

индекс 3624

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФ И-583(70)-82

Փ.Ա.ԱԳԱՐՈՆՅԱՆ, Բ.Ա.ՏՅՈՆՅԵՎ

**ЭМИССИЯ В ГАММА-ЛИНИЯХ, РАЗРУШЕНИЕ ЯДЕР
И ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В ГОРЯЧЕЙ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ. ДЕЙТЕРИЕВЫЙ КОТЕЛ
КАК ИСТОЧНИК ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ**

ԵՐԵՎԱՆ 1982 ԵՐԵՎԱՆ

ЕФИ-563(70)-82

F.A.AHARONIAN, R.A.SUNYAEV*

THE EMISSION IN GAMMA-RAY LINES, NUCLEI DESTRUCTION
AND NEUTRON PRODUCTION IN HOT ASTROPHYSICAL PLASMAS.
DEUTERIUM BOILER AS A SOURCE OF GAMMA RADIATION

The radiative cooling mechanisms of nucleon component of
hot two-temperature plasma ($kT_i \geq 1$ MeV) are investigated.
The possible astrophysical applications of the results ob-
tained are discussed.

Yerevan Physics Institute
Yerevan 1982

* Space Research Institute, Moscow

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-563(70)-82

Ф.А. АГАРОНЯН, Р.А. СЮНЯЕВ^Ж

ЭМИССИЯ В ГАММА-ЛИНИЯХ, РАЗРУШЕНИЕ ЯДЕР И ОБРАЗОВАНИЕ
НЕЙТРОНОВ В ГОРЯЧЕЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ.
ДЕЙТЕРИЕВЫЙ КОТЕЛ КАК ИСТОЧНИК ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

^Ж Институт космических исследований АН СССР

Ереван 1982

1. Введение

В последние годы в литературе широко обсуждается возможность формирования высокотемпературной ионной плазмы ($T \gg 10^{10}$ К) вблизи релятивистских астрофизических объектов. Среди них - двухтемпературные аккреционные диски вокруг черных дыр, плазма, возникающая при сферической аккреции на нейтронную звезду или черную дыру, сильные ударные волны при взрывах сверхновых и т.д.

Основные надежды получить наблюдательные свидетельства в пользу существования подобной плазмы в астрофизических объектах связываются с гамма-астрономией. Интенсивное гамма-излучение с характерным спектром от распада π^0 - мезонов может формироваться в аккреционной плазме с $T_1 \sim 10^{12}$ К вблизи черных дыр [1-3]. При более низких температурах гамма-излучение, связанное с ионной компонентой плазмы, генерируется преимущественно во взаимодействиях протонов с ядрами - через прямые каналы возбуждения ядер, а также при захвате и аннигиляции вторичных нейтронов и позитронов. Возможность генерации линейчатого гамма-излучения в горячей оптически тонкой плазме впервые обсуждалась в работе [4]. Более того, Лингенфельтером и др. [5] выдвигалась гипотеза, что эмиссионные линии, выделенные в спектрах

двух γ - транзиентов [6,7], а также в спектре радиогалактики Cen A [8], генерируются в аккреционной плазме вблизи нейтронной звезды и массивной черной дыры, соответственно. Такое предположение является альтернативным по отношению к гипотезе об образовании линейчатого гамма-излучения при бомбардировке холодного газа надтепловыми ядрами (субкосмическими лучами), которая неизбежно приводит к непреодолимым трудностям [5,9].

Регистрация линейчатого гамма-излучения от компактных релятивистских объектов могла бы стать важнейшим инструментом изучения физических условий областей генерации излучения, недоступных в других диапазонах электромагнитных волн [10]. Этим и объясняется повышенный интерес в планируемых в настоящее время экспериментах к области энергий фотонов 0,1 - 10 МэВ [11]. К сожалению, как показано в данной работе, эффективность генерации гамма-линий в горячей ионной плазме относительно невелика, а регистрация этих линий с помощью современных детекторов возможна лишь при реализации весьма специфических условий в области генерации. Дело в том, что в плазме с температурой ионов достаточно высокой для возбуждения ядер, еще быстрее или с одинаковой скоростью протекают неупругие реакции фрагментации, приводящие к развалу ядер за время порядка или меньше времени формирования стационарной высокотемпературной плазмы. В результате этого образуется протонно-нейтронная плазма без заметного содержания ядер, но в силу электронейтральности с электронами и, возможно, позитронами. При этом из-за быстрого охлаждения релятивистских электронов в окрестности компактных объектов преимущественно формируется двухтемпературная плазма с $T_i > 10^{10}$ К и $T_e < 10^{10}$ К.

В двухтемпературной плазме отбор энергии у горячих нуклонов происходит в основном за счет кулоновских р-е соударений. Электроны же отдают свою энергию излучению вследствие комптонизации. Кроме того, нуклонная компонента плазмы охлаждается в результате радиационного захвата нейтронов протонами с образованием дейтрона и тормозного излучения при рассеянии протонов на нейтронах. Наблюдения гамма-излучения с характерным спектром в диапазоне $\sim 1 - 50$ МэВ могут дать прямое доказательство существования двухтемпературной субрелятивистской плазмы ($T_i > T_e$) в ситуации, когда разрушены тяжелые ядра и ослаблено излучение в гамма-линиях.

В горячей плазме с $T_i \gtrsim 10^{10}$ К и с концентрацией $n_p \gtrsim 10^{16}$ см⁻³ в равновесии с протонами и нейтронами присутствуют ядра дейтерия. Обилие дейтерия в плазме сильно зависит от температуры нуклонов. В частности, при температуре $T_i \approx 3 \cdot 10^{10}$ К оно может достичь весьма большого значения $\sim 10^{-3}$.

Дейтерий может эффективно образоваться также при утечке нейтронов из области генерации и их последующем захвате в плотных холодных областях, окружающих источник. В частности, нейтроны могут захватиться на поверхности звезды-компаньона, входящей в состав двойной системы с черной дырой или нейтронной звездой. Привлекательной особенностью этого механизма является возможность образования дейтерия без сопутствующих легких элементов (Li, Be, B). Как показывают приведенные ниже расчеты, испарение нейтронов из аккреционного диска становится существенным при температурах $kT_i \gtrsim 5$ МэВ. Доказательством действия этого механизма было бы обнаружение эмиссии в линии 2,2 МэВ.

2. Возбуждение и разрушение ядер в плазме

Наиболее важным механизмом генерации линейчатого гамма-излучения в разреженной плазме со "стандартным" космическим обилием элементов являются прямые реакции возбуждения ядер

$$^{12}\text{C} (4,44 \text{ МэВ}), \quad ^{16}\text{O} (6,13 \text{ МэВ}), \quad ^{14}\text{N} (2,31 \text{ МэВ}), \\ ^{20}\text{Ne} (1,63 \text{ МэВ}), \quad ^{24}\text{Mg} (1,37 \text{ МэВ}), \quad ^{28}\text{Si} (1,78 \text{ МэВ}), \\ ^{56}\text{Fe} (0,84 \text{ МэВ}) \text{ протонами и } \alpha \text{- частицами.}$$

Сечения этих реакций начиная с пороговых значений $E \sim (3 - 5) \text{ МэВ}$ быстро достигают максимума при $E \sim (10 - 30) \text{ МэВ}$, а далее падают примерно по закону $\sim E^{-1}$ [12]. Поэтому ядра наиболее эффективно возбуждаются в плазме с температурой $T_i \sim 10^{11} - 10^{12} \text{ К}$. При этих же температурах неупругие ядерные столкновения приводят к интенсивному разрушению ядер. Для сопоставления этих двух процессов были рассчитаны скорости возбуждения и расщепления ядер в нерелятивистской максвелловской плазме:

$$\nu = 2 \sqrt{\frac{e}{\pi}} \left(\frac{kT_i}{m_p c^2} \right)^{-3/2} \frac{c a^{3/2}}{(m_p c^2)^2} n_p \int_{E_{th}}^{\infty} e^{-aE/kT_i} \sigma(E) E dE, \quad (1)$$

где A - массовое число ядра, $\sigma(E)$ - сечение реакции в системе покоя ядра, $a \equiv (1 + 1/A)^{-1}$. В расчетах учитывались только реакции с участием протонов при вполне разумном предположении $T_i = T_p$.

На рис. I приведены зависимости величин $\tau = \tau n_p = (\nu/n_p)^{-1}$ от температуры плазмы для ядер ^4He , ^{12}C , ^{20}Ne и ^{56}Fe ($t \equiv \tau/n_p$ - характерное время реакции). При вычислении скоростей генерации линий 4,44 МэВ; 1,63 МэВ; 0,84 МэВ, а также суммар-

ного гамма-излучения от ядер ^{20}Ne и ^{56}Fe (с учетом эмиссионных линий короткоживущих радиоактивных осколков фрагментации) использовались сечения, скомпилированные Рамати и др. [12], а для скоростей фрагментации ^4He и ^{12}C - данные работ [13, 14]

Как видно из рисунка, генерация гамма-линий становится существенной при температурах $T_i \gtrsim 3 \cdot 10^{10} \text{ К}$, достигая максимума при $T_i \sim (1-3) \cdot 10^{11} \text{ К}$. В этом же интервале температур с примерно одинаковой или большей скоростью протекают неупругие реакции развала ядер. Это непосредственно следует из сравнения времен фрагментации ^{12}C и возбуждения первого уровня $^{12}\text{C}^*_{4,4}$. Ситуация примерно такая же в случае возбуждения и фрагментации ^{16}O , ^{20}Ne , ^{56}Fe и других ядер. Это означает, что ядра в плазме с $T_i > 10^{11} \text{ К}$ успевают до разрушения возбуждаться в среднем не более одного раза. Уже из одного этого факта можно получить сильное ограничение на светимость плазмы в эмиссионных гамма-линиях, не обсуждая влияние других процессов диссипации энергии ядер.

