

§ 6. Релятивистский "пропеллер"

Ускорение заряженных частиц в быстро вращающейся магнитосфере нейтронной звезды, размеры которой меньше, но близки к радиусу светового цилиндра, было впервые рассмотрено Шварцманом (1970а). Когда $R_m \approx R_l$, электрическое поле $E \approx \omega R_m B/c \sim B$ велико, и максимум энергии, которую приобретают частицы в таком поле, $\epsilon \approx EeR_m \approx \mu^2 \omega^2 e/c^2 \approx 10^{13} p^{-2} \mu_{30} \text{ эВ}$, намного превышает энергию покоя частиц. Эта оценка лишь иллюстрирует принципиальную возможность ускорения частиц до релятивистских энергий и никоим образом не дает представления о характерной энергии, приобретаемой частицами в данном случае. К сожалению, исследований такого режима релятивистского "пропеллера" до сих пор нет. Отметим лишь работу Цыгана (1981), где рассматривалось ускорение частиц в сильной электрической волне. Тем не менее, необходимость таких исследований совершенно очевидна. Релятивистский "пропеллер" — это стадия, которую проходит практически каждая одиночная нейтронная звезда сразу после того, как заканчивается режим эжекции (см. гл. X).

§ 7. Объекты — кандидаты в "пропеллеры"

Режим "пропеллера" — это необходимая стадия эволюции нейтронной звезды, которую та неминуемо проходит, если при рождении она обладает большой скоростью вращения.

Двойные системы. Как мы уже упоминали выше, факт существования долгопериодических пульсаров в тесных двойных системах прямо указывает на то, что существует механизм замедления нейтронных звезд, гораздо более эффективный, чем замедление по магнитодипольному закону, приводящее к эжектирующим нейтронным звездам. Например, чтобы нейтронная звезда замедлилась до периода 500 с по магнитодипольному закону, необходимо время $t \approx 10^{13} \mu_{30}^{-2}$ лет, что при любом разумном поле превышает время жизни массивных звезд ($\sim 10^7$ лет). Следовательно, в двойных системах должны быть нейтронные звезды-"пропеллеры".

Каковы их астрофизические проявления? В первую очередь, кандидатами в "пропеллеры" должны быть вспыхивающие транзиентные рентгеновские источники. Теоретический анализ, проведенный выше, показывает, что особенно благоприятные условия возникают в тех случаях, когда темп аккреции относительно высок и эффективны механизмы охлаждения. Тогда следует ожидать нестационарной двухпоточковой или дисковой аккреции. При малом темпе аккреции из звездного ветра, по-видимому, образуется квазистационарная атмосфера, излучающая в жестком рентгеновском диапазоне. Однако рентгеновская светимость ее низка, менее

$$L_x \lesssim \dot{M} \frac{GM_x}{R_m} \approx 10^{32} \dot{M}_{15} R_9^{-1} \text{ эрг/с.}$$

Фактически светимость в (t_{br}/t_r) раз ниже (t_{br} — время охлаждения, t_r — время падения).

Кандидатами в такие объекты могут быть так называемые нерентгеновские двойные системы с релятивистскими компонентами (Черепашук и Асланов, 1984).

Одиночные нейтронные звезды. Анализ статистических характеристик радиопульсаров (см. следующую главу) показывает, что каждые 15–20 лет в нашей Галактике рождается одна одиночная нейтронная звезда. В течение $10^6 - 10^7$ лет эти нейтронные звезды проявляют себя как радиопульсары, находясь на стадии эжекции. Таких звезд в Галактике примерно 100 000. Затем пульсарный механизм перестает работать. Что происходит дальше с этими звездами?

Рассмотрим физические условия в межзвездном веществе вокруг одиночной нейтронной звезды. Конечно, межзвездная среда сильно неоднородна (Каплан и Пикельнер, 1979): физические условия меняются самым принципиальным для нашего рассмотрения образом – от самых плотных областей (где плотность $\rho_\infty \approx 10^{-22}$ г/см³ и температура $T \approx 10^2$ К) до горячих и разреженных ($\rho_\infty \approx 10^{-25} - 10^{-26}$ г/см³ и $T \approx 10^5 - 10^6$ К). И все же следует ориентироваться на средние параметры: $T_\infty \approx 10^4$ К и $\rho_\infty \approx 10^{-24}$ г/см³.

В табл. 12 приведены значения параметров, характеризующих взаимодействие нейтронной звезды с межзвездной средой. Анализ соотношений между характерными величинами, приведенными в табл. 14 (с. 231), показывает, что практически любая нейтронная звезда после окончания стадии эжекции неминуемо переходит в состояние "пропеллера". Возможно, источники гамма-всплесков являются именно такими нейтронными звездами (Липунов и др., 1982).

Не исключена, однако, модель источника гамма-всплесков, развитая в работах Бисноватого-Когана и др. (1975). Предполагается, что причиной вспышек является распад неравновесных тяжелых примесей, которые могли накопиться в коре нейтронной звезды в момент ее образования.

Т а б л и ц а 12

Параметры, характеризующие взаимодействие одиночной нейтронной звезды с межзвездной плазмой

Параметр	$\rho_\infty = 10^{-22}$ г/см ³ , $T_\infty = 10^2$ К	$\rho_\infty = 10^{-24}$ г/см ³ , $T_\infty = 10^4$ К	$\rho_\infty = 10^{-26}$ г/см ³ , $T_\infty = 10^6$ К
Радиус захвата (R_G)	$2,7 \cdot 10^{14}$ см	$2,7 \cdot 10^{14}$ см	$1,3 \cdot 10^{14}$ см
\dot{M}_c	$2,2 \cdot 10^{13}$ г/с	$2,2 \cdot 10^{11}$ г/с	$5,5 \cdot 10^8$ г/с
Потенциальная светимость $L \equiv \dot{M}_c GM_x/R_x$	$2,2 \cdot 10^{33}$ эрг/с	$2,2 \cdot 10^{31}$ эрг/с	$5,5 \cdot 10^{28}$ эрг/с
Альвеновский радиус (R_A)	$3 \cdot 10^9$ см	10^{10} см	$\sim 10^{11}$ см