нашей Галактике наблюдалось только три сверхновых. Одна из них, согласно китайским летописям, вспыхнула в созвездии Тельца в 1054 г. Вторую сверхновую наблюдал Тихо Браге в 1572 г. в Кассиопее, а третью — Кеплер в 1604 г. в Змеен-

носце. Однако сверхновые звезды, вследствие их огромной яркости, могут обнаруживаться и в других галактиках. Первая из таких сверхновых была открыта в туманности Андромеды в 1885 г. (S Андромеды). В дальнейшем в других галактиках были обнаружены десятки сверхновых, причем для многих из них получены спектры и кривые блеска.

Как установлено Минковским, по характеру изменений блеска и спектра сверхновые делятся на два типа. Сверхновые I типа обладают очень похожими друг на друга кривыми блеска, причем падение блеска происходит экспоненциально. Кривые блеска сверхновых II типа отличаются большим разнообразием и некоторым сходством с кривыми блеска обычных новых. Спектры сверхновых I типа состоят из ярких полос, разделенных более темными промежутками. Эти полосы пока не идентифицированы. Лишь на сравнительно поздней стадии в спектрах видны две полосы, отождествляемые с запрещенными линиями $\lambda 6300$ и $\lambda 6364 \text{ \AA}$ нейтрального кислорода. По ширине этих полос можно сделать заключение о скорости движения выброшенной оболочки порядка 1000 км/с. Сверхновые II типа до момента максимума блеска имеют непрерывный спектр с большой интенсивностью ультрафиолетового конца (цветовая температура — около 40 000 К). После достижения максимума блеска в спектре появляются широкие яркие полосы, отождествляемые с известными линиями (H, N III и др.). Ширина этих полос говорит об огромных скоростях расширения оболочек — порядка 6000 км/с. По-видимому, сверхновые I и II типов существенно отличаются друг от друга по своей физической природе.

На месте вспышек сверхновых звезд обнаруживаются быстро расширяющиеся газовые туманности. Трудно сомневаться в том, что они образуются в результате выбрасывания вещества при вспышках сверхновых. На месте сверхновой 1054 г. в настоящее время наблюдается Крабовидная туманность, расширяющаяся со скоростью порядка 1 100 км/с. Если скорость расширения считать постоянной, то время начала расширения приблизительно совпадет с эпохой вспышки. Крабовидная туманность очень хорошо изучена и о ней будет подробно говориться ниже. Остатки сверхновых 1572 г. и 1604 г. представляют собой расширяющиеся волокнистые туманности. Однако яркость этих туманностей мала и их изучение встречает трудности.

Для понимания природы сверхновых звезд большое значение имеет тот факт, что их остатки являются сильными источниками радиоизлучения. Первоначально был измерен поток радиоизлучения от Крабовидной туманности (Болтоном в 1947 г.), а затем и от остатков сверхновых 1572 г. и 1604 г. Наблюдения показывают, что интенсивность этого излучения убывает с ростом частоты, и обычно она представляется в виде

$$I_\nu \sim \nu^{-n}, \quad (31.1)$$

где $n > 0$. В частности, для Крабовидной туманности $n = 0,2$, а для остатков двух других упомянутых сверхновых $n = 0,8$. Как мы знаем (см. § 18), в случае теплового излучения интенсивность в радиодиапазоне постоянна для прозрачной туманности и пропорциональна v^2 — для непрозрачной. Поэтому мы должны сделать вывод о нетепловом происхождении радиоизлучения остатков сверхновых. Как увидим дальше, спектр радиоизлучения, даваемый формулой (31.1), может быть объяснен при допущении о синхротронном его происхождении.

