

УДК: 52—726

СИНТЕЗ ЛЕГКИХ ЯДЕР В ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Ф. А. АГАРОНЯН, Р. А. СЮНЯЕВ

Поступила 5 июня 1986

Принята к печати 15 апреля 1987

Исследована эффективность образования легких ядер в двухтемпературной астрофизической плазме. Показано, что в зависимости от режима радиационного охлаждения электронов плазмы синтез легких ядер прекращается на разных этапах эволюции. Рассмотрены случаи оптически тонкой и оптически толстой плазмы.

1. *Введение.* Давно установлено, что наблюдаемое относительное содержание легких ядер не объясняется в рамках модели нуклеосинтеза в недрах звезд [1]. В настоящее время наиболее приемлемой считается гипотеза, что изотопы L-группы (Li, Be, B) образуются при бомбардировке межзвездной среды субкосмическими лучами, а ядра ${}^4\text{He}$, D и, возможно, ${}^7\text{Li}$ являются продуктами термоядерного синтеза в ранней Вселенной [2—4]. Последнее предположение имеет важные космологические следствия. В частности, требование производства наблюдаемого количества дейтерия в первые минуты расширения Вселенной приводит к весьма жесткому ограничению сверху отношения плотности барионной материи ρ_b в критической плотности $\rho_{cr} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} : \rho_b \leq 0.1 (H_0/100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1})^{-2}$ [5, 6].

На этой основе делаются далеко идущие космологические выводы (см., например, [7, 8]). Именно поэтому чрезвычайно актуальны (с любой точки зрения) исследования других (некосмологических) возможностей синтеза легких ядер.

Настоящая работа посвящена изучению генерации легких ядер в двухтемпературной плазме ($T_i > T_e$), которая может формироваться вблизи релятивистских астрофизических объектов. Впервые гипотеза о синтезе дейтерия в плазме с ионной температурой $T_i \geq 10^{11}$ К, генерируемой ударными волнами при взрывах сверхновых или сверхмассивных звезд, была высказана Колгейтом [9, 10] и, независимо, Хойлом и Фаулером [11]. Суть гипотезы заключается в том, что при $T_i \sim 10^{11}$ К протоны становятся

ся достаточно энергичными для расщепления ядер ${}^4\text{He}$ с образованием дейтронов. Количественный анализ этой модели выявил ряд трудностей, связанных с быстрым охлаждением плазмы за фронтом ударной волны [12] и перепроизводством изотопов L-группы [13]. Однако эти выводы получены для конкретной модели ударной волны, предложенной Колгейтом, и не учитывают другие возможные механизмы образования плазмы с $T_i \sim \sim 10^{11}$ К. Кроме того, при рассмотрении нуклеосинтеза легких ядер в двухтемпературной плазме в работе [13] использовались некорректные выражения Колгейта [9] по скорости радиационного охлаждения плазмы.

В данной работе на основе анализа теплового баланса в двухтемпературной плазме показано, что в зависимости от режима радиационного охлаждения плазмы синтез легких ядер прекращается на разных этапах эволюции. В случае оптически тонкой плазмы можно объяснить одновременно наблюдаемые содержания D и ${}^7\text{Li}$, предполагая, что примерно 1% межзвездного газа на какой-то стадии был нагрет до $kT_i \sim 10\text{--}20$ МэВ. В случае же плазмы, оптически толстой по томсоновскому рассеянию, ионный компонент охлаждается гораздо быстрее, в результате чего синтез легких ядер прекращается на этапе, когда фактор обогащения ${}^7\text{Li}$ по сравнению с D составляет $\sim 10^2$. Поэтому предполагаемый механизм при $\tau_T \geq 1$ может объяснить лишь наблюдаемое обилие ${}^7\text{Li}$. Это ограничение снимается, если температура ионов каким-то образом (например, гравитационным полем релятивистского объекта) поддерживается на уровне $10\text{--}20$ МэВ в течение времени, превышающего несколько сот томсоновских времен.