Действительно, обозначая через \dot{M} скорость поступления вещества в область формирования горячей плазмы (в частности, в случае аккреции - скорость аккреции), X_A - обилие ядер типа A , $E_{\gamma k}$ - энергию фотона, можно написать верхний предел светимости плазмы в k -ой линии возбужденного ядра A :

$$L_{\text{AK}} < \frac{\dot{M}}{m_p} X_A E_{\gamma k} \bar{N}_{\text{AK}} = \left(\frac{E_{\gamma k}}{m_p c^2} \right) \bar{N}_{\text{AK}} X_A \eta^{-1} L_{\text{tot}}, \quad (2)$$

где \bar{N}_{AK} - среднее число столкновений за время "жизни" горячей плазмы, приводящих к возбуждению k -ого уровня ядра A ; L_{tot} - полная светимость плазмы, $\eta = L_{\text{tot}} / \dot{M} c^2$ - коэффициент "переработки" массы покоя в излучение. Очевидно, что

$$N_{AK} \leq \min \left\{ \tau_{sp} / \tau^*, \quad n_p \langle t \rangle / \tau^* \right\}, \quad (3)$$

где $\langle t \rangle$ - характерное время "жизни" горячей плазмы, n_p - концентрация протонов в плазме, τ_{sp} и τ^* - характерные времена фрагментации и возбуждения ядер, соответственно (их значения приведены на рис.1). Выражения (1)-(3) справедливы при $X_A \ll 1$. В частности, при $T_1 > 10^{11}$ К ($\tau_{sp} / \tau^* \ll 1$), $\eta \cong \cong 0,1$ (характерное значение для аккреционной плазмы вокруг черной дыры и нейтронной звезды), $X_C = 5 \cdot 10^{-4}$ и $X_{Fe} = 3 \cdot 10^{-6}$ (распространенность углерода и железа в Галактике [15]):

$$\sum_{AK} \equiv \frac{L_{AK}}{L_{tot}} = \frac{E_{\gamma K}}{m_p c^2} X_A \frac{\tau_{sp}}{\tau^*} \eta < \begin{cases} 2,5 \cdot 10^{-5} & \text{для } E_{\gamma} = 4,44 \text{ МэВ} \\ 3,0 \cdot 10^{-7} & \text{для } E_{\gamma} = 0,84 \text{ МэВ} \end{cases} \quad (4a)$$

При бомбардировке ядер протонами, кроме фотонов, испускаемых при переходах в основное состояние из первого уровня возбуждения, генерируются гамма-кванты, связанные с высшим уровнем возбуждения, а также с радиоактивными продуктами (фрагментации начального ядра. Экспериментально установлено, что сечение для ядер с $A < 20$ полное сечение испускания фотонов σ_{tot}^{γ} много больше парциальных сечений образования отдельных линий, то для более тяжелых ядер σ_{tot}^{γ} оказывается существенно больше сумм сечений разрешенных линий [12,16]. На рис.1 приведены характерные времена генерации гамма-квантов от ^{20}Ne и ^{56}Fe в зависимости от температуры плазмы. Из их сравнения с временами образования линий 1,63 МэВ и 0,84 МэВ следует, что при $T_1 > 10^{11}$ К полная светимость от ^{20}Ne и ^{56}Fe примерно на порядок больше светимости и наиболее интенсивных

линиях этих ядер (для ^{12}C вклад других эмиссионных линии по сравнению с интенсивностью линии 4,44 МэВ значительно меньше). Однако, даже с учетом неразрешенных линий светимость плазмы в результате ядерных реакций при "нормальном" обилии элементов не может превосходить $\sim 10^{-4}$ доли от полной светимости. Более того, даже в предельном случае $X_A \sim 1$ (подобная плазма может формироваться при захвате кометы нейтронной звездой [17]), процесс фрагментации ядер сильно ограничивает светимость в ядерных эмиссионных линиях. Так, например, в углеродной плазме

$$L_{4,4} < \frac{M}{m_c} E_{\gamma} \frac{\tau_{sp}}{\tau^*} \leq 5 \cdot 10^{-4} (\tau_{sp} / \tau^*) \eta^{-1} L_{tot}.$$

В данном случае времена τ_{sp} и τ^* обусловлены реакциями фрагментации и возбуждения при $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ столкновениях. К сожалению, эти реакции недостаточно хорошо изучены, однако предполагая примерно одинаковую зависимость сечений этих реакций от массового числа A , можно ожидать, что отношение τ_{sp} / τ^* в углеродной плазме не существенно отличается (при той же температуре на нуклон) от соответствующего отношения для плазмы с незначительным обилием тяжелых ядер. Поэтому при $T_1 > 10^{11}$ К (на нуклон) величина $\tau_{sp} / \tau^* < 1$ и, следовательно,

$$\sum_{4,4} < 5 \cdot 10^{-4} \eta^{-1}.$$

При $T_1 < 10^{11}$ К. отношение $\tau_{sp} / \tau^* > 1$, что позволяет пренебречь процессом фрагментации ядер. Тогда среднее число столкновений, приводящих к возбуждению ядра A , за время "жизни" плазмы $\langle t \rangle$ равно $\bar{N}_{AK} \approx \frac{\langle t \rangle n_p}{\tau^*}$ и, соответственно

$$\sum_{AK} \equiv \frac{L_{AK}}{L_{tot}} \leq \left(\frac{E_{\gamma K}}{m_p c^2} \right) X_A \frac{\langle t \rangle n_p}{\tau^*} \quad (4b)$$

Из рис. I непосредственно следует, что светимость в эмиссионных линиях 0,84 МэВ и 4,44 МэВ может составить не менее 0,1 % от общей светимости плазмы (при $\eta = 0,1$) при условии

$$X_{np} \langle t \rangle \geq 10^{16} \text{ см}^{-3} \text{ с} \quad \text{и} \quad T_i \leq 3 \cdot 10^{10} \text{ К},$$

так как при более высоких температурах начинает становиться важной фрагментация (см. условие (4а)), а при низких температурах оказывается неэффективным возбуждение ядерных уровней при столкновениях ядер с нуклонами.

Выше мы обсуждали эффективность генерации гамма-лучей, не рассматривая взаимодействие между ионной и электронной компонентами плазмы. При $T_i > T_e$ в результате кулоновских столкновений энергия ионов передается электронам со скоростью [18]

$$Q_{pe} = \frac{3}{2} \frac{k(T_i - T_e)}{\tau_{pe}} n_p, \quad (5)$$

где

$$\tau_{pe} = \frac{3}{8\sqrt{2\pi}} \left(\frac{m_p}{m_e}\right) \frac{(kT_e/m_e c^2 + kT_i/m_p c^2)^{3/2}}{r_0^2 c \Lambda_{ep} n_e}$$

есть время р-е релаксации (время выравнивания температур). При релятивистских температурах электронов ($kT_e > m_e c^2$) [19]

$$Q_{pe} = 3 \frac{k(T_i - T_e)}{\tau_{ep}}; \quad \tau_{ep} \approx \frac{3}{4\pi} \left(\frac{m_p}{m_e}\right) \frac{(kT_e/m_e c^2)}{r_0^2 c \Lambda_{ep} n_e} \quad (6)$$

На рис. I приведена зависимость τ_{pe} от T_i и T_e для кулоновского логарифма $\Lambda_{ep} = 20$. Сравнивая времена возбуждения ядер и р-е релаксации, находим

$$\frac{\dot{W}_{4,4}}{Q_{pe}} \approx X_c (T_e/3 \cdot 10^9 \text{ К})^{3/2}; \quad \frac{\dot{W}_{0,84}}{Q_{pe}} \approx 0,3 X_{Fe} (T_e/3 \cdot 10^9 \text{ К})^{3/2} \quad (7)$$

$$T_i = 3 \cdot 10^{10} \text{ К}; \quad T_e \leq 3 \cdot 10^9 \text{ К}; \quad X_A \ll 1.$$

С увеличением T_e величина Q_{pe} уменьшается и стремится

к нулю при $T_e \rightarrow T_i$. Однако, при $kT_e \sim kT_i \gtrsim m_e c^2$ скорость охлаждения плазмы в результате е-р и е-е тормозного излучения, определяемая выражениями [20]

$$\dot{W}_{ep}^b = \frac{32}{2} \left(\frac{2kT_e}{\pi m_e c^2}\right)^{1/2} d r_0^2 m c^3 n_e n_p$$

$$\dot{W}_{ee}^b \approx 32 \left(\frac{2kT_e}{\pi m_e c^2}\right)^{1/2} d r_0^2 k T_e c n_e^2; \quad kT_e \ll m_e c^2 \quad (8)$$

$$\dot{W}_{ep}^b \approx 12 d r_0^2 c k T_e [3/2 + \ln(2kT_e/m_e c^2) - 0,577] n_e n_p \quad (8')$$

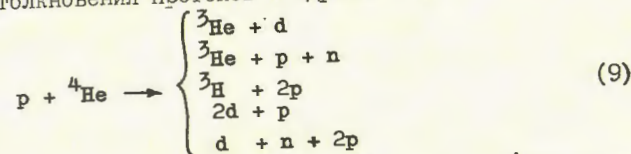
$$\dot{W}_{ee}^b \approx 12 d r_0^2 c k T_e [5/4 + \ln(2kT_e/m_e c^2) - 0,577] n_e^2 \quad kT_e \gg m_e c^2$$

существенно превосходит скорости охлаждения плазмы из-за возбуждения ядер. Более того, при этих температурах электронов в плазме с умеренной оптической толщиной по томсоновскому рассеянию начинается обильное рождение пар, которое приводит к дополнительному механизму охлаждения плазмы в результате e^+e^- аннигиляции: при $n_+ / n_p \gg 1$ и $kT_e \leq 3 m_e c^2$ плазма охлаждается преимущественно за счет аннигиляции [21, 22]. Так как средняя энергия тормозных и аннигиляционных фотонов $E_\gamma \sim kT_e$, то при $kT_e > m_e c^2$ широкие эмиссионные линии, формируемые в плазме, не могут быть выделены над тормозным и аннигиляционным континуумом

3. Образование нейтронов в плазме

Как следует из приведенных выше аргументов, генерация линейчатого гамма-излучения при температурах ионов $T_i \geq 10^{11} \text{ К}$ становится несущественной из-за конкурирующих неупругих реакций. В результате фрагментации ядер даже при отсутствии внешнего источника происходит эффективное образование нейтронов. Важнейшими реакциями, приводящими к образованию нейтронов в плазме с "нормальным" космическим обилием элементов, являются

неупругие столкновения протонов с ядрами ${}^4\text{He}$:



На рис.2 приведены скорости разрушения ядер ${}^4\text{He}$, а также скорости образования нейтронов и дейтронов при фрагментации гелия-4 в максвелловской плазме. Из расчетов следует, что при $T_1 \geq 10^{11}$ К среднее время жизни ядер гелия-4 равно

$$t_{4\text{He}} = \tau_{4\text{He}} / n_p \approx 0,5 (n_p / 10^{16} \text{ см}^{-3}) \text{ с.} \quad (10)$$

Еще меньше (либо того же порядка) время жизни ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$, d , а также других ядер в плазме.

В дальнейшем мы будем рассматривать горячую плазму с плотностью достаточно высокой для захвата нейтронов протонами плазмы. Эту критическую плотность легко найти, сравнивая времена захвата и распада нейтронов в плазме. При температурах $T_1 \geq 10^{10}$ К радиационный захват нейтронов преимущественно обусловлен электрическим дипольным переходом (см. ниже) и слабо зависит от температуры: в интервале $T_1 \sim 10^{10} - 10^{12}$ К время захвата меняется в пределах $\sim (0,5 - 1) 10^{19} / n_p$ с. Сравнивая его с временем распада нерелятивистских нейтронов $t_n = 920$ с находим, что нейтроны эффективно захватываются протонами при концентрации $n_p \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При таких плотностях время жизни ядер в плазме составляет менее 1 с. Таким образом, если плотная ($n_p \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$), горячая ($T_1 \geq 10^{11}$ К) плазма поддерживается достаточно долго ($\langle t \rangle \gg 1$ с), то в результате неупругих ядерных столкновений происходит развал ядер, что в конечном счете приводит к формированию протонно-нейтронной плазмы.