Кроме трех указанных остатков сверхновых, в Галактике обнаружено много других дискретных источников радиоизлучения. Некоторые из них отождествлены со слабыми газовыми туманностями и по ряду признаков их также можно считать остатками сверхновых. К таким объектам относится, в частности, радиоисточник Кассиопея А, самый интенсивный на небе. Он был отождествлен с кольцеобразной туманностью, расширяющейся со скоростью порядка 7000 км/с. Из сопоставления этой скорости, определенной по спектру, и скорости расширения в угловой мере найдено, что туманность находится от нас на расстоянии 3400 парсек. По-видимому, эта туманность является остатком сверхновой, вспыхнувшей около 1700 г. Однако сверхновая не могла наблюдаться вследствие большого расстояния до нее и значительного межзвездного поглощения. Большинство известных остатков сверхновых находится от нас на расстояниях, не превышающих 2000 парсек, и поэтому полное число их в Галактике должно быть довольно большим (порядка 1000). Так как продолжительность существования туманности, выброшенной при вспышке сверхновой, по-видимому, не превосходит 100 000 лет, то в нашей Галактике одна сверхновая должна вспыхивать приблизительно раз в 100 лет. Разумеется, эта оценка очень груба, но она соответствует результатам подсчетов вспышек сверхновых в других галактиках.

2. Синхротронное излучение. Для объяснения происхождения радиоизлучения туманностей, образующихся при вспышках сверхновых, приходится привлекать механизм синхротронного излучения. Такое излучение возникает при движении релятивистского электрона в магнитном поле. Название этого явления связано с тем, что оно впервые наблюдалось в синхротроне, предназначенном для получения частиц высоких энергий.

Как известно, движение электрона в однородном магнитном поле складывается из поступательного движения вдоль силовой линии и вращения вокруг нее. При этом электрон излучает с частотой

$$v_0 = \frac{eH}{2\pi mc}, \quad (31.2)$$

где H — компонента магнитного поля, перпендикулярная к скорости. При напряженностях поля, характерных для астрофизиче-

ских объектов, частота v_0 обычно очень мала. Например, при $H \approx \approx 10^{-5}$ эрстед по формуле (31.2) получаем, что $v_0 \approx 30 \text{ с}^{-1}$, т. е. длина волны излучения порядка 10^4 км.

Однако так излучает только нерелятивистский электрон. Если же электрон является релятивистским, т. е. его энергия E удовлетворяет неравенству

$$E \gg mc^2, \quad (31.3)$$

то характер излучения электрона резко меняется. В этом случае вместо энергии одной частоты v_0 электрон излучает энергию в непрерывном спектре с максимумом вблизи частоты

$$v_m = v_0 \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2, \quad (31.4)$$

где v_0 определяется формулой (31.2). Если неравенство (31.3) выполняется в очень сильной степени, то значительная часть энергии будет излучаться в радиодиапазоне.

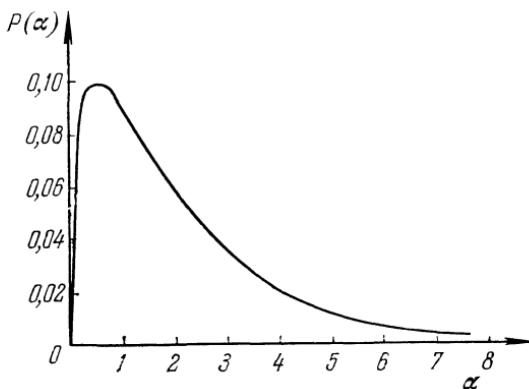


Рис. 42

Задача об излучении энергии релятивистским электроном, движущимся в магнитном поле, рассматривалась рядом авторов. Оказывается (см., например, [11]), что количество энергии частоты v , излучаемое электроном с энергией E за 1 с в единичном интервале частот, равно

$$P(v, E) = \frac{16e^3 H}{mc^2} p(\alpha), \quad (31.5)$$

где $\alpha = v/v_m$ и $p(\alpha)$ — функция, изображенная на рис. 42.

Заметим, что функция $p(\alpha)$ достигает максимума при $\alpha \approx \frac{1}{2}$. При $\alpha \ll 1$ она имеет вид

$$p(\alpha) = 0,256\alpha^{1/3} \quad (31.6)$$

и при $\alpha \gg 1$

$$p(\alpha) = \frac{V\pi}{16} \alpha^{1/2} e^{-2/\beta\alpha}. \quad (31.7)$$

Поскольку величина $P(v, E)$ известна, то можно легко определить объемный коэффициент излучения ϵ_v . Обозначим через $n(E)dE$ число электронов с энергией от E до $E+dE$ в 1 см³. Тогда количество энергии частоты v , излучаемое этими электронами за 1 с, будет равно $P(v, E) n(E) dE$. Поэтому объемный коэффициент излучения будет определяться формулой

$$\epsilon_v = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\infty} P(v, E) n(E) dE. \quad (31.8)$$

