

новским пределом. Подставляя в (28.III) выражение (27.III), находим:

$$y'_{cr} = \frac{4\pi c}{\kappa} \frac{R_A}{\mu^2},$$

$$y''_{cr} = \frac{4\pi c}{\kappa} \frac{R_{Sh}}{\mu^2}. \quad (37.III)$$

При $y < y'_{cr}$ и $y < y''_{cr}$ энергovyделение соответственно на альвеновском радиусе и на радиусе Шварцмана меньше эддингтоновского.

§ 6. Радиус коротации

Важной характеристикой вращения звезды является ее радиус коротации. Допустим, что аккрецируемая плазма проникает под световой цилиндр и останавливается магнитным полем на некотором расстоянии R_{st} , определяемом из баланса давлений статического магнитного поля и плазмы. Что произойдет дальше? Ответ на этот вопрос существенно зависит от скорости вращения нейтронной звезды.

Предположим, что плазма проникла и "вморозилась" в магнитное поле нейтронной звезды. Магнитное поле будет увлекать плазму, заставляя ее вращаться как твердое тело с угловой скоростью звезды. Но будет ли плазма падать на поверхность звезды? Очевидно, вещество будет падать на поверхность только в том случае, если скорость его вращения меньше кеплеровской скорости на данном расстоянии R_{st} :

$$\omega R_{st} < \sqrt{GM_x/R_{st}}.$$

Если неравенство не выполняется, возникает центробежный барьер — быстро вращающееся магнитное поле препятствует аккреции вещества (Шварцман, 1970а; Прингл и Рис, 1972; Лэмб и др., 1973; Дэвидсон и Острайкер, 1973; Илларионов и Сюняев, 1975). Последние авторы предположили, что если $\omega R_{st} \geq \sqrt{GM_x/R_{st}}$, то магнитное поле отбрасывает плазму обратно за радиус захвата. Они назвали такой режим режимом "пропеллера". На самом деле отбрасывания вещества может и не происходить (Липунов, 1980), но важно, что и стационарная аккреция также невозможна.

Таким образом, возникают два существенно различных режима, разделенных равенством

$$\omega R = \sqrt{\frac{GM_x}{R}}, \quad (38.III)$$

откуда и определяется радиус коротации R_c :

$$R_c = (GM_x/\omega^2)^{1/3} \approx 2,8 \cdot 10^8 m_x^{1/3} p^{2/3} \text{ см}; \quad (39.III)$$

p — период вращения звезды в секундах.

Если $R_{st} < R_c$, вращение несущественно влияет на возможность аккреции, и наоборот, при $R_{st} > R_c$ стационарная аккреция невозможна. Существует поверхность S_c , вне которой скорость движения частиц слишком

Рис. 37. Когда альвеновская поверхность находится внутри поверхности S_c , вращение не препятствует аккреции

велика, чтобы они падали на поверхность звезды:

$$\omega R \cos \theta = \sqrt{\frac{GM_x}{R}} \quad (40.III)$$

(см. рис. 37). Используя определение радиуса коротации, получим уравнение образующей поверхности вращения (40.III):

$$R = R_c \cos^{-2/3} \theta. \quad (41.III)$$

Для иллюстрации того, как вращающееся магнитное поле "запирает" аккрецию, рассмотрим следующую идеализированную ситуацию. Пусть поверхность, на которой останавливается аккрецируемая плазма, имеет форму сферы радиуса R_{st} . Предположим, что частицы аккрецируемого потока не взаимодействуют друг с другом и, попадая на поверхность остановки (граница магнитосферы), "приклеиваются" к ней, приобретая твердотельную скорость вращения. Падение частиц чисто радиальное. Тогда доля частиц, дальнейшее падение которых запрещено, пропорциональна площади шарового сегмента $\Delta S'$, заключенного внутри поверхности S_c (рис. 37):

$$\dot{M}_{out} = \left(1 - \frac{2\Delta S}{4\pi R_{st}^2}\right) \dot{M}_c \equiv \dot{M}_c - \dot{M}. \quad (42.III)$$

Пересечение сферы остановки и поверхности S_c происходит при

$$R_{st} = R_c \cos^{-2/3} \theta_{cr}.$$

Из простых геометрических соображений можно получить

$$\begin{aligned} \dot{M}_{out} &= \dot{M}_c \sqrt{1 - (R_c/R_{st})^3}, & R_c &\leq R_{st}, \\ \dot{M}_{out} &= 0, & R_c &> R_{st}. \end{aligned} \quad (43.III)$$

