

## ГРАНИЦЫ (МАГНИТОСФЕРЫ МЕДЛЕННО ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД)

В предыдущей главе мы выделили основные режимы взаимодействия замагниченной нейтронной звезды с аккрецируемой плазмой. Влияние магнитных полей начинает сказываться на больших (по сравнению с радиусом звезды) расстояниях от нейтронной звезды. Магнитное поле останавливает аккрецируемую плазму там, где давления поля и плазмы становятся одного порядка. Было найдено характерное расстояние, на котором происходит остановка, — радиус остановки  $R_{st}$ . Для медленно вращающихся звезд он оценивается альвеновским радиусом  $R_A$ .

Теперь мы попытаемся учесть обратное влияние аккрецируемого потока на структуру магнитного поля, а также влияние магнитного поля на структуру аккрецируемого потока. В этой главе мы рассмотрим простейший случай — случай, когда можно пренебречь вращением нейтронной звезды. Условие "медленности", как мы выяснили в предыдущей главе, заключается в том, чтобы соответствующая твердому телу скорость в альвеновской зоне была гораздо меньше кеплеровской скорости. В терминах характерных радиусов это условие переписывается в виде  $R_A \ll R_c$ .

Уточнение характера аккреции в альвеновской зоне проводилось в следующей последовательности (которой мы и будем придерживаться в этой главе): сначала попытаемся найти, как изменится структура магнитного поля, а затем используем полученное решение для анализа обратного влияния магнитного поля на аккрецируемую плазму.

Мы пока не будем интересоваться устойчивостью границы плазма — поле. Эти вопросы будут рассмотрены в следующей главе (см. также Приложение).

Впервые форма альвеновской поверхности нейтронной звезды была рассмотрена Амнузлем и Гусейновым (1972), а качественный анализ был проведен Шварцманом (1970a). Первые детальные расчеты (отчасти, правда, ошибочные) были проведены Иное и Хоши (1975). Правильное решение было дано Аронсом и Ли (1976), Элснером и Лэмбом (1976), Баско (1977). Фактически в этих первых работах речь шла об отыскании формы магнитосферы замагниченной звезды. Аналогичные задачи ранее были рассмотрены геофизиками в начале 60-х гг. (см. Акасофу и Чепмен, 1974). Вообще же первое рассмотрение задачи о взаимодействии идеально проводящего потока с магнитным полем было проведено Максвеллом (1873).

## § 1. Физические условия в альвеновской зоне

Прежде чем упрощать проблему до уровня строгой математической задачи, необходимо проанализировать физическую ситуацию вблизи замкнутой нейтронной звезды. Оценим параметры аккрецируемого потока на расстоянии порядка радиуса альвеновского радиуса (23.III):

$$R_A \approx 10^8 \mu_{30}^{4/7} \dot{M}_{18}^{-2/7} m_x^{1/7} \text{ см.} \quad (1.IV)$$

Для оценок мы использовали формулы радиальной аккреции в газодинамическом приближении. Как было показано в § 2 гл. II, слабые магнитные поля на расстояниях порядка радиуса захвата делают плазму сплошной средой.

Рассмотрим примеры радиально аккрецируемой плазмы. Пусть  $R_A \ll R_G$ . Плотность вещества в альвеновской зоне равна

$$\rho \approx \rho_{ff} = \frac{\dot{M}}{4\pi R^2 v_{ff}} \approx 5 \cdot 10^{-8} R_8^{-3/2} \dot{M}_{18} m_x^{-1/2} \text{ г/см}^3, \quad (2.IV)$$

где  $R_8 = R_A/10^8$  см,  $v_{ff}$  — скорость свободного падения:

$$v_{ff} = \sqrt{2 GM_x/R} \approx 1,6 \cdot 10^9 R_8^{-1/2} m_x^{1/2} \text{ см/с.} \quad (3.IV)$$

Характерное время радиального падения

$$t_r = \frac{R}{v_{ff}} \approx 6 \cdot 10^{-2} R_8^{3/2} m_x^{-1/2} \text{ с.} \quad (4.IV)$$

Аккрецируемый поток останавливается магнитным полем нейтронной звезды. Этот процесс сопровождается образованием ударной волны (скорее всего, бесстолкновительной). Так как магнитное давление растет быстрее, чем давление аккрецируемой плазмы, то следует ожидать формирования магнитосферы — поверхности, отделяющей плазму от магнитного поля. Ясно, что характерный размер магнитосферы  $R_m \approx R_A$ . Если предположить, что при остановке аккрецируемого вещества вся энергия упорядоченного движения переходит в тепловую энергию, то температура будет близка к значению  $T_{ff}$ :

$$T_{ff} = \frac{GMm_i}{kR} \approx 1,6 \cdot 10^{10} A R_8^{-1} m_x \text{ К,} \quad (5.IV)$$

$A$  — атомная масса.