4. Излучение протонно-нейтронной плазмы

а) Фоторасщепление дейтрона и захват нейтрона протоном

В области энергий меньше 100 МэВ сечение процесса $d + \gamma \rightarrow p + n$ определяется преимущественно магнитным (σ_m) и электрическим (σ_e) дипольными переходами:

$$\sigma_m^F = \frac{29\pi}{3} \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{\hbar}{m_p c} \right)^2 (\mathcal{M}_n - \mathcal{M}_p)^2 \frac{W_1 E^{1/2} (W_1^{1/2} + W_0^{1/2})^2}{(E + W_1)(E + W_0)} \quad (11)$$

$$\sigma_e^F = \frac{89\pi}{3} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\hbar^2}{m_p} \frac{W_1^{1/2} E^{3/2}}{(E + W_1)^2} (1 - \gamma_{rot})^{-1} \quad (12)$$

где \mathcal{M}_n и \mathcal{M}_p - магнитные моменты нейтрона и протона; m_p - масса нуклона; $W_1 = 2,22$ МэВ - энергия связи дейтрона; $W_0 \approx 60$ кэВ - энергия виртуального синглетного состояния дейтрона; $\gamma_{rot} \approx (1,6 - 1,7) 10^{-13}$ см - эффективный радиус триплетного взаимодействия; $E = E_\gamma - W_1$ - энергия системы (см., например [23]).

Процесс нейтронного захвата протоном является обратным по отношению к фоторасщеплению дейтрона, что позволяет найти сечение этого процесса из условия детального равновесия :

$$\sigma^C = \frac{3}{2} \frac{E_\gamma^2}{E m_p c^2} \sigma^F \quad (13)$$

где E - кинетическая энергия протона и нейтрона в с.ц.м.

Из ур. (11)-(13) находим

$$\sigma_m^C = 9 \frac{e^2 \hbar}{m_p^2 c^3} \sqrt{\frac{W_1}{E}} \frac{(W_1^{1/2} + W_0^{1/2})^2}{(W_0 + E)} (W_1 + E) (\mathcal{M}_n - \mathcal{M}_p)^2 \quad (14)$$

$$\sigma_e^C = 49 \frac{e^2 \hbar}{m_p^2 c^3} \frac{\sqrt{W_1 E}}{(E + W_1)} (1 - \gamma_{rot})^{-1} \quad (15)$$

При $E \gg W_1$ оба сечения имеют одинаковую зависимость от E : $\sigma \sim E^{-1/2}$, но сечение электрического захвата примерно на два порядка больше сечения магнитного захвата. При низких энергиях ($E \ll m_e c^2$) сечения двух процессов имеют разные зависимости от E ($\sigma_e^c \sim E^{1/2}$, $\sigma_m^c \sim E^{-1/2}$), причем сечение магнитного захвата существенно превосходит σ_e^c .

б) Радиационный захват нейтронов в максвелловской плазме

Допустим в протонную плазму с температурой T_i инжектируются нейтроны. Так как сечение упругого рассеяния нейтрона на протоне

$$\sigma_0 = \frac{\pi \hbar^2}{m_p} \left(\frac{3}{E + W_1} + \frac{1}{E + W_0} \right) \quad (16)$$

существенно превосходит сечения захвата, то нейтроны до захвата успевают термализоваться в плазме.

Скорость захвата в максвелловской протонно-нейтронной плазме определяется выражением

$$\nu^c = \frac{4c}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{W_1}{m_p c^2} \right)^{1/2} g n_p (I_m + I_e);$$

$$g_e \approx 6,7 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2; \quad g_m \approx 7,4 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2, \quad (17)$$

где

$$I_m = \int_0^\infty e^{-x} \frac{x(a+x)}{a_0+x} dx = 1 + (a - a_0) \{ a_0 e^{a_0} E_i(-a_0) + 1 \};$$

$$I_e = \int_0^\infty e^{-x} \frac{x^{3/2}}{a+x} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2} + a \sqrt{\pi} \{ \sqrt{\pi a} e^a \text{erfc}(\sqrt{a}) - 1 \} \quad (18)$$

$$a \equiv \frac{W_1}{kT_i}; \quad a_0 = \frac{W_0}{kT_i}$$

При $a \ll 1$ ($kT_i \gg W_1$) $I_e \approx \frac{\sqrt{\pi}}{2}$, а при $a \gg 1$ с точностью до $4/a^2$ $I_e \approx \frac{3}{4} \frac{\sqrt{\pi}}{a}$. Соответственно, при $a \gg 1$ $I_m \approx 1$ и при $a \gg 1$ $I_m \approx \frac{W_1}{W_0}$.

Таким образом,

$$\nu_e^c \approx \begin{cases} 2 n_p c g_e (W_1 / m_p c^2)^{1/2} & kT_i \gg W_1 \\ 3 n_p c g_e (W_1 / m_p c^2)^{1/2} kT_i & kT_i \ll W_1 \end{cases};$$

$$\nu_m^c \approx \begin{cases} \frac{4}{\sqrt{\pi}} n_p c g_m (W_1 / m_p c^2)^{1/2} & kT_i \gg W_1 \\ \frac{4}{\sqrt{\pi}} n_p c g_m (W_1 / m_p c^2)^{1/2} W_1 / W_0 & kT_i \ll W_0 \end{cases} \quad (19)$$

На рис.2 показана зависимость величины ν^c / n_p от температуры T_i . Скорость захвата слабо зависит от T_i и в интервале температур $T_i \sim 10^{10} - 10^{12}$ К меняется в пределах $2 \times 10^{-19} - 10^{-19} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. Соответственно характерное время захвата составляет: $t_c \approx (5-10) 10^{18} / n_p$ с. Из условия $t_c < t_n$, где $t_n = 920$ сек - время распада нейтрона, можно найти минимальную концентрацию протонов плазмы, при которой нейтроны успевают захватиться до распада

$$n_p \geq (0,5 - 1) 10^{16} \text{ см}^{-3}.$$

В холодной же среде

$$n_p \geq 1,5 10^{16} \text{ см}^{-3}.$$

Очевидно, что если в холодном газе в результате захвата нейтронов формируется линия 2,22 МэВ ($E_\gamma \approx W_1$), то в горячей плазме излучение при радиационном захвате имеет широкий спектр. Спектр излучения в с.д.м. легко найти, учитывая, что в этой системе $E_\gamma \approx E + W_1$, где E - кинетическая энергия нейтрона и протона в с.д.м. Тогда

$$\Phi_{\gamma}(E_{\gamma}) \cong \int (2m_p/E)^{1/2} \delta(E - E_{\gamma} + W_1) \theta^c(E) \psi(E) dE, \quad (20)$$

где $\psi(E)$ - распределение по кинетической энергии нейтронов и протонов в с.ц.м. Для максвелловского распределения частиц плазмы

$$\psi(E) dE = \frac{2E^{1/2}}{\sqrt{\pi} (kT_i)^{3/2}} \exp\left\{-\frac{E}{kT_i}\right\} dE. \quad (21)$$

Подставляя (21) в (20) получаем

$$\Phi_{\gamma}^e(E_{\gamma}) dE_{\gamma} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} n_p n_n g_e c \sqrt{\frac{W_1}{m_p c^2}} \left(\frac{E_{\gamma} - W_1}{kT_i}\right)^{3/2} \frac{\exp\left\{-\frac{(E_{\gamma} - W_1)}{kT_i}\right\}}{E_{\gamma}} \quad (22)$$

$$\Phi_{\gamma}^m(E_{\gamma}) dE_{\gamma} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} n_p n_n g_m c \sqrt{\frac{W_1}{m_p c^2}} \frac{E_{\gamma}^2 (E_{\gamma} - W_1)^{1/2}}{[E_{\gamma} - (W_1 - W_0)] (kT_i)^{3/2}} \exp\left\{-\frac{E_{\gamma} - W_1}{kT_i}\right\}.$$

На рис.3 показаны спектры гамма-излучения плазмы, генерируемого в результате радиационного захвата нейтронов протонами. Поскольку здесь мы ограничиваемся рассмотрением нерелятивистской плазмы ($kT_i \ll m_p c^2$), то спектр фотонов в лабораторной системе координат приблизительно будет описываться выражениями (22) и (22) (доплеровское уширение спектра несущественно, так как средняя скорость с.ц.м. $\bar{V}_{сум} \sim \frac{1}{2} \bar{V}_{p,n} \ll c$).

Отметим, что ядра дейтерия рождаются в плазме с почти максвелловским распределением со средней энергией $\sim \frac{3}{2} kT_i$.

Скорость охлаждения нуклонной компоненты горячей плазмы при радиационном захвате нейтронов составляет

$$\dot{W}^c = \int_{W_1}^{\infty} E_{\gamma} \Phi(E_{\gamma}) dE_{\gamma} \cong 3g_e c (W_1/W_p c^2)^{1/2} n_n n_p kT_i \cong \quad (23)$$

$$\cong 4,7 \cdot 10^{-25} (kT_i / 1 \text{ МэВ}) n_p n_n \text{ эрг/с.}$$

В холодной же плазме ($kT_i \ll W_1 = 2,2 \text{ МэВ}$)

$$\dot{W}^c \cong 2,7 \cdot 10^{-25} n_n n_p \text{ эрг/с}$$

в) Тормозное излучение при p-n столкновениях ж)

Протонно-нейтронная плазма радиационно охлаждается не только в результате нейтронного захвата, а также из-за тормозных процессов при изменении скорости протона в p-p и p-n рассеяниях. Хотя отношение плотностей протонов и нейтронов в плазме с начальным космическим обилием элементов ≥ 5 , однако из-за отсутствия дипольного момента у (p-p) системы, тормозные фотоны при p-p рассеянии испускаются при квадрупольных и высших мультипольных переходах. В результате этого скорость образования тормозного излучения в нерелятивистской плазме при p-p столкновениях оказывается примерно в $\frac{kT_i}{m_p c^2} \frac{n_p}{n_n}$ раз меньше p-n тормозного излучения. С увеличением температуры это отношение растет, и при релятивистских температурах p-p тормозное излучение становится доминирующим. Однако при температурах $kT_i \geq 20 \text{ МэВ}$ открывается новый, более важный канал генерации гамма-излучения, связанный с образованием и распадом вторичных Π -мезонов, генерируемых в неупругих p-p и p-n взаимодействиях.