2. *Формирование двухтемпературной астрофизической плазмы.* Нагрев газа ударными волнами, излучением, переменными магнитными полями и т. д. может приводить к установлению теплового равновесия, если только характерные времена нагрева и охлаждения плазмы превышают время установления распределения Максвелла—Больцмана. Характерное время максвеллизации электронного компонента определяется выражениями (см., например, [14, 15])

$$t_{ee} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \frac{\theta_e^{3/2}}{\Lambda} t_T, \quad \theta_e \ll 1; \quad (1)$$

$$t_{ee} \simeq \frac{8\theta_e^2}{3} t_T, \quad \theta_e \gg 1, \quad (2)$$

где $\theta_e \equiv kT_e/m_e c^2$; $t_T = (n_e c \sigma_T)^{-1} \simeq 5 \cdot 10^{-3} (n_e/10^{16} \text{ см}^{-3})^{-1}$ — томсоновское время; $\Lambda \simeq 20$ — кулоновский логарифм.

Электронный компонент плазмы, оптически тонкой по томсоновскому рассеянию ($\tau_T = n_e \sigma_T R \ll 1$), охлаждается преимущественно в результате тормозного излучения за время

$$t_{br} \approx \frac{3\pi^{3/2}}{8\sqrt{2}} \alpha^{-1} \theta_e^{1/2} t_T, \quad \theta_e < 1; \quad (3)$$

$$t_{br} \approx \frac{2\pi}{9} \alpha^{-1} \ln^{-1} \theta_e t_T, \quad \theta_e \gg 1, \quad (4)$$

где $\alpha = 1/137$.

Сравнивая времена t_{ee} и t_{br} , легко убедиться, что упругие $e-e$ столкновения могут осуществлять максвеллизацию электронного компонента лишь при температурах $\theta_e \leq 4$ [15].

Аналогичное ограничение существует для ионного компонента плазмы. Термализация ионного компонента обусловлена упругими кулоновскими и ядерными столкновениями. В работах [16, 17] показано, что при $T_i \geq 10^{10}$ К упругие ядерные $p-p$ столкновения (в плазме со «стандартным» космическим обилием ядер) приводят к термализации ионов гораздо быстрее, чем кулоновские взаимодействия. Это видно из рис. 1, где показана зависимость обратных релаксационных времен от температуры

$\theta_i = \frac{kT_i}{m_p c^2}$. Время релаксации, обусловленное ядерными столкновениями, можно представить в виде:

$$t_{ei}^N \approx 200 (9.6 \theta_i^{1/2} + 0.6 \theta_i^{-1/2} - 3)^{-1} \frac{n_e}{n_p} t_T. \quad (5)$$

Сравнение t_{ei}^N с временами возбуждения и разрушения ядер, а также с временами радиационного захвата нейтронов и $(p-n)$ тормозного излучения, характеризующих охлаждение ионного компонента при $\theta_i \leq 0.02$ [18], показывает, что неупругие и квазиупругие ядерные реакции при этих температурах не могут препятствовать процессу максвеллизации ионов. Начиная с $\theta_i \geq 0.02$, ионный компонент радиационно охлаждается в результате рождения и распадов π -мезонов. Поскольку сечение рождения π -мезонов до энергии ~ 500 МэВ заметно меньше сечения упругих $p-p$ рассеяний, то неупругие столкновения вплоть до $\theta_i \sim 0.1$ несущественно влияют на эволюцию функции распределения ионов (см. рис. 1). Таким образом, если температура (средняя энергия) ионов поддерживается достаточно долго ($\sim 100 t_T$), то в плазме вплоть до $\theta_i \sim 0.1$ будет установлено максвелловское распределение ионного компонента.