Физические параметры, характеризующие плазму и магнитное поле вблизи магнитосферы для нейтронной звезды с  $\mu_{30} = 1$ ,  $\dot{M}_{18} = 0,1$ , приведены в табл. 6, взятой у Али (1985). Для случая дисковой аккреции принимаем отношение толщины диска к его радиусу  $H/R = 0,01$ . Плотность и температуру можно приближенно оценить по формулам

$$v_r \approx \alpha \left( \frac{H}{R} \right)^2 v_\varphi, \quad (6.IV)$$

$$a \approx \frac{H}{R} v_\varphi.$$

Т а б л и ц а 6  
Физические условия в альвеновской зоне

Параметр	Обозначение	Магнито-пауза	Диск	Аккреционный поток
Расстояние до звезды	$R$ (см)	$10^8$	$10^8$	$10^8$
Толщина переходного слоя	$\delta_m$ (см)	$10^7$	$10^6$	$10^7$
Время радиального падения	$t_r$ (с)	$4 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$
Плотность	$n$ (см $^{-3}$ )	$10^{15}$	$10^{20}$	$10^{16}$
Температура	$T$ (К)	$10^9$	$10^6$	$10^6$
Напряженность	$B$ (Гс)	$10^6$	$10^6$	$10^6$
Дебаевский радиус	$l_D$ (см)	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$
$\xi$	$\xi = 24 \pi n l_D^3$	$1,3 \cdot 10^{11}$	$1,3 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^6$
Длина свободного пробега	$l_{ee}$ (см)	$10^7$	$4 \cdot 10^{-4}$	3
Плазменная частота	$\omega_p = (4 \pi n e^2 / m_e)^{1/2} \left( \frac{\text{рад}}{\text{с}} \right)$	$2 \cdot 10^{11}$	$6 \cdot 10^{14}$	$6 \cdot 10^{12}$
Циклотронная частота электронов	$\omega_{ce} = eB / (m_e c) \text{ (с}^{-1}\text{)}$	$1,8 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{13}$
Циклотронная частота протонов	$\omega_{cp} = eB / (m_p c) \text{ (с}^{-1}\text{)}$	$10^{10}$	$10^{10}$	$10^{10}$
Частота $e-p$ столкновений	$\nu_{ep} = 6 \omega_p \left( \frac{\lg \xi}{\xi} \right) \text{ (с}^{-1}\text{)}$	$2 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^8$
Частота $p-p$ столкновений	$\nu_{pp} \text{ (с}^{-1}\text{)}$	35	$4 \cdot 10^{10}$	$6 \cdot 10^{10}$
Электрическая проводимость	$\lambda_e = \omega_p^2 / (4 \pi \nu_{ep}) \text{ (с}^{-1}\text{)}$	$10^{18}$	$10^{16}$	$8 \cdot 10^{15}$
Время диффузии магнитного поля	$t_B = (4 \pi \lambda_e \delta_m^2 / c^2) \text{ (с)}$	$2 \cdot 10^{12}$	$10^8$	$10^{10}$
Кинематическая вязкость	$\nu = (3 k_B T)^{5/2} (e^4 m_p^{1/2} \lg \xi) \text{ (CGS)}$	$10^{15}$	$10^3$	$10^7$

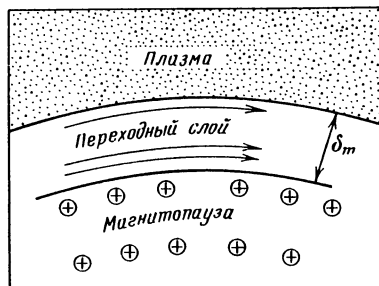
откуда для плотности вещества в диске получаем оценку

$$\rho_d \approx \alpha^{-1} \left( \frac{R}{H} \right) \rho_{ff}, \quad (7.IV)$$