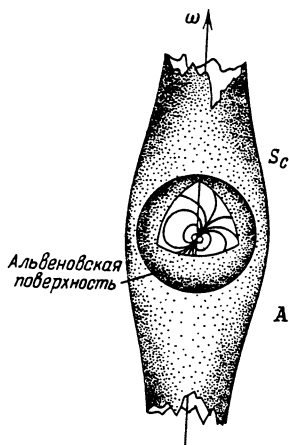
Введем критический период p_A , такой, что при $p = p_A$ радиус остановки равен радиусу коротации: $R_{st} = R_c$. Тогда, очевидно, можно написать

$$\begin{aligned} \dot{M}_{out} &= \dot{M}_c \sqrt{1 - (p/p_A)^2}, & p &\leq p_A, \\ \dot{M}_{out} &= 0, & p &> p_A. \end{aligned} \quad (44.III)$$

Количество вещества, попадающего на поверхность замагниченной звезды, равно (Липунов и Шакура, 1976)

$$\dot{M} = \begin{cases} \dot{M}_c (1 - \sqrt{1 - (p/p_A)^2}), & p \leq p_A, \\ \dot{M}_c, & p > p_A. \end{cases} \quad (45.III)$$

Чтобы не отрываться от действительности, оценим введенные нами характеристики для рентгеновского пульсара Нег X-1. Период пульсаций его 1,24 секунды, следовательно, $p = 1,24$ с. Светимость пульсара $L_x \approx 10^{37}$ эрг/с. Для к.п.д. аккреции $\eta \approx 0,1$ получим оценку темпа аккреции



Т а б л и ц а 4

Оценки характерных расстояний для рентгеновского пульсара Her X-1

Параметр	Обозначение	Оценка, см	Параметр	Обозначение	Оценка, см
Радиус светового цилиндра	R_I	$\sim 6 \cdot 10^9$	Радиус коротации	R_C	$\sim 3 \cdot 10^8$
Радиус захвата	R_G	$\sim 10^{11}$	Радиус звезды	R_x	$\sim 10^6$
Альвеновский радиус	R_A	$\sim 10^8$			

$\dot{M} \approx 10^{17}$ г/с. Из наблюдений двойной системы известно, что масса нейтронной звезды $\sim 1,5 M_\odot$. Магнитный дипольный момент ее примем равным "стандартному" значению, $\mu = 10^{30}$ Э · см³. Перетекание вещества в этой системе происходит через внутреннюю точку Лагранжа и, следовательно, радиус захвата порядка большой полуоси двойной системы: $R_G \approx a \approx \approx 10^{11}$ см. Легко проверить, что радиус остановки меньше радиуса захвата; поэтому он определяется вторым выражением для альвеновского радиуса в (23.III). В табл. 4 мы приводим характерные величины для пульсара Her X-1. Альвеновский радиус для него равен $\sim 10^8$ см. Из (39.III) видно, что радиус коротации $3 \cdot 10^8$ см. Следовательно, для пульсара Her X-1 $R_{st} \approx R_C$ и $p \approx p_A$. Это удивительное совпадение будет объяснено позже, но оно показывает, что эффект вращения действительно оказывается существенным. Подчеркнем еще, что альвеновский радиус в сотни раз больше радиуса самой звезды. Задолго до того, как вещество попадает на поверхность нейтронной звезды, его движение начинает полностью контролироваться магнитным полем.

§ 7. Номенклатура

Режим взаимодействия замагниченной нейтронной звезды с окружающей плазмой существенно зависит от соотношения между четырьмя характерными расстояниями: радиусом остановки R_{st} , радиусом гравитационного захвата R_G , радиусом светового цилиндра R_I и радиусом коротации R_C . Различие в режимах оказывается настолько сильным, что нейтронные звезды в разных режимах проявляют себя совершенно по-разному. Поэтому, говоря о классификации режимов взаимодействия, можно говорить и о классификации нейтронных звезд. Классификация, обозначения и терминология будут излагаться согласно работам Липунова (1982а, 1984а, 1987а) и Корнилова и Липунова (1983а) (см. табл. 5).

Естественно, что не любая комбинация приведенных характерных величин может реализоваться: например, неравенства $R_I > R_C$ в принципе не может быть; с другой стороны, некоторые комбинации требуют аномально больших или малых параметров нейтронных звезд и являются нереалистичными. Одна и та же нейтронная звезда при неизменных внеш-