Подобная ситуация может быть реализована в аккреционных дисках. Шапиро и др. [19] показали, что существует режим аккреции на черную дыру, когда во внутренних частях диска ($R \leq 10 R_g$) может формироваться двухтемпературная плазма с $T_e \leq 10^9$ К и $T_i \geq 10^{10}$ К. Столь большой разрыв между электронной и ионной температурами достигается благода-

ря интенсивному охлаждению электронов в результате комптонизации низкочастотного излучения. Характерное гидродинамическое время падения вещества на гравитационный центр в режиме дисковой аккреции равно

$$\langle t \rangle \sim R/v_R \approx 2 \cdot 10^3 (R/10 R_g) (\dot{m}_0/0.1)^{-1} (R/10 h) \tau_T^{-2} t_T, \quad (6)$$

где $\tau_T = n_e \sigma_T h$ — оптическая толщина по томсоновскому рассеянию в перпендикулярном к плоскости диска направлении, h — полутолщина диска; $m_0 = \frac{\dot{M}}{M_{Ed}}$, $M_{Ed} = \frac{2\pi R_g m_p c}{\eta \tau_T}$ — темп аккреции, соответствующий эддингтоновской светимости. Учитывая, что при двухтемпературном режиме дисковой аккреции $\tau_T \gg 1$, получаем, что в диске бу-

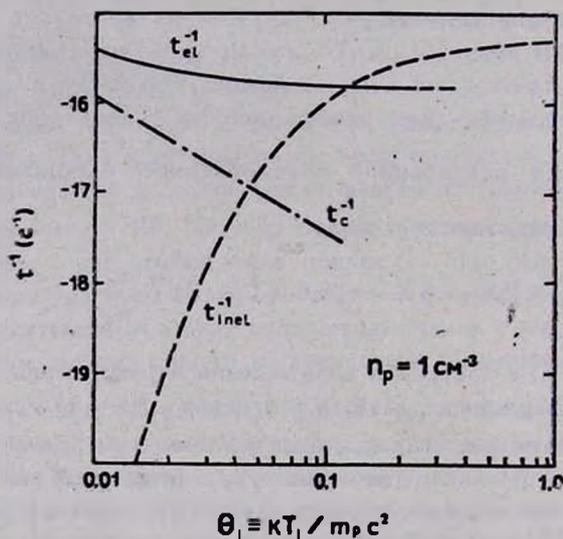


Рис. 1. Зависимость обратных времен, характеризующих упругие и неупругие p - p взаимодействия, от температуры $\theta_i \equiv kT_i/m_p c^2$. t_{el} и t_c — времена релаксации, обусловленные упругими ядерными и кулоновскими p - p взаимодействиями, соответственно; t_{inel} — время охлаждения из-за рождения π -мезонов.

дет установлено максвелловское распределение ионов с хорошо развитым „хвостом“. Действительно, время термализации в области $E_i \gg kT$ равно [17] $t_E \approx 0.64 t_0 \left(\frac{E}{kT}\right)^{3/2}$, где t_0 — время релаксации в области характерных средних ($E_i \sim kT$). Поскольку в интересующей нас области температур $\frac{\langle t \rangle}{t_{el}} \geq 50$, то максвелловское распределение будет установлено вплоть до энергии $E_i \geq 20 kT_i$.

Отметим, что при аккреции температура ионов поддерживается гравитационным полем черной дыры, а время жизни плазмы определяется временем радиального продвижения плазмы к черной дыре. Во многих астрофизических задачах большой интерес представляет и другой случай — свободное охлаждение «мгновенно» нагретой плазмы. Подобная ситуация может возникать при формировании высокотемпературной плазмы релятивистскими ударными волнами, генерируемыми при взрывах сверхновых. В этом случае основная часть кинетической энергии выделяется в виде тепловой энергии ионного компонента. Далее происходит нагрев электронного компонента путем передачи энергии при кулоновских p - e столкновениях до тех пор, пока скорость радиационного охлаждения электронов не будет компенсировать темп нагрева.