Примем, что число электронов $n(E)$ убывает с ростом энергии E по степенному закону, т. е.

$$n(E) = \frac{K}{E^\gamma}, \quad (31.9)$$

где K и γ — постоянные. Подставляя (31.5) и (31.9) в (31.8) и производя интегрирование, получаем

$$\epsilon_v = C(\gamma) K H^{\frac{\gamma+1}{2}} v^{\frac{1-\gamma}{2}}, \quad (31.10)$$

где $C(\gamma)$ — некоторая постоянная, зависящая от γ .

Из формулы (31.10) видно, что коэффициент излучения ϵ_v убывает с увеличением частоты v , если $\gamma > 1$. Такой же зависимостью от частоты должна обладать и интенсивность излучения, приходящего от какого-либо объекта, если в этом объекте и на пути от него до наблюдателя нет поглощения. Как мы помним, убыванием интенсивности с ростом частоты характеризуется и радиоизлучение остатков сверхновых, причем закон этого убывания представляется формулой (31.1). Таким образом, радиоизлучение остатков сверхновых может быть объяснено тем, что оно имеет синхротронную природу и распределение релятивистских электронов по скоростям дается формулой (31.9). В частности, для Крабовидной туманности надо принять, что $\gamma = 1,4$, а для остатков сверхновых 1572 г. и 1604 г. $\gamma = 2,6$.

Принимая синхротронный механизм происхождения радиоизлучения туманности, возникающей при вспышке сверхновой, мы получаем следующее выражение для идущего от нее потока радиоизлучения:

$$H_v = \frac{V}{r^2} C(\gamma) K H^{\frac{\gamma+1}{2}} v^{\frac{1-\gamma}{2}}, \quad (31.11)$$

где V — объем туманности и r — расстояние до нее. Считая вели-

чины H_v , V и r известными из наблюдений, можно по формуле (31.11) определить величину $KH^{\frac{\gamma+1}{2}}$.

Знание последней величины дает возможность оценить концентрацию релятивистских электронов в туманности. Очевидно, что свечение в радиодиапазоне вызывается в основном электронами с энергией в определенном интервале. Грубо можно считать, что электроны должны иметь энергию, превосходящую величину

$$E_1 = mc^2 \left(\frac{2\pi mc\nu}{eH} \right)^{1/2}. \quad (31.12)$$

Для метровых волн при напряженности поля порядка 10^{-4} эрстед из (31.12) следует, что $E_1 \approx 10^9$ эВ.

Для концентрации электронов с энергией $E > E_1$ мы получаем формулу

$$n_1 = \int_{E_1}^{\infty} \frac{K}{E^\gamma} dE = \frac{K}{\gamma-1} \frac{1}{E_1^{\gamma-1}}, \quad (31.13)$$

в которую надо поставить выражение (31.12) для E_1 . Мы видим, что $n_1 \sim KH^{\frac{\gamma-1}{2}}$ и поэтому для определения n_1 , кроме находимой на основании наблюдательных данных величины $KH^{\frac{\gamma+1}{2}}$, надо знать еще напряженность поля H . Обычно величина H находится из условия равенства между энергией турбулентного движения и магнитной энергией. Для туманностей, являющихся остатками сверхновых, таким способом получается, что $H \approx 10^{-4}$ Э. В этом случае оценка концентрации электронов с энергией, превосходящей 10^9 эВ приводит к значениям порядка 10^{-5} см^{-3} . Эта концентрация составляет ничтожную долю полной концентрации свободных электронов (которая порядка 10^3 см^{-3}), определяемой по свечению туманностей в бальмеровских линиях.

Следует, однако, отметить, что малость концентрации релятивистских электронов не дает основания для заключения о малости их полной энергии в туманности. Вычисляя эту величину по формуле

$$U = V \int_{E_1}^{\infty} n(E) E dE. \quad (31.14)$$

мы получаем, что она будет порядка $10^{46} - 10^{47}$ эрг. Следовательно, эта энергия может составить значительную часть полной энергии, излучаемой при вспышке сверхновой.