В нерелятивистской плазме заметным может быть больше по сравнению с p-p тормозным излучением вклад p- ^4He тормозного излучения. Однако при температурах, представляющих интерес ($T_i \gtrsim 10^{11} \text{ К}$), ядра ^4He быстро разваливаются на нейтроны и про-

ж) На этот процесс обратил наше внимание Я.Б.Зельдович.

гоны, а при меньших температурах скорость тормозного охлаждения мала, в частности уступает скорости охлаждения при возбуждении эмиссионных линий. Поэтому мы в дальнейшем будем обсуждать только процесс тормозного излучения при протон-нейтронном рассеянии.

Строго можно показать, что при испускании мягких фотонов (когда можно пренебречь обратным влиянием испускания фотона на процесс рассеяния) имеется простая связь между сечением упругого рассеяния и сечением тормозного излучения (см., например, [24]) :

$$\frac{d\sigma_b}{dE_\gamma} = \frac{\alpha}{E_\gamma} \int F(\zeta) d\sigma_{el} ; \quad \alpha \approx 1/137, \quad (24)$$

где

$$F(\zeta) = \frac{2}{\pi} \left[\frac{2\zeta^2 + 1}{\zeta\sqrt{\zeta^2 + 1}} \ln(\zeta + \sqrt{\zeta^2 + 1}) - 1 \right]; \quad (25)$$

$$\zeta = \frac{|P|}{m_p c} \sin \frac{\Theta}{2}$$

(P - импульс, Θ - угол рассеяния протона).

В нерелятивистском случае $\zeta \ll 1$, и поэтому

$$F(\zeta) \approx \frac{4}{3} \zeta^2 = \frac{8}{3\pi} \left(\frac{Pc}{m_p c^2} \right)^2 \sin^2 \frac{\Theta}{2}, \quad (26)$$

и соответственно

$$\frac{d\sigma_b}{dE_\gamma} \approx \frac{8\alpha}{3\pi\omega} \left(\frac{Pc}{m_p c^2} \right)^2 \int_0^\pi \sin^2 \frac{\Theta}{2} d\sigma_{el}. \quad (27)$$

В с.д.м. сечение упругого p-n рассеяния определяется выражением

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \frac{1}{4} (2\ell k)^{-1} \sum_{\ell} (2\ell + 1) P_{\ell}(\cos \Theta) (\epsilon^{\delta_{\ell}} - 1)^2, \quad (28)$$

где $K = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{P}{\hbar} = \frac{\sqrt{2m_p E}}{\hbar}$; δ_{ℓ} - фаза рассеяния.
При энергиях $E \lesssim 10$ МэВ существенна лишь s - волна:

$$d\sigma_{el} = \frac{1}{2} \sigma_0 d \cos \Theta \quad (29)$$

где σ_0 - полное сечение, определяемое выражением (16).

После подстановки (29) в (28) получаем

$$\frac{d\sigma_b}{dE_\gamma} \approx \frac{4\alpha}{3\pi\omega} \left(\frac{Pc}{m_p c^2} \right)^2 \sigma_0(E). \quad (30)$$

Вклад p - волны в сечение упругого p-n рассеяния, как следует из анализа экспериментальных данных, проявляется уже при $E \gtrsim 10$ МэВ; вплоть до энергий ~ 100 МэВ сечение остается симметричным относительно угла рассеяния $\Theta = 90^\circ$ [25] и хорошо аппроксимируется в виде

$$d\sigma_{el}(\Theta) \sim \text{const} (1 + a \cos^2 \Theta); \quad a = 2 \left(\frac{E}{90 \text{ МэВ}} \right)^2.$$

Следовательно, вклад в тормозное излучение, вносимый p - волной, составляет

$$\left(\frac{d\sigma_b}{dE_\gamma} \right)_p \approx \frac{a}{3} \left(\frac{d\sigma_b}{dE_\gamma} \right)_s.$$

Сечение тормозного излучения (30) справедливо лишь для мягких фотонов ($E_\gamma \ll E$) и не может корректно учитывать жесткий хвост спектра. Для нахождения тормозного спектра во всем кинематическом интервале изменения частот необходимо вычислить вероятность дипольного излучения

$$dW = \frac{E_\gamma^3}{2\pi} |e^* \hat{d}_{fi}|^2 d\Omega_k$$

для волновых функций начального и конечного состояний протона. Для нерелятивистских частиц с достаточно хорошей точностью можно полагать

$$\psi_i = e^{i\vec{P}\vec{r}} + f \frac{e^{iPr}}{r}; \quad \psi_f = e^{i\vec{P}'\vec{r}} + f' \frac{e^{-iP'r}}{r} \quad (d\sigma_{el} = |f|^2 d\Omega).$$

В результате вычислений получаем

$$\frac{d\sigma_b}{dE_\gamma} \approx \frac{2\alpha}{3\pi E_\gamma} \sqrt{1 - \frac{E_\gamma}{E}} \frac{(2E - E_\gamma)}{m_p c^2} \sigma_0(E). \quad (31)$$

Как и следовало ожидать, сечение (31) при $E_\gamma \ll E$ переходит в (30).

На рис.3 наряду со спектрами излучения радиационного захвата нейтронов протонами, приведены спектры р-п тормозного излучения максвелловской протонно-нейтронной плазмы. Из сравнения этих спектров следует, что при $E_\gamma \leq kT_i$ доминирующим является тормозное излучение; при больших энергиях фотонов преобладает вклад процесса радиационного захвата нейтронов. Форма суммарного спектра существенно зависит от температуры, что позволяет с высокой точностью (при известном отношении плотностей n_p/n_n) восстановить температуру нуклонов, анализируя наблюдаемый спектр фотонов.

Скорость радиационного охлаждения плазмы в результате р-п тормозного излучения имеет более сильную зависимость от температуры нуклонов, чем скорость охлаждения при нейтронном захвате: при $kT_i > W_1$ имеем $\dot{W}_{pn}^b \sim T_i^{3/2}$, в то время как $\dot{W}^c \sim T_i$. Вклады двух процессов сравниваются при $kT_i = 20$ МэВ

г) Радиационное охлаждение нуклонной компоненты плазмы

Радиационное охлаждение нуклонной компоненты плазмы $\dot{W}_{pn} = \dot{W}^c + \dot{W}_{pn}^b$ в результате тормозного излучения и ней-

тронного захвата составляет небольшую долю скорости передачи энергии электронам вследствие кулоновского взаимодействия. На рис.4 показана зависимость отношения скорости радиационного охлаждения нуклонов к скорости кулоновского охлаждения $\mathcal{X}_1 = \frac{\dot{W}_{pn}}{Q_{pe}}$ от температуры T_i и T_e . Там же приведена зависимость отношения \dot{W}_{pn} к скорости тормозного охлаждения электронной компоненты плазмы $\dot{W}_e = \dot{W}_{ep}^b + \dot{W}_{ee}^b$: $\mathcal{X}_2 = \frac{\dot{W}_{pn}}{\dot{W}_e}$. Q_{pe} определяется формулами (4)-(6), а \dot{W}_e - (8) и (8').

При температурах нуклонов $kT_i \geq 5$ МэВ, когда начинается эффективное образование нейтронов, и $kT_e = 100$ кэВ отношение $\mathcal{X}_1 = \frac{\dot{W}_{pn}}{Q_{pe}} \approx 10^{-4} n_n/n_p$. В частности при $kT_i = 20$ МэВ (при условии $\frac{n_n}{n_e} \approx \frac{n_n}{n_p} \approx 0,2$) $\mathcal{X}_1 = 5 \cdot 10^{-4}$.

Предполагая, что вся передаваемая электронам энергия уходит на образование рентгеновского излучения (например, в результате комптонизации), получаем, что не более 0,1% полной светимости плазмы освобождается в гамма-диапазоне. Дальнейшее увеличение электронной температуры приводит к уменьшению Q_{pe} , однако, при $kT_e \geq 100$ кэВ и томсоновской толще $\tau_T > 0,3$ (а именно такая толща необходима для осуществления эффективной комптонизации и тем самым поддержания стационарной двухтемпературной плазмы [26]) начинается обильное рождение пар [27-31], что способствует быстрому охлаждению нуклонной компоненты плазмы. При фиксированной электронной температуре T_e с ростом нуклонной температуры отношение \mathcal{X}_1 медленно растет, однако, начиная с $kT_i \geq 20$ МэВ открывается конкурирующий канал охлаждения плазмы в результате рождения π -мезонов в неупругих нуклон-нуклонных столкновениях.

Так как в нерелятивистской плазме образование пионов про-

исходит при пороговых энергиях, отношение π^+ / π^0 в среднем составляет 5 - 10; π^- - мезонов рождается еще меньше, чем π^0 - мезонов. В дальнейшем пионы быстро распадаются на легкие частицы, не выходя за пределы активной области плазмы. Если энергия π^0 - мезонов полностью передается гамма-квантам, то при распаде заряженных пионов лишь $\sim 1/4$ доля энергии передается электронам и позитронам, а $\sim 3/4$ - уносят нейтрино. Спектры гамма-квантов и электронов от распада пионов имеют характерные и весьма похожие формы с максимумом при $\sim 100 m_e c^2$; форма спектра слабо зависит от температуры плазмы [32].

Из-за сильных комптоновских потерь на рентгеновских фотонах плазмы вторичные электроны и позитроны не могут выйти из компактного источника, при этом основная часть ($\approx 90\%$) потерянной энергии освобождается в виде высокоэнергичных гамма-квантов [33,34].

На рис.4 приведено отношение светимости плазмы в гамма-диапазоне в результате образования и распада π - мезонов (с учетом гамма-квантов после комптоновского рассеяния вторичных e^+ и e^-) к светимости тормозного излучения электронной компоненты $\alpha_3 = \frac{j_{\pi}}{j_e}$ при $kT_e = 100$ кэВ. При $kT_e = 20$ МэВ вклады образования гамма-квантов от распада π - мезонов сравнивается с вкладом p - n тормозного излучения и нейтронного захвата; при более высоких температурах образование и распад пионов становится основным процессом радиационного охлаждения нуклонной компоненты плазмы.

