

Обратите внимание, что \dot{P} не зависит от μ (почему?).

б) Используйте результаты упражнения 14.22 для \bar{l}_a — удельного момента количества движения аккрецируемого газа, чтобы оценить $-P$.

Явное согласие между теоретическими предсказаниями для дисковой аккреции и результатами наблюдений восьми из девяти тщательно исследованных источников подтверждает картину дисковой аккреции на магнитную нейтронную звезду¹⁾.

15.3. ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ АККРЕЦИРУЮЩИХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Если выполняется неравенство $R < r_A$, подавляющая часть излучения возникает достаточно глубоко под альфеновской поверхностью, вблизи поверхности звезды. В это излучение вносят вклад ряд физических процессов и радиационных механизмов. Ожидаемые спектр излучения и характер его пространственного распределения сложным образом зависят от геометрии течения и от характера замедления падающей плазмы вблизи поверхности нейтронной звезды. Хотя этим вопросам было посвящено несколько работ²⁾, уверенное предсказание спектра излучения пока еще не достигнуто. Конечно, полная светимость четко определяется параметрами M , R и \dot{M} в соответствии с формулой

$$L = \frac{GM}{R} \dot{M}. \quad (15.3.1)$$

Однако и в этом случае спектральный анализ усложняется присутствием магнитных полей на поверхности. Они вынуждают плазму течь вдоль силовых линий, вызывают очень быструю потерю энергии поперечного движения электронов на циклотронное излучение и приводят к анизотропиям тепловых скоростей, излучательных способностей, непрозрачностей и, в конечном итоге, интенсивностей рентгеновского излучения. Однако не одни только магнитные поля приносят осложнения. На самом деле диапазон правдоподобных спектров излучения достаточно велик даже для *сферически симметричной* аккреции на *ненамагниченную* нейтронную звезду в зависимости от поведения плазмы вблизи поверхности.

Рассмотрим, например, случай, когда падающий пучок ионов постепенно замедляется в сравнительно протяженном слое атмосферы нейтронной звезды благодаря обычным кулоновским столкновениям с электронами. Этот сценарий впервые был предложен Зельдовичем и Шакурой [638] (см. также [10]). Если падающая плазма останавливается благодаря кулонов-

¹⁾ См., однако, работу [24], где приведена альтернативная модель скачка частоты для источников с малой светимостью; она основана на механизме сферически симметричной аккреции звездного ветра и предполагает проникновение плазмы внутрь магнитосферы вследствие неустойчивости Рэля — Тейлора.

²⁾ Обзор проблемы и ссылки на литературу см. в [367].

ским соударениям с веществом звезды, то большая часть энергии выделяется под поверхностью на пути в несколько длин свободного пробега фотонов. Излучение поэтому термализуется до выхода на поверхность. В данном случае энергия фотонов сравнима с эффективной поверхностной температурой черного тела, что дает для сферически симметричного течения

$$T \gtrsim T_{\text{bb}} = \left(\frac{L}{4\pi R^2 \sigma} \right)^{1/4} \approx \left\{ \begin{array}{c} 1 \times 10^7 \text{ K} \\ \text{или} \\ 1 \text{ кэВ} \end{array} \right\} \times R_6^{-1/2} L_{37}^{1/4}. \quad (15.3.2)$$

Процессы, приводящие к увеличению T выше минимального значения T_{bb} , включают в себя томсоновское рассеяние фотонов электронами в нижних слоях атмосферы или фотосфере [см. уравнение (14.5.54)], комптоновское рассеяние горячих ($\leq 10^8$ К) электронов на тепловых фотонах в верхних слоях атмосферы, каналирование вещества к полярным шапкам «воронкой» магнитного поля — при этом излучающая поверхность имеет площадь меньше $4\pi R^2$ [см. уравнение (15.1.10)]. Тем не менее, когда замедление вещества происходит вследствие одних лишь кулоновских столкновений, возникающее излучение по своему характеру относится к мягкому тепловому рентгену.

Рассмотрим, однако, альтернативную возможность, когда коллективные плазменные эффекты, которые, кстати, наблюдались в солнечном ветре, приводят к более резкому замедлению падающего потока плазмы, нежели кулоновские столкновения. Примером подобного эффекта может служить «двухпотоковая» неустойчивость, при которой сильные электрические поля, возникающие в результате флуктуаций плотности заряда, могут замедлять один плазменный пучок, движущийся сквозь другой. В предельном случае, когда бесстолкновительная неустойчивость особенно сильна и эффективное замедление происходит чрезвычайно быстро, непосредственно над поверхностью звезды может возникнуть стоячая ударная волна. Такую возможную картину впервые исследовали Шапиро и Солпитер [531] (см. также [315, 580]). В этом случае ударная волна способствует преобразованию кинетической энергии падающего потока в тепловую энергию, так что

$$T \lesssim T_{\text{ff}} \approx \frac{\frac{1}{2} m v_{\text{ff}}^2}{k}, \quad (15.3.3)$$

где $v_{\text{ff}} \approx (2GM/R)^{1/2}$ — скорость свободного падения вблизи поверхности.

