§ 2. Радиус остановки

Рассмотрим качественно влияние электромагнитного поля вращающейся нейтронной звезды на аккрецируемую плазму. Пусть нейтронная звезда обладает магнитным дипольным моментом μ, частотой вращения ω и массой M. Окружающая плазма имеет на расстояниях $R \gg R_G$ следующие параметры: плотность ρ_∞, скорость звука a_∞ и/или пространственную скорость v_∞ относительно звезды. Под действием гравитационного поля плазма будет стремиться аккрецировать на нейтронную звезду. Электромагнитное поле, наоборот, будет препятствовать этому. На некотором расстоянии аккрецируемое вещество будет остановлено. Это расстояние мы и будем называть радиусом остановки, который уже фигурировал в предыдущей главе.

Рассмотрим по порядку два принципиально различных случая: 1) взаимодействие происходит вне светового цилиндра: $R_{st} > R_l$ и 2) взаимодействие происходит внутри светового цилиндра: $R_{st} < R_l$.

1. Пусть взаимодействие происходит вне светового цилиндра. В этом случае, впервые рассмотренном Шварцманом (1970в), нейтронная звезда является генератором магнитодипольного излучения и релятивистских частиц. Пока неважно, в каком именно виде эжектируется бóльшая часть энергии нейтронной звезды. Важно другое – и релятивистские частицы, и магнитодипольные волны будут отдавать свой импульс, т.е. оказывать давление на аккрецируемую плазму. Действительно, в аккрецируемой плазме всегда есть хаотические магнитные поля. Ларморовский радиус частицы с энергией $\leqslant 10^{10}$ эВ в минимальном магнитном поле $\sim 10^{-6}$ Э (магнитное поле межзвездной среды (Каплан и Пикельнер, 1979)) оказывается гораздо меньше радиуса захвата. Ларморовский радиус равен (Ландау и Лифшиц, 1973):

$$R_L = \frac{E}{eB} \approx 10^{14} E_{10} B_{-6}^{-1} \text{ см}, \tag{14.III}$$

где $E_{10} = E/10^{10}$ эВ, $B_{-6} = B/10^{-6}$ Э. А радиус захвата для характерной скорости звука $a_\infty = 10$ км/с или скорости движения звезды $v_\infty = 10$ км/с равен

$$R_G \approx 10^{14} m v_6^{-2} \text{ см}. \tag{15.III}$$

Обозначения стандартные. В двойных системах магнитное поле в звездном ветре достигает $10^{-2}-10^{-4}$ Э и всегда $R_L \ll R_G$.

Таким образом, релятивистские частицы "запутываются" в магнитном поле аккрецируемой плазмы, отдавая ей свой импульс.

То же происходит и с низкочастотным электромагнитным излучением. Как известно, электромагнитная волна может распространяться в плазме только в том случае, когда ее частота больше плазменной ν_p:

$$\nu_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} \approx 9 \cdot 10^3 n_e^{1/2} \text{ Гц}; \tag{16.III}$$

n_e – концентрация электронов в 1 см^3. Как видим, практически во всех интересных случаях магнитодипольное излучение не проходит сквозь плазму, окружающую нейтронную звезду (см., однако, Липунов, 1983а, и § 4 гл. VII).

Итак, своеобразный релятивистский звездный ветер будет эффективно препятствовать аккреции вещества. В § 2 главы II мы видели, что достаточно небольшой мощности звездного ветра, чтобы аккреция прекратилась.

Вокруг нейтронной звезды возникает каверна, на границе которой давление эжектируемого ветра уравновешивает давление окружающей плазмы:

$$P_m = P_a \mid_r . \tag{17.III}$$

Равенство (17.III) определяет характерный размер – радиус Шварцмана R_{Sh}.

Предположим теперь, что давление аккрецируемой плазмы столь велико, что она проникает под световой цилиндр. Покажем, что аккрецируемая плазма ведет себя подобно диамагнетику, выталкивая, а точнее, "обжимая" магнитное поле нейтронной звезды. Для этого сравним характерное время падения плазмы t_r со временем проникновения магнитного поля в плазму, определяемым омическими потерями t_d (Пикельнер, 1966):

$$t_d \approx \frac{2\pi\lambda_c R^2}{c^2} \approx 10^{11} \frac{\lambda}{10^{15}\,\text{с}} R_8^2\,\text{с}. \tag{18.III}$$

Время падения

$$t_r \approx R/v_r \approx 0{,}3 R_8^{3/2}\,\text{с}, \tag{19.III}$$

где $R_8 = R/10^8$ см. Сравнивая (18.III) и (19.III), находим, что $t_d \gg t_r$ при любых разумных параметрах плазмы.

Так как внутри светового цилиндра магнитное поле падает по дипольному закону, то магнитное давление равно

$$P_m = \frac{B^2}{8\pi} \approx \frac{\mu^2}{8\pi R^6}.$$

Равенство (17.III) при подстановке в него последнего выражения определяет альвеновский радиус R_A.