Время передачи энергии электронному компоненту при кулоновском охлаждении протонов равно (см., например, [14])

$$t_{pe} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \frac{m_p}{m_e} \frac{\theta_e^{3/2}}{\Lambda} t_T, \quad \theta_e \ll 1, \quad (7)$$

$$t_{pe} = \frac{m_p}{m_e} \frac{\theta_e}{\Lambda} t_T, \quad \theta_e \gg 1. \quad (8)$$

Допустим, плазма является оптически тонкой по томсоновскому рассеянию. Тогда связь между T_e и T_i определяется равновесием между кулоновским нагревом и тормозным охлаждением электронов. Предполагая, что это равновесие осуществляется при температуре электронов $\theta_e \ll 1$, из (3) и (7) находим

$$\theta_e = \left(\frac{3\pi}{8} \frac{\Lambda}{\alpha}\right)^{1/2} \theta_i^{1/2} \approx 60\theta_i^{1/2}. \quad (9)$$

Отсюда следует, что при $\theta_e \ll 1$ температура протонов должна быть $\theta_i < 3 \cdot 10^{-4}$ ($kT_i \leq 300$ кэВ). Другими словами, нерелятивистские электроны оптически тонкой плазмы могут переизлучать передаваемую им энергию протонов лишь при очень низких температурах последних. Если же $\theta_i \geq 0.01$, то электроны будут нагреты до релятивистских температур. В этом случае, используя (4) и (8), получаем

$$\theta_e^2 \ln \theta_e \approx (\pi\Lambda/9\alpha)\theta_i. \quad (10)$$

Так, например, при $\theta_i = 0.01$ температура электронов составляет $\theta_e \sim 3$.

Оценим теперь характерное время охлаждения ионного компонента. В оптически тонкой плазме при исходном значении $\theta_i \geq 0.01$ электронный компонент быстро греется (без существенных потерь на излучение) до $\theta_e > 1$, пока не будет достигнуто равновесие между кулоновским нагревом и тормозным охлаждением. На этом этапе ионы теряют незначитель-

ную часть своей энергии. Длительность этого этапа определяется уравнением.

$$\frac{dT_e}{dt} \simeq \frac{T_i}{100 \theta_e^{3/2} t_T} \quad (11)$$

(здесь для передачи энергии мы используем выражение (7), справедливое, строго говоря, при $\theta_e \ll 1$; однако, как показано в работе [20], это выражение обеспечивает точность не хуже фактора 2 и в слабoreлятивистской области температур).

Предполагая также, что на этом этапе $T_i \simeq \text{const}$, по порядку величины имеем

$$t \simeq 40 \frac{m_e}{m_p} \theta_i^{-1} t_T, \quad (12)$$

что в интересующей нас области температур ионов ($\theta_i \sim 0.01 \div 0.1$) не может превосходить нескольких единиц томсоновского времени.

Интенсивное охлаждение ионов начинается после того, когда наступает равновесие между нагревом и тормозным охлаждением электронов

$$\frac{dT_i}{dt} = - \frac{T_i}{t_{pe}}, \quad (13)$$

где t_{pe} определяется выражением (8), поскольку вплоть до уменьшения температуры ионов $\theta_i \sim 10^{-3}$ электроны остаются релятивистскими.

Решая уравнение (13) с использованием соотношений (8) и (10), получаем, что температура ионов падает в e раз приблизительно за время

$$\Delta t_{охл} \simeq 2000 \theta_i^{1/2} \cdot t_T \quad (14)$$

Сравнивая это время со временем релаксации ионного компонента (6)

$$\frac{t_{ei}^N}{t_{охл}} \simeq 0.1 (9.6 \theta_i + 0.6 - 3 \theta_i^{1/2})^{-1} n_e / n_p, \quad (15)$$

убеждаемся, что ионы успевают термализоваться с формированием развитого «хвоста» максвелловского распределения. Отметим, что данное утверждение справедливо при условии $n_e \simeq n_p$, т. е. при незначительном содержании позитронов в плазме. Вместе с тем, для электронного компонента существует критическая температура, после которой плазма переходит в состояние, доминированное $e^+ - e^-$ парами. При $\tau_N \equiv n_p \sigma_T R \rightarrow 0$ плазма переходит в это состояние после достижения температуры $\theta_e \sim 25$ [21—23]. Как видно из (10), электронный компонент при начальной