5. Астрофизические приложения

В начале 70-х годов были получены первые свидетельства о генерации линейчатого гамма-излучения в космических объектах. Гамма-линии, выделенные впервые в спектрах мощных солнечных вспышек 4 и 7 авг. 1972 г., многократно наблюдались в последние годы на специализированных астрономических спутниках (см., например, [35]). Основной вывод, вытекающий из анализа этих вспышек, заключается в том, что линейчатое гамма-излучение генерируется при взаимодействиях ускоренных протонов и ядер с атмосферой Солнца, причем как абсолютный поток, так и относительные интенсивности фотонов в линиях хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями [36,37]. Линейчатое гамма-излучение несет важнейшую информацию о высокоэнергичных ядерных процессах в солнечной атмосфере, хотя в гамма-линиях освобождается лишь незначительная ($\approx 10^{-6}$) доля общей энергии вспышки. Этим самым солнечные вспышки существенно отличаются от других гамма-событий, наблюдаемых от ряда астрофизических объектов. Хотя данные о регистрации гамма-линий около ~ 1 -2 МэВ и $\sim 4,4$ МэВ в направлении галактического центра и от радиогалактики Cen A [8,38,39] не являются надежными, но подтверждение этих результатов поставит астрофизиков перед серьезными энергетическими трудностями - объяснить чрезвычайно большие светимости этих источников в эмиссионных гамма-линиях, составляющие более 10% общей светимости.

Генерация гамма-линий при бомбардировке холодного газа субрелятивистскими протонами и ядрами является неэффективным механизмом излучения, т.к. основная доля энергии надтепловых

частиц идет на нагрев и ионизацию холодной среды и лишь $10^{-5} - 10^{-6}$ доля кинетической энергии выделяется в виде линейчатого гамма-излучения [5,9]. Более эффективна генерация линий в среде с высокой электронной температурой ($T_e > 10^8$ К), в которой подавлены энергетические потери быстрых протонов и ядер ($E \leq 100$ МэВ/нук.). Однако для выделения линий над тормозным и, возможно, аннигиляционным континуумом температура электронов не должна превосходить 10^{10} К. В то же время для возбуждения ядер необходима ионная температура $T_i \geq 10^{10}$ К. Горячая двухтемпературная плазма может формироваться вблизи релятивистских объектов - нейтронных звезд и черных дыр [1,3, 26,40], в ударных волнах сверхновых [41], в атмосфере белых карликов [42] и т.д. Весомым свидетельством существования подобной плазмы в астрофизических объектах могла бы стать регистрация линейчатого гамма-излучения. Однако, как следует из анализа, проведенного в §2, эффективность образования гамма-линий в плазме даже при наиболее благоприятных условиях генерации все же остается не очень высокой. Из-за того, что в двухтемпературной плазме имеется разрыв между T_i и T_e , ионы, по-прежнему, эффективнее передают свою энергию электронам плазмы в результате кулоновских столкновений. Однако, не только этим обусловлена низкая светимость плазмы в эмиссионных гамма-линиях. Даже при отсутствии электронной компоненты, т.е. в заряженной плазме с $T_i \geq 10^{11}$ К из-за фрагментации ядер светимость в линиях сильно ограничена и не превосходит $\sim 10^{-5} \eta^{-1}$ доли от общей светимости ($\eta = \frac{P_{\text{tot}}}{Mc^2}$ - коэффициент "переработки" массы покоя в излучение). При $T_i < 10^{11}$ К можно пренебречь фрагментацией ядер, и эффективность генерации линий определя-

ется формулой (4). Обсудим несколько подробнее вопрос генерации гамма-линий в аккреционной плазме. В этом случае коэффициент характеризует гравитационный потенциал звезды, а $\langle t \rangle$ соответствует характерному (гидродинамическому) времени падения вещества.

а) Сферически-симметричная аккреция

При сферической аккреции величины $\langle t \rangle$ и n_p определяются следующими выражениями (см., например, [43]):

$$\langle t \rangle \sim t_h \frac{\sqrt{\mu^2 + 3}}{\mu} \frac{R_g}{c} \left(\frac{R}{R_g} \right)^{3/2};$$

$$n_p = \frac{8}{3\sqrt{3}} \frac{\dot{m}_0}{6_T R_g \eta} (R/R_g)^{-3/2} (1 + \mu^2/3)^{-3/2}, \quad (32)$$

где

$$\dot{m}_0 = \dot{M} / \dot{M}_E; \quad \dot{M}_E = L_E / \eta c^2 = \frac{2\pi R_g m_p c}{\eta 6_T};$$

μ - число Маха для аккреционного потока.

Температура ионов на расстоянии R от гравитационного центра составляет

$$\frac{kT_i}{m_p c^2} \approx 0,1 (R/R_g) (1 + \mu^2/3)^{-1}. \quad (33)$$

и, следовательно, ионы нагреваются до температуры $T_i \geq 10^{10}$ К на расстоянии $R \leq 100 R_g$. Столкновительный отбор энергии релятивистскими электронами у более горячих ионов ($T_i > T_e$) при сферически-симметричной аккреции оказывается неэффективным:

$$\tau_{ep} / t_{ff} \approx \frac{1}{4} \left(\frac{m_p}{m_e} \right) \frac{\eta}{\dot{m}_0} \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right) (\mu^2 + 3) \mu$$

всегда существенно больше единицы; именно поэтому можно считать, что формула (33) дает верную оценку температуры ионной компоненты.

Подставляя (32) в (4) получаем

$$L_{\gamma} \leq 10^{-8} (\dot{m}/0,1) (\chi_A/10^{-4}) \dot{M} c^2$$

т.е. светимость в гамма-линиях при сферически-симметричной аккреции не превосходит $10^{-8} \dot{M} c^2$.

б) Дискковая аккреция

Шапиро, Лайтманом и Эрдли [26] показано, что существует режим аккреции на черную дыру, когда во внутренней части диска ($R \leq 10 R_g$) может формироваться двухтемпературная плазма с $T_e \sim 10^9$ К и с ионной температурой в 3-300 раз выше. Разрыв между электронной и ионной температурами достигается благодаря интенсивному охлаждению электронов в результате комптонизации низкочастотного излучения в диске. Размеры горячей двухтемпературной зоны диска, плотность и температура плазмы, необходимые для определения светимости в гамма-линиях, определяются уравнениями состояния, гидродинамического равновесия, сохранения углового момента и энергетического баланса между ионами и электронами. Некоторые из физических параметров диска можно извлечь из наблюдательных данных. Независимо от точной геометрии аккреции с большой достоверностью можно утверждать, что наблюдаемое рентгеновское излучение Cyg X-1 возникает благодаря процессам комптонизации в горячей ($T_e \geq 3 \cdot 10^8$ К) плазме с $\tau_T = h \kappa \rho r \approx 1$ (см., например, [44]). Если вблизи компактного источника Cyg X-1 реализуется дискковая аккреция, то допуская, что полутолщина диска $h \approx 0,1 R \approx R_g \approx 3 \cdot 10^6 \left(\frac{M}{10 M_{\odot}}\right)$ см, получаем

$$\begin{aligned} n_p \approx n_e &= \frac{\tau_T}{h \sigma_T} \approx 10^{18} (M/10 M_{\odot})^{-1} (\tau_T/2) \text{ см}^{-3}; \\ \langle t \rangle &\sim \frac{R}{V_R} \approx 0,4 (M/10 M_{\odot}) (R/10 R_g)^2 (0,1/\dot{m}_0) (\tau_T/2) \text{ с}, \end{aligned} \quad (34)$$

где $m_0 = \dot{M}/M_E$, $M_E = 2\pi R g m_p c/\tau_T$, $\tau_T \approx 0,057$

для шварцшильдовской черной дыры. Соответственно,

$$\zeta_{\gamma} = \frac{L_{\gamma}}{L_{\text{tot}}} \lesssim 10^{-4} (R/10 R_g)^2 (\chi_A/10^{-4}) (0,1/\dot{m}_0) (\tau_T/2)^2 \quad (35)$$

при $T_i \leq 3 \cdot 10^{10}$ К.

В действительности, светимость в гамма-линиях еще меньше из-за диссипации энергии ионов при кулоновских столкновениях с электронной компонентой плазмы. Если считать, что вся передаваемая электронам энергия ионов излучается в рентгеновском диапазоне, согласно (7) имеем

$$L_{\text{ch}} \approx 5 \cdot 10^{34} (\chi_c/5 \cdot 10^{-4}) (T_e/3 \cdot 10^9 \text{ К})^{3/2} (L_x/10^{38} \text{ эрг/с}) \text{ эрг/с}$$

при $T_i \approx 3 \cdot 10^{10}$ К.

В частности, для рентгеновского источника Cyg X-1 ($T_e \approx (0,3-1) \cdot 10^9$ К, $L_x \approx 2 \cdot 10^{37}$ эрг/с и $d = 2,5$ кпс) ожидаемый поток фотонов в линии 4,44 МэВ составляет $\Phi_{\gamma} \approx (0,6-4) 10^7 (\chi_A/5 \cdot 10^{-4})$ фот/см² с. Это значение более чем на порядок превосходит чувствительность планируемых в настоящее время экспериментов, и поэтому регистрация линии 4,44 МэВ от этого источника в ближайшем будущем представляется возможной лишь при условии аномально большого обилия углерода в аккреционной плазме.

в) Излучение протонно-нейтронной плазмы в аккреционных дисках в непрерывном спектре

При температурах ионов $T_i \geq 10^{11}$ К, когда из-за фрагментации ядер подавлено излучение в эмиссионных линиях, основным механизмом излучения нуклонной компоненты является радиационный захват нейтронов протонами с образованием дейтрона (аналог рекомбинационного излучения) и тормозного излучения протонов при их рассеянии на нейтронах. Если время радиального падения горя-

чей аккреционной плазмы больше времени фрагментации ядер ${}^4\text{He}$ ($t_{\text{He}} \approx 5 \cdot 10^{15} / n_p$ с), то концентрация нейтронов в плазме достигает весьма высокого значения $n_n \approx 0,2 n_p$. Поскольку время термализации нейтронов в результате упругих p - n столкновений $\tau_{th} \approx (c_0 n_p \vartheta)^{-1} \approx 10^{14} / n_p$ с значительно меньше t_{He} , в протонно-нейтронной плазме устанавливается максвелловское распределение. Как следует из (32), эти условия не выполняются при сферической аккреции независимо от массы черной дыры. В случае же дисковой аккреции условие $t_{\text{He}} < \langle t \rangle$ выполняется с большим запасом.