Нетрудно показать, что кулоновские столкновения не способны привести к такой «хаотизации» кинетической энергии вблизи нейтронной звезды. Оценим сечение ион-ионного кулоновского рассеяния в потоке. С точностью до логарифмического множителя это можно сделать, исходя из формулы

$$\sigma_c \approx \pi r_{\text{eff}}^2, \quad (15.3.4)$$

где r_{eff} — расстояние, на которое расходятся ионы, когда ион-ионная потенциальная энергия становится сравнимой с кинетической энергией. Это

такое расхождение, при котором ионы отклоняются от своих невозмущенных траекторий приблизительно на 90° . Таким образом,

$$\frac{e^2}{r_{\text{eff}}} \approx \frac{1}{2} m_p v^2, \quad (15.3.5)$$

где принято $Z \sim 1$ и где $v \approx v_{\text{ff}}$ — скорость падающего ионного пучка, а также ионная тепловая скорость в области за ударной волной. Средняя длина пробега на ион-ионное кулоновское столкновение с учетом (15.1.3) и (15.1.5) составляет

$$\lambda_c \approx \frac{1}{n_i \sigma_c} \approx \frac{m_p}{\rho \sigma_c}, \quad (15.3.6)$$

где n_i — концентрация ионов, а ρ — массовая плотность, определяемая выражением

$$\rho \approx \frac{\dot{M}}{4\pi R^2 v_{\text{ff}}} = \frac{2L}{4\pi R^2 v_{\text{ff}}^3}, \quad (15.3.7)$$

Комбинация уравнений (15.3.4)—(15.3.7) приводит к следующему результату:

$$\frac{\lambda_c}{R} \approx \frac{m_p^3 R v_{\text{ff}}^7}{2L e^4} \approx 1 \times 10^6 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{7/2} R_6^{-5/2} L_{37}^{-1}. \quad (15.3.8)$$

Итак, соотношение (15.3.8) показывает, что расстояние λ_c , необходимое для термализации падающего потока, намного превосходит R . Логарифмические поправки [297, 547], связанные с далекими соударениями, которые приводят к накапливающимся рассеяниям на малые углы, уменьшают отношение (15.3.8) всего лишь примерно в 10 раз. Следовательно, тонкий фронт ударной волны над звездой оказывается возможным только в том случае, если предположить действие других, *бесстолкновительных* механизмов.

Если подобный бесстолкновительный механизм *задан*, соотношение (15.3.3) предсказывает очень высокие температуры газа вблизи поверхности:

$$T \lesssim T_{\text{ff}} \approx \left\{ \begin{array}{c} 1 \cdot 10^{12} \text{ К} \\ \text{или} \\ 100 \text{ МэВ} \end{array} \right\} \times \frac{M}{M_\odot} R_6^{-1}. \quad (15.3.9)$$

Тогда ускоренные в ударной волне электроны должны излучать, помимо мягкого рентгена, и гамма-лучи. Примерно половина всей кинетической энергии падающей плазмы преобразуется в тепловую энергию релятивистских электронов сразу за фронтом ударной волны (другая половина переходит в тепловую энергию ионов). Эти релятивистские электроны испускают поток гамма-излучения с энергией 10—100 МэВ, половина которого направляется вниз к звезде и приобретает тепловой спектр, а оставшаяся часть

испускается наружу, не испытывая возмущений. Итак, приблизительно $1/4$ ($1/2 \cdot 1/2$) всей светимости будет наблюдаться в виде обильного потока гамма-излучения, а остальное — в виде мягкого рентгена.

Упражнение 15.5. Процесс, в результате которого ускоренные в ударной волне электроны испускают фотоны, согласно рассмотренной выше картине, — это релятивистский комптон-эффект. Покажите, что фотоны со средней энергией E_i , рассеиваемые релятивистскими электронами с энергией $E_e \gg m_e c^2$, приобретают среднюю энергию $E_f = (4/3)(E_e/m_e c^2)^2 E_i$ (в предположении, что распределения электронов и фотонов изотропны). Пользуясь этим результатом, покажите, почему мягкие рентгеновские лучи, испускаемые звездной поверхностью, могут покидать фронт ударной волны с энергиями, лежащими в гамма-диапазоне.

Существуют ли достаточно сильные бесстолкновительные процессы, приводящие к образованию тонкого фронта ударной волны, высокой температуре газа и излучению жестких фотонов, в настоящее время неизвестно. Наблюдения не дают убедительных оснований для предположения, что нейтронные звезды со стационарной аккрецией излучают интенсивные потоки гамма-лучей. Однако и в этом случае трудности обнаружения фотонов в диапазоне 10—100 МэВ не позволяют прийти к определенному заключению¹⁾.

15.4. АККРЕЦИЯ НА БЕЛЫЕ КАРЛИКИ

Недостаток места не позволяет нам обсудить теорию аккреции на белые карлики сколько-нибудь подробно²⁾. Тем не менее этот процесс важен по нескольким причинам.

1) Согласно общему мнению, мягкое и жесткое рентгеновское излучение, которое наблюдается от известных двойных систем, включающих белые карлики типа AM Her, DQ Her и SS Cyg, вызвано аккрецией на *магнитные* белые карлики [322]. Рентгеновский источник AM Her и ему подобные обладают сильной круговой поляризацией ($\geq 10\%$) в оптическом диапазоне. Отсюда делается вывод, что на поверхности этих источников су-

¹⁾ Сообщение о всплесках космического гамма-излучения в диапазоне энергий 0,2—1,5 МэВ появилось в 1973 г. [313], и с этого времени они подтверждались многочисленными последующими наблюдениями (обзор работ и ссылки на литературу даны в [314]). Короткие временные масштабы всплесков ($0,1 \text{ с} \leq \Delta t \leq 100 \text{ с}$) послужили основанием для применения к этим источникам моделей компактной звезды (особенно нейтронной звезды). Обзоры этих и других моделей, объясняющих наблюдаемые гамма-всплески, приведены в [326, 491].

²⁾ Читателям, интересующимся этим вопросом, рекомендуем ознакомиться с работами, упоминающимися в разд. 14.1 и 15.4, которые содержат более подробное обсуждение и дополнительные ссылки на литературу.