3. Крабовидная туманность. Из всех остатков сверхновых звезд наиболее подробно изучена Крабовидная туманность. Она является не только сильным источником радиоизлучения, но и довольно яркой в видимой части спектра (девятой величины).

Фотографии показывают, что туманность состоит из двух частей. Внутренняя часть представляет собой аморфную массу, а внешняя — совокупность тонких волокон. В аморфной части туманности возникает непрерывный спектр, волокна же обладают ярко-линейчатым спектром, состоящим из бальмеровских линий водорода, запрещенных линий N II, O II и др. Линии являются раздвоенными, что объясняется расширением туманности. В центре туманности видны две слабые звезды, одна из которых не имеет линий поглощения в спектре.

Предполагается, что именно эта звезда и вспыхнула в виде сверхновой.

Для объяснения радиоизлучения Крабовидной туманности была выдвинута гипотеза о синхротронной его природе. В дальнейшем эта гипотеза была подтверждена рядом фактов. Особенно следует указать на то, что, согласно теории, синхротронное излучение должно быть поляризованным, и поляризация радиоизлучения Крабовидной туманности действительно наблюдалась.

В течение некоторого времени астрофизикам не удавалось объяснить происхождение сильного непрерывного спектра Крабовидной туманности в визуальной области. Сделав допущение о возникновении его под действием известных механизмов (т. е. рекомбинаций и свободно-свободных переходов), приходилось приписывать туманности весьма необычные свойства (масса — порядка $20 M_{\odot}$ и электронная температура — порядка сотен тысяч градусов). Наконец, И. С. Шкловский [12] предположил, что непрерывный спектр туманности в видимой области, как и спектр в радиодиапазоне, имеет синхротронное происхождение. Иными словами, оба эти спектра, одинаковые по своей природе, являются продолжением один другого. На рис. 43 приведен спектр Крабовидной туманности, причем точками отмечены результаты наблюдений.

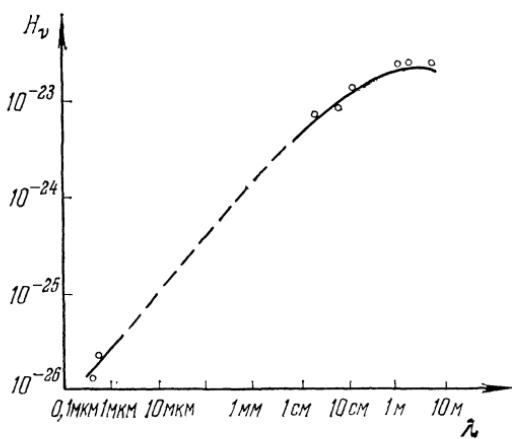


Рис. 43

Как видно из формулы (31.12), чем выше частота излучения, тем больше должна быть энергия релятивистского электрона, вызывающего это излучение. Поэтому если радиоизлучение вызывается электронами с энергией порядка 10^9 эВ, то для создания свечения в видимой области спектра необходимы электроны с энергией порядка 10^{11} эВ.

Подтверждением правильности предложенного объяснения непрерывного спектра Крабовидной туманности в видимой области являются результаты поляризационных наблюдений туманности. Такие наблюдения (произведенные сначала В. А. Домбровским, а затем и другими исследователями) показали, что степень поляризации излучения туманности очень велика, доходя в отдельных ее частях до 50%.

Очень важен вопрос о причинах появления релятивистских электронов в Крабовидной туманности и в других остатках сверхновых. Можно было бы думать, что релятивистские электроны появляются во время самой вспышки. Однако надо иметь в виду, что продолжительность существования таких электронов не велика, так как они довольно быстро теряют свою энергию. В частности, значительная доля энергии расходуется электронами на излучение при движении в магнитном поле. Пользуясь формулой (31.5), мы получаем, что в данном случае изменение энергии электрона с течением времени определяется уравнением

$$\frac{dE}{dt} = - \frac{16e^3 H}{mc^2} v_m \int_0^\infty p(\alpha) d\alpha. \quad (31.15)$$

