

Из формулы Бонди (13. II) следует, что темп аккреции сильнейшим образом зависит от скорости звезды и, следовательно, от температуры вещества в окружающей среде: $\dot{M} \sim a_{\infty}^{-3} \sim T_{\infty}^{-3}$. Ясно, что прогрев вещества приводит к своеобразной авторегулировке (Шварцман, 1970б): увеличивает светимость — увеличивается и температура, что приводит к снижению темпа аккреции и понижению светимости.

Возникает вопрос, не может ли прогрев вещества привести к ограничению темпа аккреции более жесткому, чем эддингтоновский предел (Бафф и Мак-Крей, 1974)? В работе Бисноватого-Когана и Блинникова (1979) численно решены уравнения стационарной сферически-симметричной аккреции с рентгеновским прогревом. Найдено, что стационарный режим существует при любых светимостях, вплоть до эддингтоновского предела. Таким образом, "теплого" предела светимости нет.

Гораздо более эффективным препятствием для аккреции может быть эжекция вещества звездой (Шварцман, 1970в). Пусть длина свободного пробега эжектируемых частиц много меньше характерных размеров взаимодействия, т.е. частица полностью застревает в аккрецируемом веществе, передавая ему весь свой импульс. Если мощность, уносимая эжектируемыми частицами, L_{ej} , и скорость их v_{ej} , то давление, оказываемое ими на аккрецируемое вещество, будет равно

$$\dot{P}_{ej} = \frac{L_{ej}}{4\pi R^2 v_{ej}}. \quad (31. II)$$

Заметим, что $P_{ej} \sim R^{-2}$, а динамическое давление аккрецируемого вещества $P_a \sim R^{-5/2}$ (см. формулу (16. II)). Если звезда до начала аккреции эжектировала частицы, то нужно сравнить давление на радиусе гравитационного захвата:

$$\frac{L_{ej}}{4\pi R_G^2 v_{ej}} = \rho v_{\infty}^2 = \frac{\dot{M}}{4\pi R_G^2} v_{\infty}.$$

Отсюда критическое значение светимости эжектируемых частиц $L_{ej}(cr)$, препятствующих аккреции, равно

$$L_{ej}(cr) = \dot{M} v_{\infty} v_{ej} = \frac{L}{\eta} \left(\frac{v_{\infty} v_{ej}}{c^2} \right).$$

Здесь мы воспользовались формулой (2. В). Из последней формулы видно, что для релятивистской звезды $L_{ej} \ll L$. Эжектируемый ветер ничтожно малой светимости способен воспрепятствовать аккреции.

§ 3. Сферическая аккреция на нейтронную звезду без магнитного поля

Сферически-симметричная аккреция на нейтронную звезду без магнитного поля была впервые рассмотрена Зельдовичем и Шакурой (1969). Выясним, следуя этой работе, основные физические явления, связанные с появлением "твердой" поверхности на пути аккрецируемого потока.

Сталкиваясь с поверхностью нейтронной звезды, частицы аккрецируемого потока тормозятся, отдавая свою кинетическую энергию. Торможение

частиц может быть обусловлено как столкновительными процессами, так и возбуждением плазменных неустойчивостей. Кинетическая энергия перерабатывается в излучение. Очевидно, температура будет определяться балансом двух процессов: нагревом в результате торможения и охлаждением за счет излучения. В адиабатическом приближении (медленное охлаждение) характерная температура может быть оценена по ударной адиабате Гюгонио (Зельдович и Райзер, 1966):

$$kT \approx \frac{mv^2}{2}.$$

При $v \approx c/2$ получим $T \approx 10^{12}$ К. Это верхняя оценка температуры. Наоборот, если нейтронная звезда излучает как черное тело, то из равенства

$$\dot{M} \frac{GM}{R_x} = 4\pi R^2 \sigma T^4$$

получаем нижнюю оценку температуры:

$$T \approx 10^7 \dot{M}_{-8}^{1/4} R_6^{-3/4} m^{1/4} \text{ К.}$$

Столь разительное отличие показывает, что для получения даже порядковых оценок необходим детальный анализ происходящих в зоне торможения и излучения процессов превращения энергии. До столкновения с поверхностью практически вся кинетическая энергия сосредоточена в протонах (электрон в 1800 раз легче). Сталкиваясь с атмосферой нейтронной звезды, протоны тормозятся, постепенно передавая свою энергию сначала протонам тормозящего слоя атмосферы, а потом, через столкновения, электронам этого слоя. Электроны, получив эту энергию, отдают ее в виде тормозного излучения или через обратный комптоновский эффект.

