именно в этом случае в реальных условиях, по-видимому, и возникает сверхкритический режим. Это последнее утверждение можно пояснить "на пальцах". Темп аккреции пропорционален квадрату радиуса захвата: $\dot{M}_c \sim R_G^2$. В то же время оценка вращательного момента показывает, что он тоже пропорционален R_G^2 (см. формулу (85.II)). Поэтому вполне естественно образование аккреционного диска в тех случаях, когда темп аккреции достаточно высок.

§ 4. Когда нужно учитывать магнитное поле?

Итак, мы получили характерное расстояние, на котором давление магнитного поля становится сравнимым с давлением сил гравитации. Теперь ясно, что нужно называть замагниченной нейтронной звездой.

Очевидно, магнитное поле звезды существенно тогда, когда радиус остановки превосходит радиус нейтронной звезды:

$$R_{st} > R_x. \tag{29.III}$$

В качестве R_{st} возьмем альвеновский радиус R_A, поскольку он является наименьшим из двух: R_A и R_{Sh}. Используя найденные выше выражения для альвеновского радиуса ((23.III), (29.III)), получим оценку минимального магнитного поля звезды, при котором оно еще влияет на течение вещества:

$$\mu_{\min} = \begin{cases} \left.\begin{array}{ll} \left(\dfrac{\dot{M}_c v_\infty^5 R_x^6}{4G^2 M_x^2}\right)^{1/2}, & R_A > R_G \\ (\dot{M}_c \sqrt{2GM_x} R_x^{7/2})^{1/2}, & R_A \leqslant R_G \end{array}\right\} \dot{M}_c \leqslant \dot{M}_{cr}, \\ \left(\dfrac{4\pi c\sqrt{2GM_x} R_x^{9/2}}{\kappa}\right)^{1/2}, \quad \dot{M}_c > \dot{M}_{cr}. \end{cases} \tag{30.III}$$

Наиболее распространенным является случай $R_A \leqslant R_G$ и $\dot{M}_c \leqslant \dot{M}_{cr}$. Приведем численные оценки магнитного дипольного момента и напряженности магнитного поля на поверхности звезды:

$$\begin{aligned} \mu_{\min} &\approx 10^{26} R_6^{7/4} \dot{M}_{17}^{1/2} m_x^{1/4} \quad \text{Э} \cdot \text{см}^3, \\ B_{\min} &\approx 10^7 \dot{M}_{17}^{1/2} R_6^{5/4} m_x^{1/4} \quad \text{Э}. \end{aligned} \tag{31.III}$$

Большинство наблюдаемых сейчас нейтронных звезд имеют магнитные поля $\sim 10^{12}$ Э и дипольные моменты $\sim 10^{30}$ Э $\cdot$ см^3. Отсюда очевидна необходимость учета магнитных полей нейтронных звезд.

§ 5. Гравимагнитный параметр

Взглянув на выражение для радиуса остановки в докритическом режиме ($\dot{M}_c \leqslant \dot{M}_{cr}$), можно заметить, что всюду магнитный дипольный момент μ и темп аккреции $\dot{M}_c$ входят в одной и той же комбинации. Обозначим ее через y:

$$y = \frac{\dot{M}_c}{\mu^2}. \qquad (32.III)$$

Существование такой универсальной комбинации было подмечено Дэвисом и Принглом (1981). Параметр y характеризует соотношение между гравитационными и магнитными "свойствами" звезды, поэтому он будет называться гравимагнитным параметром. Две нейтронные звезды, обладающие совершенно разными магнитными полями, помещенные в разные внешние условия, но имеющие одинаковые гравимагнитные параметры, имеют одинаковые магнитосферы. Конечно, это верно, пока темп аккреции достаточно мал ($\dot{M}_c \leqslant \dot{M}_{cr}$). В противном случае поток вещества вблизи радиуса остановки перестает зависеть от темпа аккреции вдали.

Найдем качественную зависимость радиуса остановки от гравимагнитного параметра (формулы (23.III), (24.III)). Альвеновский радиус ведет себя как

$$R_{\mathrm{A}} \sim \begin{cases} y^{-1/6} & \text{при } R_{\mathrm{A}} > R_G, \\ y^{-2/7} & \text{при } R_{\mathrm{A}} \leqslant R_G, \end{cases} \qquad (33.III)$$

а радиус Шварцмана соответственно

$$R_{\mathrm{Sh}} \sim y^{-1/2}. \qquad (34.III)$$

Качественно зависимость очень проста для понимания. Гравимагнитный параметр велик, когда велик темп аккреции или мало магнитное поле. При увеличении гравимагнитного параметра давление аккрецируемой плазмы P_a растет, а давление магнитного поля падает. Радиус остановки уменьшается.

Гравимагнитный параметр входит во многие соотношения, определяя режим взаимодействия замагниченной звезды с окружающей средой (см. дальше). Например, условие (29.III), проверяющее необходимость учета магнитных полей, принимает особенно простой вид, если его записать как неравенство на гравимагнитный параметр. Магнитные поля важны, если параметр y меньше некоторого критического значения (докритический режим):

$$y \leqslant y_{\max} = \begin{cases} \dfrac{2GM_x}{R_x^3\, v_\infty^{5/2}}, & y < y_G, \\ (\sqrt{2GM_x}\, R_x^{7/2})^{-1}, & y \geqslant y_G, \end{cases} \qquad (35.III)$$

где y_G определяется из условия $R_{\mathrm{A}} = R_G$:

$$y_G = \frac{v_\infty^7}{(2GM_x)^4}. \qquad (36.III)$$

Соответственно возникает критическое значение гравимагнитного параметра, когда энерговыделение на радиусе остановки сравнивается с эддингтоновским пределом. Подставляя в (28.III) выражение (27.III), находим:

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

При $y < y'_{cr}$ и $y < y''_{cr}$ энерговыделение 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 $\omega R_{st} \gg \sqrt{GM/R_{st}}$, 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

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

откуда и определяется радиус коротации R_c:

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

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