Подставляя сюда выражение (31.4), находим

$$\frac{dE}{dt} = - AH^2 E^2, \quad (31.16)$$

где A — постоянная ($A \approx 2,4 \cdot 10^{-3}$, если E выражено в эргах, H — в эрстедах и t — в секундах). Интегрирование уравнения (31.16) дает

$$E = \frac{E_0}{1 + AH^2 E_0 t}, \quad (31.17)$$

где E_0 — начальная энергия электрона (при $t=0$). Из (31.17) следует, что энергия электрона уменьшается вдвое за время

$$t_1 = \frac{1}{AH^2 E_0}. \quad (31.18)$$

При $E_0 \approx 10^{11}$ эВ и $H \approx 10^{-4}$ эрстед по формуле (31.18) находим, что $t_1 \approx 10^4$ лет. Это время на порядок превосходит продолжительность жизни Крабовидной туманности, однако надо учитывать, что электроны могут терять энергию и другими путями (например, на ионизацию). Поэтому высказывалось предположение о поступлении релятивистских электронов из звезды в туманность и в течение некоторого времени после вспышки. Указывались также возможные механизмы возникновения релятивистских электронов в самой туманности (о них см. в § 34).

Скажем еще несколько слов о волокнистой части Крабовидной туманности. Свечение волокон происходит под действием ультра-

фиолетового излучения аморфной части либо вследствие разогревания при столкновениях с межзвездной средой. По интенсивности ярких линий можно определить концентрацию свободных электронов в волокнах и их массу. Оказывается, что масса волокнистой части туманности довольно велика — порядка $0,1 M_{\odot}$. По-видимому, масса аморфной части не превосходит этой величины. Оценки масс остатков сверхновых 1572 г. и 1604 г. (принадлежащих, как и сверхновая 1054 г., к I типу) приводят к несколько меньшим значениям. Однако все же можно сказать, что при вспышках сверхновых выбрасываются гораздо большие массы, чем при вспышках обычных новых.

По-видимому, при вспышках сверхновых II типа выбрасываются еще большие массы, чем при вспышках сверхновых I типа. По произведенным оценкам массы остатков сверхновых II типа иногда оказываются порядка нескольких десятков солнечных масс. Однако следует иметь в виду, что в наблюдаемые сейчас туманности входит не только вещество, выброшенное при вспышке, но и вещество межзвездной среды, захваченное расширяющейся оболочкой. С учетом этого для масс, выбрасываемых при вспышках сверхновых II типа, получаются значения порядка $1 M_{\odot}$. Если эти оценки правильны, то большое различие в массах оболочек сверхновых I и II типов снова свидетельствует о существенных различиях в их физической природе.

4. Сверхновые звезды и космические лучи. Мы видели, что в туманностях, образующихся при вспышках сверхновых, находится большое число релятивистских электронов. По мере расширения туманностей релятивистские электроны попадают в межзвездную среду и начинают диффундировать в ней. Одновременно с ними в межзвездной среде появляются и тяжелые частицы с высокими энергиями (в частности, протоны). Число тяжелых частиц должно быть даже больше числа релятивистских электронов, так как последние вследствие потерь на излучение имеют меньшую продолжительность жизни, чем первые.

С другой стороны, о наличии частиц с высокой энергией в межзвездном пространстве мы можем судить на основании явления космических лучей. В состав космических лучей, как известно, входят протоны, α -частицы и небольшое число (порядка 1%) ядер более тяжелых атомов. Возникает поэтому вопрос, не могут ли вспышки сверхновых быть причиной образования космических лучей.

Чтобы ответить на этот вопрос, мы должны, прежде всего, оценить среднюю плотность энергии космических лучей в Галактике. По величине потока космических лучей, падающих на земную атмосферу, для плотности их энергии получается значение порядка 10^{-12} эрг/см². Следует отметить, что это значение сравнительно велико: по порядку величины оно совпадает со средней плотностью лучистой энергии в межзвездном пространстве.

Посмотрим теперь, к каким плотностям энергии космических лучей могут приводить вспышки сверхновых. Можно считать, что вспышки сверхновых в Галактике случаются примерно раз в 100 лет и при каждой вспышке образуются космические лучи с энергией порядка 10^{47} эрг. Частицы высоких энергий существуют в Галактике очень долго — в течение времени порядка 10^8 лет (оно определяется вероятностью столкновений с ядрами межзвездных атомов). Поэтому полная энергия находящихся в Галактике космических лучей, возникших при вспышках сверхновых, должна быть порядка 10^{53} эрг. Разделив эту энергию на объем Галактики, составляющей примерно 10^{66} см³, мы для плотности энергии получаем значение порядка 10^{-13} эрг/см³. Поскольку это значение не сильно отличается от плотности энергии космических лучей, находимой по их наблюдаемому потоку на Земле, то гипотеза о возникновении космических лучей при вспышках сверхновых кажется весьма вероятной.