Удобно ввести параметр $y = \int \rho dx$, который указывает количество вещества, "пройденного" при торможении. Пусть общее количество вещества, необходимое для полного торможения, равно y_0 . Тогда энергия, выделяемая на 1 г вещества атмосферы, приближенно равна

$$W^+ \approx \frac{Q}{y_0}, \quad y < y_0, \tag{32.II}$$

$$W^+ = 0, \quad y > y_0,$$

где $\theta = L/(4\pi R^2)$ — поток энергии на единицу поверхности звезды. Эта энергия уносится тормозным излучением

$$W_{br}^- \approx 5 \cdot 10^{20} \sqrt{T_e} \rho, \tag{33.II}$$

где T_e — температура, ρ — плотность ионизованной плазмы, а также в результате комптонизации:

$$W_c^- = \frac{4\epsilon_r c \sigma_T}{m_p} \cdot \frac{kT_e}{m_e c^2} \tag{34.II}$$

(ϵ_r — плотность энергии излучения). Выражения (33.II), (34.II) не учитывают обратных процессов, которые приближенно можно учесть, введя некоторые эффективные температуры T_1 и T_2 , так что уравнение баланса

имеет вид

$$\frac{Q}{y_0} = 5 \cdot 10^{20} T_e^{1/2} \rho \left(1 - \frac{T_1}{T_e} \right) + 6,5 \epsilon T_e \left(1 - \frac{T_2}{T_e} \right). \quad (35. II)$$

Вообще говоря, значения T_1 и T_2 зависят от спектра, но в первом приближении

$$T_1 = T_2 = \left(\frac{\epsilon}{a} \right)^{1/4}.$$

Плотность лучистой энергии определяется из уравнения диффузии для потока излучения q :

$$q = Q \frac{y - y_0}{y_0} = - \frac{c}{3\kappa_T} \frac{d\epsilon_r}{dy}, \quad y < y_0,$$

где $\kappa_T = 0,38 \text{ см}^2/\text{г}$. При $y > y_0$ $q = 0$ и $\epsilon_r = \text{const}$. С учетом граничного условия

$$\epsilon_r = \frac{\sqrt{3}Q}{c} \quad \text{при } y = 0$$

получаем

$$\epsilon_r = \frac{Q}{c} \left\{ \sqrt{3} + 3\kappa_T y_0 \left[\frac{y}{y_0} - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{y_0} \right)^2 \right] \right\}, \quad 0 < y < y_0, \quad (36. II)$$

$$\epsilon_r = \frac{Q}{c} \left(\sqrt{3} + \frac{3}{2} \kappa_T y_0 \right), \quad y > y_0.$$

В глубине при $y \gg y_0$ устанавливается полное термодинамическое равновесие. Соответствующая температура определяется из равенства $\epsilon_r = aT^4$. На поверхности $\rho \rightarrow 0$ и $W_{br}^- \rightarrow 0$, температура электронов определяется комптонизацией и не зависит от светимости, так как $\epsilon \sim Q \sim L$. Распределение плотности вещества находится из уравнения гидростатического равновесия:

$$P = \frac{2\rho kT}{m_p} = \left(\frac{GM}{R_x^2} + \frac{\rho_0 v^2}{y_0} \right) y, \quad 0 < y < y_0, \quad (37. II)$$

$$P = \frac{2\rho kT}{m_p} = \frac{GM}{R_x^2} y + \rho_0 v^2, \quad y > y_0.$$

Здесь наряду с силой тяжести учитывается сила динамического напора падающего вещества.

Задавая светимость L или, что то же самое, Q (при известном радиусе звезды) и длину торможения y_0 , можно получить представление о распределении плотности и температуры в атмосфере нейтронной звезды. Ясно, что важнейшим здесь является параметр y_0 , который существенно зависит от характера торможения падающих частиц. Кинетическая энергия падающих протонов порядка нескольких сотен МэВ. Характерная длина пробега таких протонов в полностью ионизованной плазме определяется куло-

новскими столкновениями и соответствует массе вещества $y = \rho l \approx 5 - 30 \text{ г/см}^2$. Тогда для $y_0 = 20 \text{ г/см}^2$ на глубине $y \gg y_0$ $T_1 \approx 1,5 \cdot 10^7 \text{ К}$. Светимость принимается равной $0,1 L_{\text{Ед}}$. Температура электронов на поверхности $T_e \approx 10^8 \text{ К}$.

Оценим роль комптонизации, введя коэффициент, показывающий долю энергии, отдаваемой электронами на комптонизацию:

$$\eta = \frac{1}{Q} \int_0^{y_0} W_{c^-} dy.$$

Для $y_0 \approx 20 \text{ г/см}^2$, $\eta \lesssim 0,05$ при $L = 0,1 L_{\text{Ед}}$ и $\eta \lesssim 0,01$ при $L \approx 0,01 L_{\text{Ед}}$.