Радиационное охлаждение нуклонной компоненты составляет сравнительно малую долю светимости двухтемпературной плазмы, а отбор энергии у горячих нуклонов идет в основном за счет упругих e - p столкновений. При $kT_e \ll m_e c^2$ тормозное охлаждение электронной компоненты значительно меньше скорости отбора энергии у нуклонов, и поэтому для формирования двухтемпературной плазмы ($T_i > T_e$) необходим дополнительный механизм охлаждения электронов. В аккреционных дисках важнейшим механизмом охлаждения электронов является комптонизация низкочастотного излучения. Таким образом, предполагая, что вся энергия, передаваемая электронам, освобождается в рентгеновском диапазоне в результате комптонизации, можно связать гамма-светимость нуклонной компоненты с рентгеновской светимостью плазмы: $L_\gamma \approx \mathcal{K}_1 L_x \frac{n_n}{n_p} \approx 0,2 \mathcal{K}_1 L_x$; значения $\mathcal{K}_1 = \frac{W p n}{Q p e} \frac{n_e}{n_n}$ в зависимости от T_i и T_e приведены на рис. 4. При $kT_e \approx 50$ - 100 кэВ и $T_i \approx 10$ МэВ, $L_\gamma \approx (1,5-4) \cdot 10^{33}$ ($L_x / 10^{38}$ эрг/с) эрг/с, а ожидаемый поток гамма-квантов со средней энергией $E_\gamma \sim kT_i$ от рентгеновского источника, находящегося на расстоянии d , составляет $\Phi_\gamma \approx (0,8-2) \cdot 10^{-6}$ ($L_x / 10^{38}$ эрг/с)

$(d/1 \text{ кпс})^{-2}$ фот/см² с. Хотя регистрация подобных потоков представляется весьма сложной задачей, однако их обнаружение от компактных рентгеновских источников в будущем могло бы стать свидетельством существования горячей протонно-нейтронной плазмы вблизи релятивистских объектов.

К сожалению, рассматриваемые механизмы излучения нуклонной компоненты эффективны лишь в аккреционных дисках вокруг маломассивных черных дыр. Действительно, для того, чтобы нейтроны эффективно захватились в плазме, необходима концентрация протонов $n_p \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$. С другой стороны, они могут обеспечить заметное излучение лишь при условии, что время радиального падения плазмы в аккреционном диске

$$\langle t \rangle \approx \frac{4\pi R^2 h^0}{\dot{M}} \approx 4 \cdot 10^{-2} (M / 10 M_\odot) (R / 10 R_g)^2 (c_T/2) \frac{\eta}{\dot{m}_0}$$

не превосходит времени жизни нейтрона (920 сек). Из этого условия находим

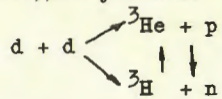
$$M \leq 4 \cdot 10^5 (R / 10 R_g)^{-2} (\dot{m} / 0,1) (c_T/2)^{-1}$$

Более того, как следует из модели двухтемпературного аккреционного диска [26], концентрация плазмы убывает $n_p \sim \dot{M}^{-1/4} M^{-3/4}$ и при эддингтоновской светимости для $M > 10^2 M_\odot$ концентрация плазмы становится столь малой, что нейтроны успевают распадаться раньше, чем будут захвачены протонами.

В протонно-нейтронной плазме из-за процесса нейтронного захвата присутствуют ядра дейтерия. Равновесная концентрация в плазме с временем "жизни" меньше $t_n \approx 920$ с определяется из условия

$$n_p n_d \nu(p+d \rightarrow p+p+n) = n_n n_p \nu(p+n \rightarrow d+\gamma). \quad (36)$$

Скорость разрушения дейтрона протонами в максвелловской плазме в зависимости от T_i приведена на рис.2. Строго говоря, в ур.(36) необходимо учитывать также реакции



Однако, как следует из рис.2, где приведены скорости процессов $d + d$, нормированные на концентрацию дейтронов, при $T_i \geq 10^{10}$ К можно пренебречь этими реакциями.

В отличие от скорости $\nu(P+n \rightarrow d+\gamma)$ скорость развала дейтрона чувствительна к температуре T_i . Вследствие этого обилие d резко зависит от температуры:

$$\frac{n_d}{n_p} \approx 0,2 \quad \frac{n_d}{n_n} \approx 0,2 \quad \frac{\nu(Pn \rightarrow d\gamma)}{\nu(Pd \rightarrow PPn)} \approx \begin{cases} 3 \cdot 10^{-2} & T_i = 10^{10} \text{ К} \\ 10^{-4} & T_i = 10^{11} \text{ К} \end{cases}$$

Дейтерий может эффективно образоваться также при утечке нейтронов из области генерации и их последующем захвате в плотных холодных областях, окружающих источник.

г) Испарение нейтронов из аккреционного диска

Рассмотрим возможность испарения нейтронов из аккреционного диска. Длина свободного пробега быстрых нейтронов в диске превышает его полутолщину ($\lambda/h \approx (6_0 n_p h)^{-1} = \frac{6_T}{6_0} \tau_T^{-1} > 1$ при $E_n \geq 10$ МэВ), они не удерживаются электростатическими силами или магнитным полем (что выгодно отличает их от протонов), следовательно, возможно эффективное испарение нейтронов из диска. Эта задача близка по идее к решенной Дж.Джинсом классической задаче испарения атомов из атмосфер планет и к решенной В.А.Амбарцумяном и Я.Спитцером задаче испарения звезд из звездных скоплений.

Частицы в диске имеют две компоненты скорости: кеплеровскую и случайную тепловую. Очевидно, что покинуть диск легче частицам, тепловая скорость которых, во-первых, близка к направлению кеплеровского движения, и во-вторых, достаточно велика. Пусть α - угол между направлениями тепловой \vec{v}_T и кеплеровской \vec{v}_0 скоростей. Тогда вылететь из диска на бесконечность могут все частицы, для которых

$$(\vec{v}_0 + \vec{v}_T)^2 > 2\vec{v}_0^2, \quad \text{т.е. } v_T > v_0 [\sqrt{1 + \cos^2 \alpha} - \cos \alpha] \quad (37)$$

Действительно, потенциальная энергия частицы с массой на радиусе R равна $\frac{GMm}{R}$, энергия же кеплеровского движения в два раза меньше. Следовательно, для испарения частицы необходимо, как минимум, удвоить ее энергию.

Тепловые скорости имеют максвелловское распределение, следовательно, из диска вылетает доля

$$u = \left(\frac{m}{2\pi kT_i} \right)^{3/2} \int_0^\infty \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} \exp\left\{ -\frac{mv_T^2}{2kT_i} \right\} v_T^2 dv_T d\cos\alpha d\varphi, \quad (38)$$

где v_{min} определяется из условия (37).

Будем считать, что $v_{min} \gg \sqrt{\frac{kT_i}{m}}$, тогда интегрирование (38) дает приближенный результат

$$u = \frac{1}{2(2\pi)^{1/2}(\sqrt{2}-1)} \left(\frac{2kT_i}{m v_0^2} \right)^{1/2} \exp\left\{ -\frac{m v_0^2}{2kT_i} (\sqrt{2}-1)^2 \right\}. \quad (39)$$

Множитель $(\sqrt{2}-1)^2 \approx 0,17$ непосредственно следует из условия (37) при $\cos\alpha = 1$, т.е. когда направления кеплеровской и тепловой скоростей совпадают. Именно эти направления дают основной вклад в интеграл.

Учитывая, что в зоне основного энерговыделения диска вокруг шварцшильдовской черной дыры $R \sim (7-9) R_g$ [44,45],

лучаем

$$u = \frac{1}{2(2\pi)^{1/2}} \sqrt{\frac{4kT_i}{mc^2} \frac{R}{R_g(\sqrt{2}-1)^2}} \exp\left\{-\frac{mc^2}{kT_i} \frac{R_g}{4R} (\sqrt{2}-1)^2\right\} =$$
$$\approx \frac{1}{2(2\pi)^{1/2}} \sqrt{\frac{kT_i}{5 \text{ МэВ}}} \exp\left\{-\frac{5 \text{ МэВ}}{kT_i}\right\}. \quad (40)$$

Этот результат показывает, что при интересующих нас температурах ($kT_i \approx 5 \text{ МэВ}$) нейтроны могут легко покидать диск.

Испарение нейтронов эффективно охлаждает плазму в диске. Существенно, что нейтроны уносят с собой не только энергию, но и угловой момент, способствуя тем самым более быстрому радиальному падению вещества в диске.

Испарение нейтронов происходит в узком конусе углов, прилегающем к плоскости диска. Значительная их часть $\sim 10\%$ может быть перехвачена внешними утолщающимися^[45] областями аккреционного диска и нормальной звездой двойной системы. В плотных холодных областях нейтроны быстро термализуются и при захвате протонами дают дейтрон и узкую гамма-линию $2,22 \text{ МэВ}$. Атомы дейтерия, образующиеся в атмосфере звезды-компаньона могут звездным ветром выноситься в межзвездную среду. В предельном случае стопроцентной эффективности обсуждаемого механизма и предположения о большом количестве черных дыр на ранней стадии Галактики, этот механизм мог бы дать заметный вклад в межзвездное обилие дейтерия.

Важнейшей проверкой возможного образования и испарения (с последующим захватом в холодной среде) нейтронов могла бы

стать регистрация линии $2,22 \text{ МэВ}$ от двойных систем с черной дырой или нейтронной звездой. Обнаруженное Джекобсоном и др. [6,7] "транзиентное" событие с продолжительностью 20 минут в мягком гамма-диапазоне, на наш взгляд, является весомым аргументом в пользу реализации обсуждаемого сценария вблизи нейтронной звезды. Согласно [7] в спектре этого кратковременного (к сожалению, до сих пор неотожествленного) источника гамма-излучения выделяются эмиссионные линии около $0,41 \text{ МэВ}$; $1,8 \text{ МэВ}$; $2,22 \text{ МэВ}$ и $5,9 \text{ МэВ}$. Лингенфельтером и др. [5] была выдвинута гипотеза, что эти линии являются результатом аннигиляции и радиационного захвата позитронов и нейтронов, генерируемых при эпизодической аккреции на нейтронную звезду с массой $M \sim 1 M_\odot$: линия $2,22 \text{ МэВ}$ формируется при захвате нейтронов в атмосфере нормальной звезды, а остальные линии - непосредственно вблизи нейтронной звезды. В этом случае с учетом гравитационного красного смещения $z \approx 0,28$ последние отождествляются с линиями аннигиляции позитронов $0,511 \text{ МэВ}$, радиационного захвата нейтронов в холодной водородной атмосфере $2,22 \text{ МэВ}$ и линиями $7,632$ и $7,646 \text{ МэВ}$, возникающими при захвате нейтронов в железной коре нейтронной звезды. Из сравнения наблюдаемых интенсивностей в линиях $1,8 \text{ МэВ}$ и $5,9 \text{ МэВ}$ ($\sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ фот/см}^2 \text{ с}$ и $\sim 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ фот/см}^2 \text{ с}$, соответственно) следует, что нейтроны эффективно тормозятся в водородной атмосфере с поверхностной плотностью несколько г/см^2 и, следовательно, они перед входом в атмосферу должны обладать небольшими энергиями ($\leq 1 \text{ МэВ}$). Энергичные же нейтроны испаряются вдали от поверхности нейтронной звезды. Их долю можно оценить, сравнивая относительные интенсивности фотонов в линиях