температуре ионов $\theta_i \lesssim 0.1$ не может достичь критической температуры, и поэтому плотностью позитронов в уравнении (15) можно пренебречь. В то же время, при конечных значениях τ_N (~ 1) пары начинают эффективно рождаться уже при умеренных температурах электронов ($\theta_e \sim 1$). Это приводит к резкому охлаждению ионов по двум причинам. Во первых, с рождением пар увеличивается оптическая толща по томсоновскому рассеянию $\tau_T = n_e \sigma_T R \gg \tau_N$ и, тем самым, резко возрастает (из-за комптонизации мягких тормозных фотонов) светимость плазмы. Во-вторых, $e^+ - e^-$ пары способствуют более эффективной перекачке энергии ионов к электронному компоненту.

В работе [24] исследовалась эволюция во времени температур электронов и ионов «мгновенно» нагретой плазмы. Как показывают численные расчеты, при умеренных значениях τ_N ($\sim 1 \div 5$) ионы охлаждаются за время $10 - 20 t_T$. Очевидно, в данном случае можно говорить о температуре ионов лишь условно (подразумевая среднюю энергию частиц), так как время термализации (5) значительно больше времени охлаждения.

Таким образом, время охлаждения ионов «мгновенно» нагретой плазмы меняется в широких пределах в зависимости от начального значения оптической толщи τ_N : от $\sim (10 \div 20) t_T$ при умеренных значениях τ_N до нескольких сот томсоновских времен в оптически тонкой плазме ($\tau_N \ll 1$). Очевидно, что кинетика ядерных реакций в высокотемпературной плазме в значительной степени зависит от режима охлаждения плазмы.

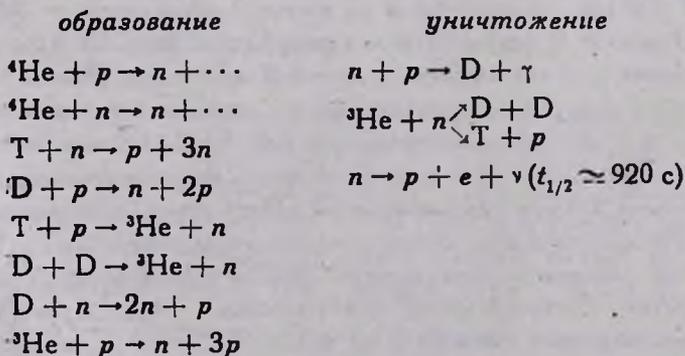
3. Кинетика ядерных реакций в разреженной плазме. Излучению ионного компонента двухтемпературной плазмы с $T_i \sim 10^{10} - 10^{12}$ К посвящена наша предыдущая работа [18]. В этой работе показано, что в плазме с температурой, достаточно высокой для эффективного возбуждения ядер, еще быстрее протекают неупругие реакции фрагментации, приводящие к развалу ядер за время $t \lesssim 100 t_T$. В результате светимость плазмы в гамма-линиях сильно ограничена и не может превосходить $\sim 10^{-5}$ доля от общей светимости. В ситуации, когда разрушены тяжелые ядра и ослаблено излучение в гамма-линиях, нуклонный компонент вплоть до $\theta_i \leq 0.02$ охлаждается в результате радиационного захвата нейтронов и тормозного излучения при рассеянии протонов на нейтронах. Однако эти процессы играют незначительную роль в энергетическом балансе плазмы; радиационное охлаждение плазмы осуществляется электронами, которые конвертируют тепловую кинетическую энергию ионов в излучение.

Ядерные реакции играют важную роль в трансформации химического состава плазмы. Отличительной особенностью термоядерных реакций в разреженной плазме с температурой ионов $T_i \geq 10^{11}$ К является слабая