Магнитное давление и давление релятивистского ветра можно записать в следующей удобной форме:

$$P_m = \begin{cases} \dfrac{\mu^2}{8\pi R^6}. & R \leqslant R_l, \\[2ex] \dfrac{L_m}{4\pi R^2 c}. & R > R_l. \end{cases}$$

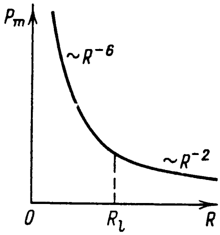
Сейчас мы намеренно заменили приближенное равенство точным. Введем безразмерный фактор κ_t такой, что мощность эжектируемого ветра равна

$$L_m = \kappa_t \frac{\mu^2}{R_l^3}\,\omega.$$

Тогда электромагнитное давление есть

$$P_m = \begin{cases} \dfrac{\mu^2}{8\pi R^6}, & R \leqslant R_l, \\ \dfrac{\kappa_t \mu^2}{4\pi R_l^4 R^2}, & R > R_l. \end{cases} \qquad (20.\mathrm{III})$$

Полагая, что $\kappa_t = 1/2$, при $R = R_l$ получим непрерывную функцию $P_m(R)$, качественное поведение которой показано на рис. 34. Имея в виду по-прежнему приближенные оценки, мы не будем следить за множителями.



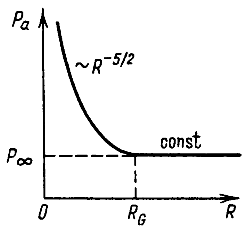


Рис. 34. Качественная зависимость электромагнитного давления от расстояния до звезды

Рис. 35. Зависимость динамического давления плазмы от расстояния до звезды

Аккреционное давление плазмы вне радиуса захвата практически постоянно – гравитация не оказывает существенного влияния на параметры среды. Наоборот, на расстояниях меньше радиуса гравитационного захвата R_G вещество падает практически свободно и оказывает давление на "стенку", равное динамическому давлению (формула (16.III)). Полагая аккрецию сферически-симметричной, получим

$$P_a = \begin{cases} \dfrac{\dot M_c v_\infty}{4\pi R_G^2}, & R > R_G, \\ \dfrac{\dot M_c v_\infty}{4\pi R^2}\left(\dfrac{R_G}{R}\right)^{1/2}, & R \leqslant R_G. \end{cases} \qquad (21.\mathrm{III})$$

Здесь мы воспользовались уравнением неразрывности $\dot M_c = 4\pi R_G^2 \rho_\infty v_\infty$. Записанное в таком виде давление P_a представляет собой непрерывную функцию расстояния (рис. 35).

Подведем итоги. Если давление электромагнитных сил обусловлено статическим магнитным полем, то уравнение баланса давлений (17.III) определяет альвеновский радиус. Когда же плазма останавливается релятивистским ветром, равенство (17.III) определяет радиус Шварцмана. Таким образом, радиус остановки равен

$$R_{st} = \begin{cases} R_\mathrm{A}, & R_{st} \leqslant R_l, \\ R_\mathrm{Sh}, & R_{st} > R_l. \end{cases} \qquad (22.\mathrm{III})$$

Подставляя (21.III) и (22.III) в (17.III), получим выражение для альвеновского радиуса:

$$R_{\mathrm{A}} = \begin{cases} \left(\dfrac{2\mu^2 G^2 M^2}{\dot{M}_c\, v_\infty^5}\right)^{1/6}, & R_{\mathrm{A}} > R_G, \\[2ex] \left(\dfrac{\mu^2}{2\dot{M}_c\sqrt{2GM}}\right)^{2/7}, & R_{\mathrm{A}} \leqslant R_G. \end{cases} \tag{23.III}$$

Верхнее выражение впервые было получено геофизиками (Жигулев и Ромишевский, 1959). Оно определяет характерное расстояние от Земли до подсолнечной точки магнитосферы Земли.

Вообще говоря, постоянная тяготения G не входит в выражение для альвеновского радиуса вне радиуса захвата (гравитация не существенна). В этом легко убедиться, если расписать выражение для темпа аккреции $\dot{M}_c$. Однако из соображений удобства (см. дальше) мы сохраним эту форму. Нижнее выражение в (23.III) получено впервые Лэмбом и др. (1973).

Предположим теперь, что давление обусловлено релятивистским ветром. Из (20.III) следует, что $P_m \sim R^{-2}$, а аккреционное давление под радиусом захвата $P_a \sim R^{-5/2}$, т.е. растет быстрее при приближении к аккрецирующей звезде. Следовательно, устойчивая каверна может иметь размер только больше радиуса захвата (Шварцман, 1970в):

$$R_{\mathrm{Sh}} = \left(\frac{8\kappa_t \mu^2 (GM)^2 \omega^4}{\dot{M}_c\, v_\infty^5\, c^4}\right)^{1/2}, \quad R_{\mathrm{Sh}} > R_G. \tag{24.III}$$

Как и в случае альвеновского радиуса, $R_{\mathrm{A}} > R_G$, постоянная G входит в уравнение (24.III) лишь формально.

§ 3. Радиус остановки в сверхкритическом случае

Оценки радиуса остановки, приведенные в предыдущем параграфе, сделаны в предположении, что энерговыделение в результате аккреции не превышает эддингтоновского предела (26.II). Другими словами, мы пренебрегли обратным влиянием излучения на параметры аккрецируемого потока.

Здесь мы учтем это влияние, следуя работе Липунова (1982б). Пусть значение темпа аккреции вещества, захватываемого нейтронной звездой, таково, что энерговыделение на радиусе остановки превышает эддингтоновскую светимость:

$$\dot{M}_c \frac{GM}{R_{st}} \geqslant L_{\mathrm{Ed}}. \tag{25.III}$$

За основу примем идею авторегулировки темпа аккреции, предложенную для решения задачи о сверхкритической дисковой аккреции (§ 7 гл. II). Будем полагать, что излучение "выметает" ровно такую часть потока вещества, чтобы энерговыделение оставшейся части на любом радиусе было порядка эддингтоновского

$$\dot{M}(R)\frac{GM}{R} = L_{\mathrm{Ed}},$$