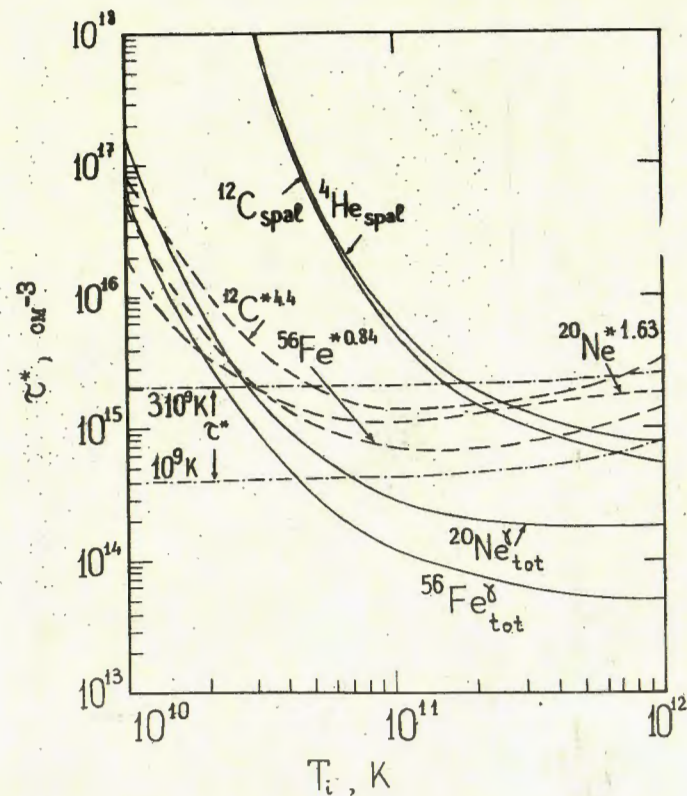
$$u = \frac{10 F_{2,2}}{10 F_{2,2} + F_{1,6} + F_{53}}$$

Здесь учитывается, что около 10 % испаряющихся нейтронов перехватывается нормальной звездой. Такое эффективное испарение нейтронов из аккреционного диска возможно, начиная с температур $kT \geq 5$ МэВ (см. выше).

Допуская теперь, что аккреция на нейтронную звезду с массой $1 M_{\odot}$ происходит со скоростью $\dot{M} \sim \dot{M}_{\epsilon} \sim 10^{18}$ г/с, получаем вероятное расстояние до источника

$$d \approx \sqrt{\frac{(\dot{M}/m_p) \frac{n_n}{n_p} 0,075}{4\pi F_{2,2}}} \approx 100 \text{ пс.}$$

Авторы благодарят Я.В.Зельдовича за обсуждение результатов работы и ценные советы.



Подписи к рисункам

Рис. I Характерные времена возбуждения и разрушения ядер в максвелловской плазме. На рисунке приведены также релаксационные времена р-е кулоновских столкновений (----) при $T_e = 10^9$ К и $T_e = 3 \cdot 10^9$ К.

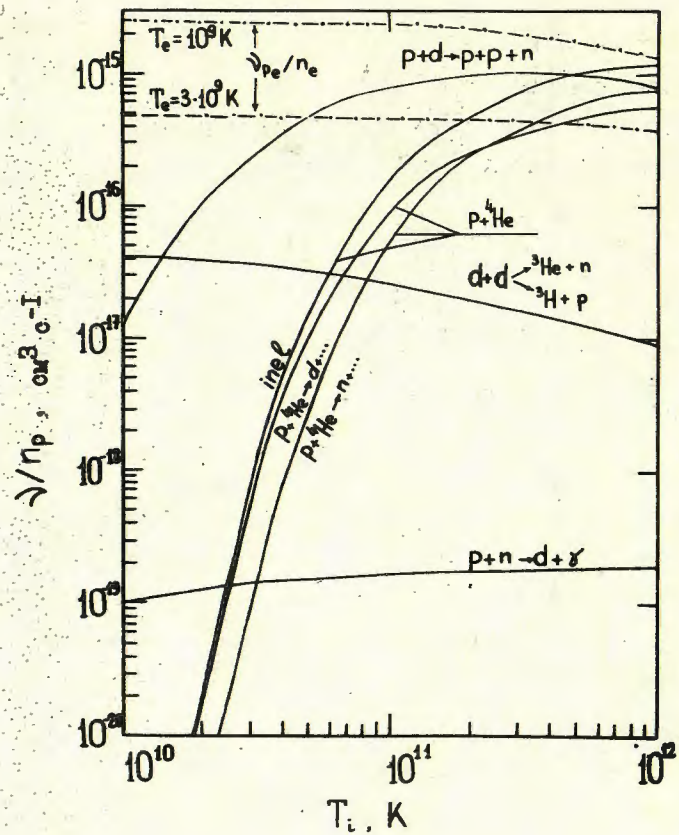


Рис. 2 Скорости реакций с участием p , n , d и ${}^4\text{He}$ в максвелловской плазме. На рисунке приведены также скорости выравнивания ионной и электронной температур (-----) при $T_e = 10^9$ К и $T_e = 3 \cdot 10^9$ К.

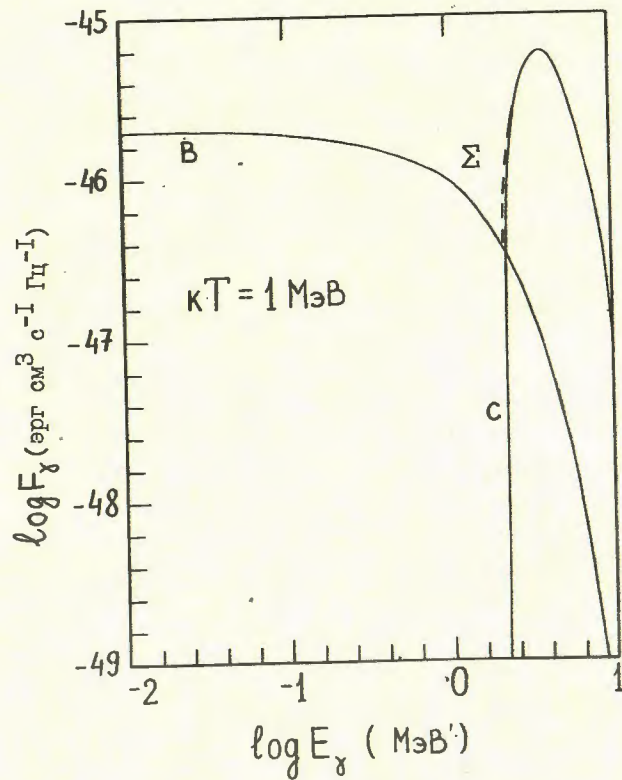


Рис. 3а Спектры излучения протонно-нейтронной плазмы: $F_\gamma = E_\gamma \Phi_\gamma$.
 В - p - n тормозное излучение; С - радиационный захват нейтронов; Σ - суммарный спектр.
 при $kT_i = 1$ МэВ

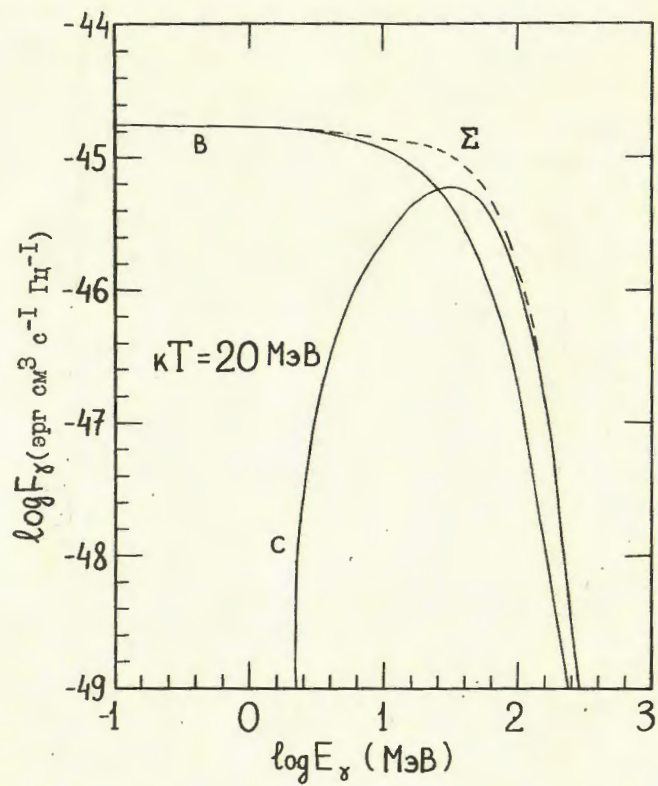


Рис. 3в То же, что и на рис. 3а, при $\kappa T_1 = 20 \text{ MeV}$.