а для температуры в диске

$$T_d \approx \left( \frac{H}{R} \right)^2 T_{ff}. \quad (8.IV)$$

Рис. 45. Строение магнитосферы вблизи ее границы



Структура невозмущенной магнитосферы (рис. 45) выглядит следующим образом. Вне магнитосферы магнитное поле нейтронной звезды отсутствует. А внутри магнитосферы отсутствует плазма. В переходном слое, разделяющем плазму и магнитосферу, текут электрические токи, экранирующие магнитное поле нейтронной звезды. Если пренебречь магнитогидродинамическими неустойчивостями, вследствие которых плазма может проникать внутрь магнитосферы, толщина переходного слоя оказывается порядка ларморовского радиуса иона. Из табл. 6 видно, что в этом приближении толщина его много меньше размера магнитосферы:

$$\delta_m \ll R_A \approx R_m.$$

В этом случае условие равновесия границы магнитосферы записывается в виде

$$\left(\frac{B^2}{8\pi}\right)_{in} + P_{in} = \left(\frac{B^2}{8\pi}\right)_{out} + P_{out}. \quad (9.IV)$$

Индексы "in" и "out" означают "внутри" и "вне" пограничного слоя.

Выпишем некоторые величины в виде, удобном для оценок. Средняя длина свободного пробега для ион-ионных столкновений  $l_i$  и электрон-электронных столкновений  $l_e$ :

$$\lambda_i \approx 1.8 \cdot 10^9 \left(\frac{T_i}{10^{10} \text{ K}}\right)^2 \left(\frac{z^4 n_i \ln \Lambda}{10^{16} \text{ см}^{-3}}\right)^{-1} \text{ см}, \quad (10.IV)$$

$$\lambda_e \approx 1.8 \cdot 10^5 \left(\frac{T_e}{10^{10} \text{ K}}\right)^2 (n_e \ln \Lambda / 10^{16} \text{ см}^{-3}) \text{ см}.$$

Ларморовские радиусы для иона  $R_L(i)$  и электрона  $R_L(e)$ :

$$R_L(i) \approx 0,13 T_{10}^{1/2} A^{1/2} z^{-1} B_6^{-1} \text{ см},$$

$$R_L(e) \approx 3,1 \cdot 10^{-4} T_8^{1/2} B_6^{-1} \text{ см}. \quad (11.IV)$$

Из формулы (10.IV) следует, что, во всяком случае, длина свободного пробега ионов сравнима или больше характерного размера магнитосферы. Следовательно, переходный слой является бесстолкновительным. В то же

время дебаевский радиус

$$R_D \approx 2,2 \cdot 10^{-3} T_8^{1/2} n_1^{-1/2} \text{ см} \quad (12.IV)$$

гораздо меньше толщины слоя. Значит, плазму можно считать электро-нейтральной.

Система уравнений магнитной гидродинамики для идеально проводящей невязкой жидкости имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho \mathbf{v} = 0, \quad (13.IV)$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \mathbf{g} + \frac{1}{\rho c} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}), \quad (14.IV)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (15.IV)$$

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (16.IV)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0, \quad (17.IV)$$

$$P = A\rho^\gamma, \quad (18.IV)$$

где  $\mathbf{j}$  – плотность электрического тока. Уравнение (15.IV) является комбинацией закона Ома и уравнения Максвелла:

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}.$$

Последний член в уравнении движения (14.IV) описывает магнитную силу. Его можно представить в следующем виде:

$$\frac{(\mathbf{j} \times \mathbf{B})}{c} = -\nabla \frac{B^2}{8\pi} + k \frac{B^2}{4\pi} \mathbf{n}_s, \quad (19.IV)$$

где  $\mathbf{n}_s$  – нормаль к магнитной силовой линии,  $k$  – ее кривизна. Эта запись иллюстрирует анизотропный характер силы Лоренца. Первый член можно объединить с обычным давлением. А вот второй действует анизотропно – силовые линии магнитного поля стремятся выпрямиться.

## § 2. Постановка задачи

Будем искать форму магнитосферы, полагая, что токовый слой бесконечно тонкий. Граница магнитосферы разбивает пространство на две области: вне ее магнитное поле равно нулю, а внутри нет плазмы. Магнитосфера статична. Поэтому уравнения (13.IV) – (18.IV) принимают вид

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (20.IV)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0,$$