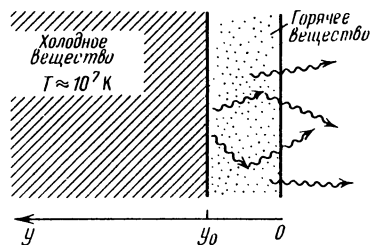


Рис 24. Строеие зоны торможения аккрецируемого вещества на поверхности нейтронной звезды

Значение y_0 может сильно уменьшиться из-за возникновения плазменных колебаний. При прохождении пучка заряженных частиц через плазму в ней появляются плазменные колебания на плазменной частоте $\nu_p = \sqrt{\pi n e^2 / (4 m_e)}$, которые эффективно взаимодействуют с ионами пучка, тормозя его. Уменьшение длины свободного пробега сопровождается увеличением температуры электронов. Полагая, что электронная температура $T_e \approx m_e v^2 \approx 10^9 \text{ К}$, из (36.И) и (37.И) можно получить, что $y_0 \approx 2 \text{ г/см}^2$. В этом случае резко возрастает роль комптонизации ($\eta \approx 0,96$ для $L \approx 0,1 L_{\text{Ед}}$ и $\eta \approx 0,7$ для $L \approx 0,01 L_{\text{Ед}}$). Кроме того, появляются жесткие рентгеновские кванты с энергией 50–100 кэВ. Выходящий спектр будет сильно отличаться от планковского.

Представление о характере спектра можно получить в рамках следующей упрощенной картины. Атмосфера звезды разбивается на две области: холодное полупространство с температурой $T \approx 10^7 \text{ К}$ и тонкий горячий слой с температурой $T \approx 10^8 - 10^9 \text{ К}$ в зависимости от толщины торможения y_0 . Поток, излучаемый "холодным" полупространством, комптонизируется на горячих электронах тонкого слоя (рис. 24). В рассматриваемых условиях коэффициент рассеяния на свободных электронах σ_T во много раз превышает коэффициент истинного поглощения σ_{ff} . Наиболее сложным здесь оказывается учет комптонизации. В условиях, когда средняя энергия электронов много выше энергии квантов, изменение спектра в основном зависит от одного параметра, называемого параметром комптонизации: $x = k T_e \Delta t / (m_e c^2)$, где Δt — характерное время пребывания квантов в зоне высокой температуры. Комптонизация приводит к перекачке холодных квантов в область жесткого рентгеновского излучения с характерным экспоненциальным завалом.

Дополнительное излучение может возникать в гамма-области вследствие распада π -мезонов, рождающихся при столкновениях протонов в атмосфере

звезды (Зельдович и Новиков, 1967). Оценки показывают, что доля этого излучения сравнительно невысока ($\sim 10^{-4}$). Тем не менее, обнаружение такого излучения было бы весьма интересным.

§ 4. Захват вещества движущейся звездой

Хронологически первой была исследована задача об аккреции газа на движущийся гравитирующий центр (Хойл и Литтлон, 1939; Бонди и Хойл, 1944; Мак-Крей, 1951). Газодинамическая задача оказалась сложной и, в отличие от сферически-симметричного случая, здесь не было найдено точных аналитических решений. Для астрофизики нейтронных звезд важнейшим является темп аккреции захваченного вещества. Можно сказать, что хотя структура аккреционного потока исследована недостаточно полно, для величины \dot{M}_c имеется неплохая аппроксимирующая формула.

Рассмотрим вначале задачу в пылевидном приближении. Перейдем в систему координат, связанную с гравитирующим центром, движущимся относительно среды со скоростью v_∞ . Пусть частицы везде двигаются свободно, но "слипаются" на оси симметрии (ось аккреции, рис. 25). В рассматриваемом приближении линии тока — гиперболы. При движении отдельных частиц сохраняется угловой момент относительно аккрецирующей звезды:

$$|\mathbf{R} \times \mathbf{v}| = b v_\infty,$$

где b — прицельный параметр частицы. Пусть v_{\parallel} и v_{\perp} — соответственно параллельная и перпендикулярная компоненты скорости в точке слипания. На оси аккреции вклад в угловой момент дает только компонента v_{\perp} , поэтому

$$v_{\perp} R_{\text{col}} = b v_\infty.$$

При слипании перпендикулярная компонента скорости исчезает, так что

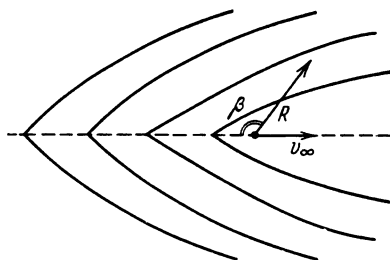


Рис. 25. Линии тока при цилиндрической аккреции

кинетическая энергия частиц уменьшается и полная их энергия может стать отрицательной (частицы будут захвачены). Очевидно, будут захвачены только те частицы, для которых скорость после столкновения будет меньше параболической:

$$v_{\parallel} \leq \sqrt{2GM/R_{\text{col}}}.$$

Для определения максимального прицельного параметра захваченной частицы добавим закон сохранения энергии:

$$\frac{1}{2} (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2) - \frac{GM}{R_{\text{col}}} = \frac{1}{2} v_\infty^2.$$