Надо еще отметить очень характерное свойство космических лучей — их изотропность. Если бы космические лучи приходили к нам непосредственно от их источников, то следовало бы считать, что источники распределены на небе равномерно. Однако в таком требовании нет необходимости, так как изотропность космических лучей появляется, по-видимому, в результате диффузии составляющих их частиц в галактических магнитных полях.

В качестве возможных источников космических лучей указывались и другие объекты (звезды различных типов, метагалактические источники). Были также предложены некоторые механизмы ускорения частиц до очень больших энергий при движении их в Галактике (подробнее см. [12]).

5. Пульсары. Как уже говорилось, при вспышке сверхновой 1054 г. возникла Крабовидная туманность. Теперь остатком сверхновой является очень слабая звезда с видимой величиной 17^m . Недавно выяснилось, что эта звезда принадлежит к одному из наиболее удивительных типов небесных тел — пульсарам.

Первые пульсары были открыты группой Хьюиша в 1967 г. на Кембриджской радиоастрономической станции. Эти объекты характеризуются тем, что они испускают энергию в радиочастотах в виде отдельных импульсов с правильной периодичностью. Периоды пульсаров — от нескольких сотых секунды до нескольких секунд, а продолжительность импульсов — в десятки раз меньше.

К настоящему времени известно более 300 пульсаров. Их исследования, выполненные на различных обсерваториях, привели к весьма интересным результатам. Оказывается, что периоды пульсаров не постоянны, а очень медленно возрастают, удваиваясь за тысячи и миллионы лет. Вместе с тем наблюдаются и внезапные изменения периода (обычно в сторону уменьшения). Форма же импульсов меняется очень сильно от одного импульса к другому, причем иногда импульс исчезает вовсе. Из наблюдений также следует,

что радиоизлучение пульсаров в значительной мере поляризовано. Зависимость интенсивности этого излучения от частоты оказывается довольно сложной. В разных участках спектра ее можно представить степенным законом (31.1) с различными показателями n .

Особенно интересен пульсар в Крабовидной туманности. Среди известных пульсаров он обладает одним из наименьших периодов (всего 0,033 с) и очень небольшим возрастом (930 лет). Этот пульсар испускает энергию импульсами не только в радиочастотах, но и в других областях спектра — оптической и рентгеновской. Основная часть энергии излучается пульсаром в рентгеновской области. Его светимость в рентгеновских лучах (с длинами волн от 1,2 до 8 Å) порядка 10^{35} эрг/с. Эта величина примерно в сто раз больше визуальной светимости пульсара и в десять тысяч раз больше его светимости в радиодиапазоне.

По-видимому, пульсар в Крабовидной туманности является ее «центром активности». Такой взгляд подтверждается наблюдаемым движением вещества от центра туманности к периферии. Можно думать, что пульсар поставляет в туманность релятивистские электроны, которые необходимы для ее свечения в непрерывном спектре.

Поскольку считается, что пульсар в Крабовидной туманности возник при вспышке сверхновой 1054 г., то были сделаны попытки найти пульсары в других туманностях, появившихся при вспышках сверхновых. В некоторых случаях такие попытки привели к успеху. Однако в иных случаях пульсары обнаружить не удалось, хотя центры активности и наблюдаются.

Для понимания природы пульсаров важное значение имеет вывод о том, что размеры этих объектов должны быть очень малыми. Это следует из наблюдаемой кратковременности импульсов излучения, идущего от пульсаров. Если Δt — продолжительность импульса и c — скорость света, то линейный размер излучающей области должен удовлетворять неравенству $R \leq c\Delta t$ (так как излучение от более удаленной части области запаздывает по сравнению с излучением от ближайшей части на время R/c). Принимая $\Delta t \approx 0,01$ с, получаем, что размер излучающей области не превосходит 1000 км. Такой же вывод может быть сделан и на основании малости периодов пульсаров. В качестве механизма, вызывающего пульсацию блеска, можно рассматривать колебания тела или его вращение. В обоих случаях при массе тела, близкой к массе Солнца, и при периоде около 0,1 с для радиуса тела получаются значения порядка 100 км.