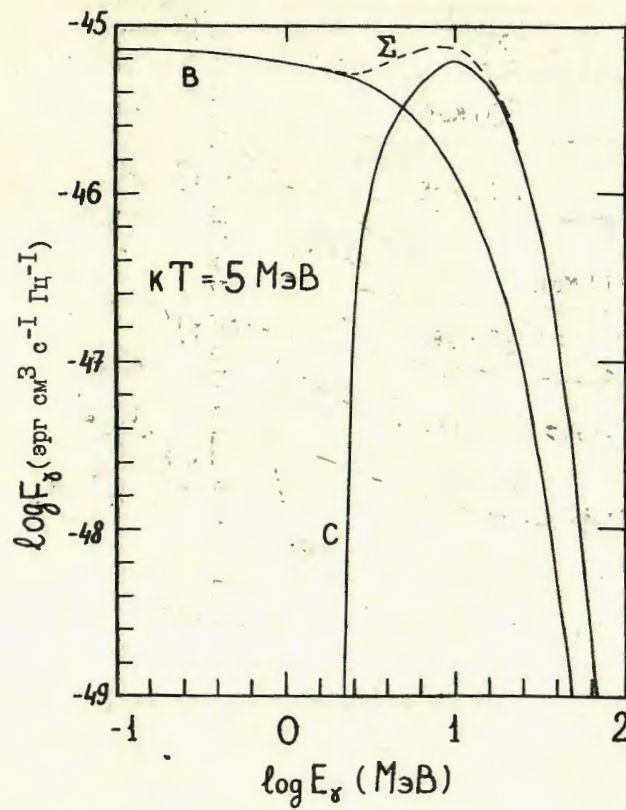


Рис. 3б То же, что и на рис. 3а, при $\kappa T_1 = 5 \text{ MeV}$

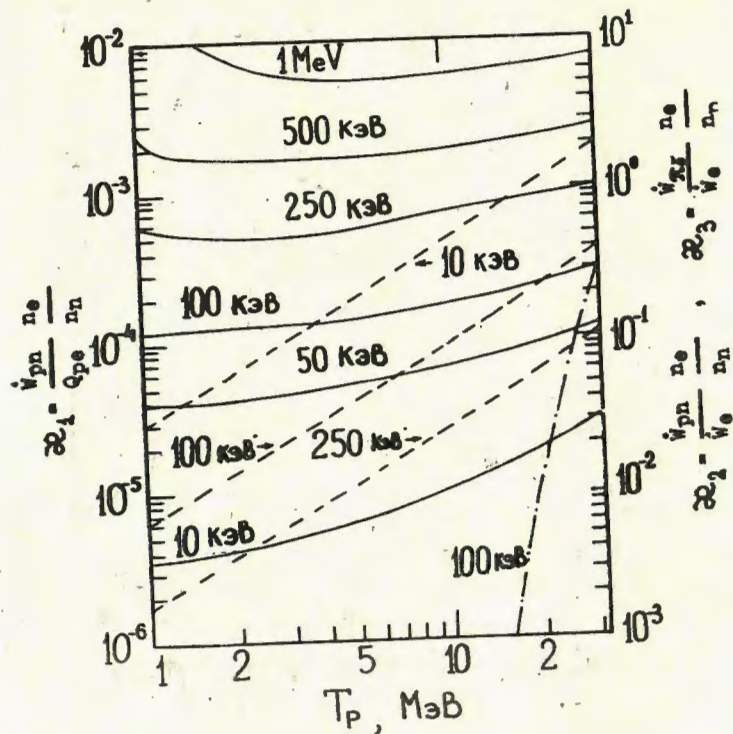


Рис. 4 Отношения $X_1 = \frac{W_p n_e}{Q_p e} \frac{n_e}{n_p}$ (—), $X_2 = \frac{W_p n_e}{W_e} \frac{n_e}{n_p}$ (---) и $X_3 = \frac{W_p n_e}{W_e} \frac{n_e}{n_p}$ (---) в двухтемпературной плазме. Около кривых указана температура электронной компоненты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dahlbacka G.H., Chapline G.F., Weaver T.A. Gamma Rays from Black Holes.- Nature, 1974, vol.250, p.36.
2. Колыхалов П.И., Сюняев Р.А. Гамма-излучение при сферически-симметричной аккреции на черные дыры в двойных звездных системах.- АИ, 1979, т.56, с.336.
3. Eilek J.A. Pair Production and Gamma-Ray Luminosities in Hot accretion Disks.- Astrophys. J., 1980, vol.236, p.664.
4. Higdon J.C., Lingenfelter R.E. Nuclear γ -ray Lines in Accretion Source Spectra.- Astrophys.J., 1977, vol.215, p.L53
5. Lingenfelter R.E., Higdon J.C., Ramaty R. Nuclear Gamma Rays from Compact Objects.- in: Gamma Ray Spectroscopy in Astrophysics, ed. T.L. Cline and R. Ramaty (NASA T.M. 79619), 1978, p.252.
6. Jacobson A.S., Ling J.C., Mahoney W.A., Millett J.B. Observational Evidence for Extraterrestrial Gamma Ray Line Sources.- in: Gamma Ray Spectroscopy in Astrophysics, ed. T.L. Cline and R. Ramaty (NASA T.M. 79619), 1978, p.228.
7. Ling J.C., Mahoney W.A., Millett J.B., Jacobson A.S. 10 June 1974 Transient.- in: Gamma Ray Transients and Related Astrophysical Phenomena, ed. R.E. Lingenfelter, H.S. Hudson, D.K. Morrall, N.Y., 1982, p.143.
8. Hall R.D., Meegan C.A., Walraven G.D., Djuth F.T., Haymes R.C. Detection of Nuclear Gamma-rays from Centaurus A.- Astrophys. J., 1976, vol.210, p.631.
9. Ozernoy L.M., Aharonian P.A. Nuclear Gamma-Ray Lines from

- Gen A: Evidence for Their Origin in Relativistic Plasma.-
Astrophys.Space Sci., 1979, vol.66, p.497.
10. Lingenfelter R.E., Ramaty R. Gamma Ray Lines: A New Window to the Universe.- Physics Today, 1978, vol.3,p.40.
 11. Ramaty R., Lingenfelter R.E. Interpretations and Implications of Gamma-Ray Lines from Solar Flares, the Galactic Center and Gamma Ray Transients.- NASA T.M. 82066, 1980.
 12. Ramaty R., Kozlovsky B., Lingenfelter R.E. Nuclear Gamma Rays from Energetic Particle Interactions.-Astrophys.J. Suppl., 1979, vol.40,p.487.
 13. Reeves H.Nuclear Reactions in Stellar Surfaces and Their Relations with Stellar Evolution, Gordon and Breach Sci. Publ.N.Y., 1974.
 14. Roche C.T., Clark R.G., Mathews G.J. Viola U.K. Li, Be, and B Production in Reactions of 45-100 MeV Protons with ^{12}C : Astrophysical Implications.- Phys.Rev.C, 1976, vol.14, p.410.
 15. Cameron A.G.W., in: Origin and Distribution of Elements ed. C.H.Ahrens, Pergamon Press, 1968.
 16. Zobel W., Maienschein F.C., Todd J.H., Chapman G.T. Gamma Rays from Bombardment of Light and Intermediate Weight Nuclei by 16 to 160 MeV Protons and 59-MeV Alpha Particles.- Nucl.Sci, and Eng., 1968, vol.32, p.392.
 17. Harwit M., Salpeter E.E. Radiation from Comets Near Neutron Stars.- Astrophys.J., 1973, vol. 186, p.L37
 18. Труби́ков Б.А. Столкновения частиц в полностью ионизованной плазме. Со.Вопросы теории плазмы/Под реакцией Леонтовича М.А., вып. I, М.:Госатомиздат, 1963, с.98.

19. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика, М.:Наука, 1979.
20. Maxon S. Bremsstrahlung Rate and Spectrum from a Hot Plasma.- Phys.Rev.,1972,vol.5A,p.1630.
21. Aharonian F.A., Atoyan A.M., Sunyaev R.A. The Annihilation Spectrum of Relativistic Electron-Positron Plasma.- Preprint EFI-432(39)-80
22. Svensson R. The Pair Annihilation Process in Relativistic Plasmas.- Lick Observatory Bulletin N.909, 1981.
23. Бете Г., Моррисон Ф. Элементарная теория ядра, М.: Иностранная литература, 1958.
24. Байер В.Н., Катков В.М., Фадин В.С. Излучение релятивистских электронов, М.: Атомиздат, 1973.
25. Gammel J.L.in: Fast Neutron Physics, pt. II ed.J.B.Marion and J.L.Fowler, Interscience, 1963.
26. Shapiro S.L., Lightman A.P., Eardly D.M. A Two-Temperature Accretion Disk Model for Cygnus X-1: Structure and Spectrum.- Astrophys.J., 1976, vol.204, p.187.
27. Бисноватный-Коган Г.С., Зельдович Я.Б., Спиряев Р.А. Физические процессы в релятивистской плазме малой плотности.-АЖ, 1971, т.46, с.24.
28. Cavallo G., Rees M.J. A qualitative Study of Cosmic Fireballs and γ -Ray Bursts.- M.N.R.A.S., 1978, vol.183;p.359.
29. Katz J.I. Physical Progress in Gamma-Ray Bursts.-UCLA Preprint N.116,1981.
- 30.Svensson R. Electron-Positron Pair Equilibria in Relativistic Plasmas.- Lick Observatory Bulletin N.910, 1981 .

31. Lightman A.P. Relativistic Thermal Plasmas: Pair Processes and Equilibria.- *Astrophys. J.*, 1982, vol.253, p.842.
32. Marscher A.P., Westrand W.T., Scott J.S. Neutrino, Gamma-Ray, Electron and Positron Production in an Ultrarelativistic Plasma.- *Astrophys. J.*, 1980, vol.241, p.1166.
33. Blumenthal G.R., Gould R.J. Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High Energy Electrons Traversing Dilute Gases.- *Rev.Mod.Phys.*, 1970, vol.42, p.237.
34. Aharonian F.A., Atoyan A.M. Compton Scattering of Relativistic Electrons in Compact X-Ray Sources.- *Astrophys. Space Sci.*, 1981, vol.79, p.321.
35. Chupp E.L., Solar Energetic Photon Transients (50 KeV-100MeV) in: *Gamma Ray Transients and Related Astrophysical Phenomena*, ed. R.E.Lingenfelter, H.S.Hudson, D.M.Worrall, N.Y., 1982, p.363
36. Ramaty R., Kozlovsky B., Lingenfelter R.E. Solar Gamma Rays.- *Space Sci.Rev.*, 1978, vol.18, p.341.
37. Ramaty R., Lingenfelter R.E., Kozlovsky B. Gamma Ray Lines from Solar Flares and Cosmic Transients, in: *Gamma Ray Transients and Related Astrophysical Phenomena*, ed. R.E.Lingenfelter, H.S.Hudson, D.M.Worrall, N.Y., 1982, p. 211.
38. Haymes R.C., Walraven G.D., Meegan C.A., Hall R.D., Djuth F.T., Shelton D.H. Detection of Nuclear Gamma Rays From the Galactic Center Region.- *Astrophys.J.*, 1975, vol.201, p.539.
39. Nakano G.H., Imhof W.L., Datlow D.W. and Reagan J.B. Preliminary Results of High Resolution Gamma-Ray Observations in the Direction of Cen A.- *Bull.AAS*, 1979, vol.11, p.797.
40. Shapiro S.L., Salpeter E.E. Accretion Onto Neutron Stars Under Adiabatic Shock Conditions.- *Ap.J.* 1975, vol.198, p.671.

41. Colgate S. Shock-Wave Thermalization.- *Astrophys. J.*, 1975, vol.195, p.493.
42. Colgate S. Nuclear Gamma Rays from Stellar Flares, in: *Gamma Ray Spectroscopy in Astrophysics*, ed. T.L.Cline and R.Ramaty (NASA T.M. 79619), 1978, p.149.
43. Sunyaev R., Theory of Accretion, in: *Physics and Astrophysics of Neutron Stars and Black Holes* ed. R.Giacconi and R.Ruffini, North-Holland P.C., 1978, p.697.
44. Лайтман А.П., Сюняев Р.А., Шакура Н.И. и др. Современное состояние данных о Лебеде X-1 - УФН, 1978, т.126, с.515.
45. Shakura N.I., Sunyaev R.A. Black Holes in Binary Systems. Observational Appearance.- *Astron.Astrophys.*, 1973, vol.24, p.337.
46. Shakura N.I., Sunyaev R.A. Theory of the Instability of Disk Accretion on to Black Holes and the Variability of Binary X-Ray Sources, Galactic Nuclei and Quasars.- *M.N.R.A.S.* 1976, vol.175, p.613.

Рукопись поступила 16 июля 1982г.



Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 530

ВФ- 05414

Тираж 299

Препринт ВФИ.

Формат издания 60x84/16

Подписано к печати 5/XI-82 3,0 уч.изд.л.Ц. 45к

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван 36, Маркьяна 2