Заключение о чрезвычайно малых размерах пульсаров привело к гипотезе о том, что они являются нейтронными звездами. Возможность существования таких звезд была предсказана Л. Д. Ландау еще в 1932 г. Эти звезды, в которых давление вырожденного нуклонного газа уравновешивает силу тяготения, должны иметь радиусы порядка 10 км.

Разумеется, модель пульсара в виде нейтронной звезды с тепловым излучением не может объяснить наблюдаемых характеристик пульсаров. В настоящее время наиболее приемлемой считается модель пульсара, предложенная Голдом. Пульсар представляет собой быстро вращающуюся нейтронную звезду с сильным магнитным полем, причем магнитная ось образует некоторый угол с осью вращения. Поскольку период пульсара принимается равным периоду вращения звезды, то скорость вращения на ее экваторе должна быть порядка 10^8 см/с. Звезда может выдержать такое вращение не разрываясь. Вероятная напряженность магнитного поля на поверхности звезды достигает значений порядка 10^{12} эрстед.

Столь сильное магнитное поле жестко связывает звезду с окружающей ее плазмой, которая вращается вместе с звездой. Это совместное вращение прекращается на границе, где скорость вращения становится порядка скорости света. При пересечении плазмой этой границы возникает магнитно-тормозное излучение, направленное по касательной к границе. Чтобы объяснить импульсный характер излучения, надо допустить неустойчивость плазмы в определенном месте. Когда эта плазма пересекает упомянутую границу, то светится некоторая небольшая область. Вследствие вращения этой области и направленности излучения мы имеем подобие маяка.

Согласно описанной модели, свечение пульсара происходит за счет энергии вращения. Следовательно, с течением времени скорость вращения звезды должна убывать. Зная энергию, излучаемую пульсаром, а также массу и скорость вращения звезды, можно легко определить увеличение периода за единицу времени. Вычисленные значения этой величины находятся в согласии с наблюдательными данными, указанными выше. Для объяснения внезапных изменений периода было высказано предположение, что они вызываются перестройкой твердой коры нейтронной звезды.

Результаты исследования пульсаров подробно изложены в книгах [14], [15], [16] и др.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ VI

- Соболев В. В. Движущиеся оболочки звезд.— Л.: Изд-во Ленинградского университета, 1947.
- Горбачкий В. Г., Минин И. Н. Нестационарные звезды.— М.: Физматгиз, 1963.
- Воронцов-Вельяминов Б. А. Газовые туманности и новые звезды.— М.: Изд-во АН СССР, 1948.
- Амбарцумян В. А. Научные труды, т. II.— Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1960.
- Вспыхивающие звезды.— Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1977.
- Мирзоян Л. В. Нестационарность и эволюция звезд.— Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1981.
- Гурзадян Г. А. Вспыхивающие звезды.— М.: Наука, 1973.

8. Г е р ш б е р г Р. Е. Вспыхивающие звезды малых масс.— М.: Наука, 1978.
9. Звезды, туманности, галактики.— Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969.
10. К г а ф т Р. R. Cataclysmic variables as binary Stars, 1963 (русск. перевод: Крафт Р. Взрывные переменные как двойные звезды.— М.: Мир, 1965).
11. Г о р б а ц к и й В. Г. Новоподобные и новые звезды.— М.: Наука, 1974.
12. Ш к л о в с к и й И. С. Сверхновые звезды.— М.: Наука, 1966.
13. Г и н з б у р г В. Л., С ѿ р о в а т с к и й С. И. Происхождение космических лучей.— М.: Изд-во АН СССР, 1963.
14. К а п л а н С. А., Ц и т о в и ч В. Н. Плазменная астрофизика.— М.: Наука, 1972.
15. Д а й с о н Ф., Т е р - Х а а р Д. Нейтронные звезды и пульсары.— М.: Мир, 1973.
16. S m i t h F. G. Pulsars, 1977 (русский перевод: С м и т Ф. Г. Пульсары.— М.: Мир, 1977).