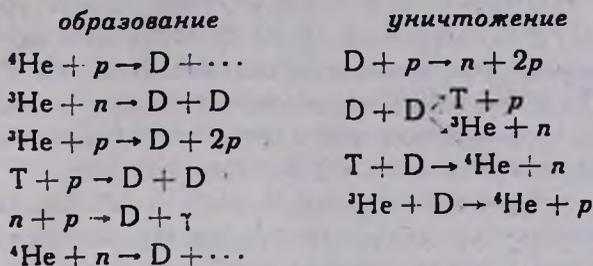
зависимость конечных продуктов синтеза от исходного состава плазмы. «Триггером» для запуска этих реакций служат процессы фрагментации ядер протонами, в результате чего за время $\leq 100 t_T$ после нагрева плазма сильно обогащается простейшими ядрами (D, T, ^3He) и нейтронами, взаимопревращения которых друг в друга определяют их содержание в плазме. За короткое время охлаждения плазмы с $T_i \geq 10^{11}$ К синтез тяжелых ядер (в условиях их интенсивного разрушения) не дает заметного вклада, поэтому плазма состоит в основном из простейших и легких ядер. В исходной протонно-гелиевой плазме, нагретой до температур $T_i \geq 10^{11}$ К, с высокой эффективностью генерируются лишь два изотопа тяжелее ^4He — ^7Li и ^7Be : $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Li} + p$; $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be} + n$. Отметим, что ^7Li и ^7Be образуются также при расщеплении ядер группы (C, N, O) протонами. Однако оценки показывают, что в интересующей нас области температур при «стандартном» исходном составе космической плазмы вклад этих процессов меньше вклада реакций с участием ^4He . Взаимодействия протонов с ядрами группы (C, N, O) представляют определенный интерес с точки зрения образования других изотопов легких ядер, в частности ^6Li . Однако, из-за большого сечения разрушения ядер этого изотопа в высокотемпературной плазме, выход ядер ^6Li оказывается пренебрежимо малым по сравнению с выходом ^7Li . Исходя из вышеуказанных соображений, в данной работе мы ограничились рассмотрением исходной протонно-гелиевой плазмы. Это приближение позволяет значительно сократить (без существенного ущерба для точности) количество рассматриваемых реакций и в то же время способствует более ясному физическому пониманию многочисленных процессов, протекающих в слаборелятивистской плазме.

При анализе термоядерных процессов в плазме с температурой ионов 1—20 МэВ учитывались следующие бинарные реакции:

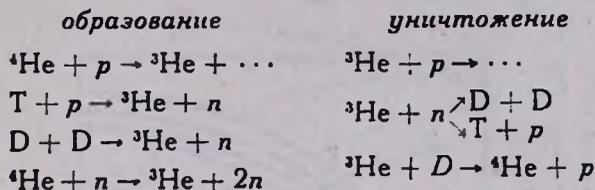
а) Реакции с участием нейтронов



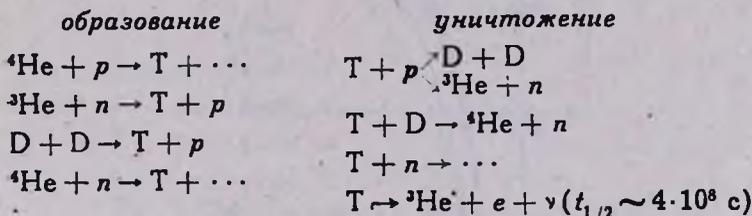
б) Реакции с участием дейтронов



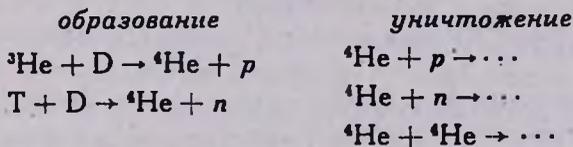
в) Реакции с участием ${}^3\text{He}$



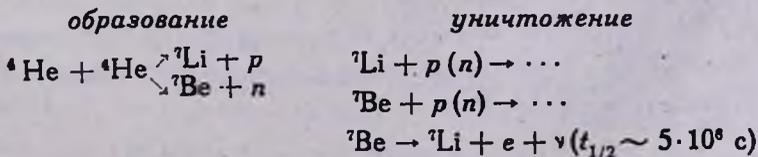
г) Реакции с участием T



д) Реакции с участием ${}^4\text{He}$



е) Реакции с участием ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$



В расчетах не учитывалось образование ${}^4\text{He}$ в результате процессов ${}^7\text{Li}({}^7\text{Be}) + p(n) \rightarrow {}^4\text{He} + \dots$, так как в любой момент времени и при любой температуре содержание ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ ничтожно мало по сравнению с содержанием ${}^4\text{He}$. Заметив также, что скорости образования и уничтожения ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ в МэВ-ой плазме примерно одинаковы и учитывая, что ${}^7\text{Be}$ в дальнейшем распадается на ${}^7\text{Li}$, для обоих изотопов мы будем использовать единое обозначение (${}^7\text{Li}$).

В расчетах использовалось около 30 реакций (приведенные выше реакции часто повторяются или являются зеркально-симметричными). На рис. 2—4 показаны скорости наиболее важных реакций, вычисленные для максвелловского распределения ионов и протонов при вполне разумном предположении, что $T_i = T_p$.

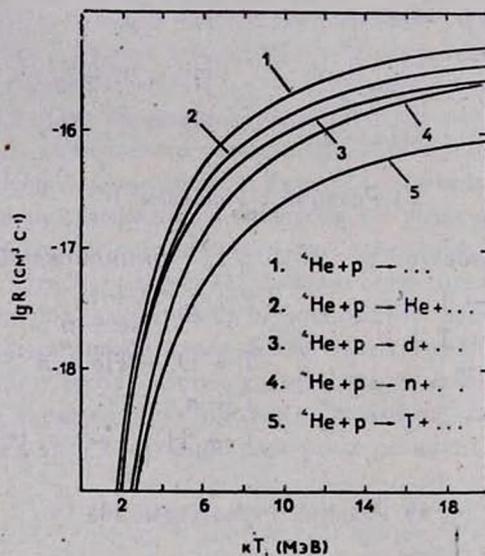


Рис. 2. Скорости реакций с участием ядер ${}^4\text{He}$.

С целью выяснения эффективности образования легких и простейших ядер в высокотемпературной плазме нами исследовалась система дифференциальных уравнений, описывающих эволюцию во времени содержания (относительно протонов) вторичных продуктов. Из-за громоздкости этих уравнений здесь приводятся лишь результаты численных расчетов.

На рис. 5 показана эволюция во времени содержания вторичных ядер при постоянной температуре ионов $kT_i = 10$ МэВ. Эволюцию условно можно разделить на три этапа:

I. На первом этапе, с продолжительностью $\Delta t \sim 100 t_T$, происходит интенсивное образование n , D , T и ${}^3\text{He}$ в результате разбивания ${}^4\text{He}$ протонами и ${}^7\text{Li}$ (${}^7\text{Be}$) в результате реакций ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$. Длительность этого этапа непосредственно связана с характерным временем развала ядер ${}^4\text{He}$ и поэтому является сильной функцией от температуры. Так, например, при $kT_i = 5$ МэВ $\Delta t \sim 1000 t_T$, а при $kT_i = 20$ МэВ $\Delta t \sim 40 t_T$. Поскольку в течение этого этапа содержание ${}^4\text{He}$ меняется несущественно, то относительное содержание остальных ядер растет примерно пропорционально времени Δt .

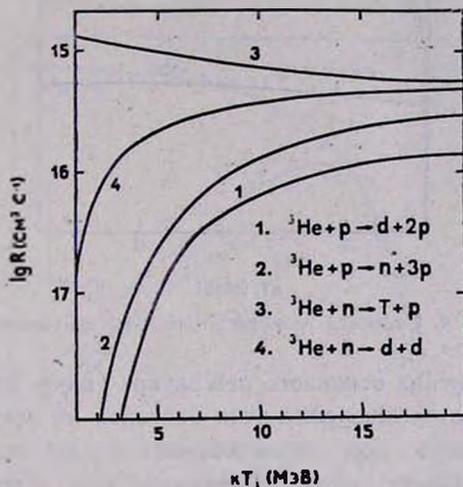


Рис. 3. Скорости реакций с участием ядер ${}^3\text{He}$.

II. На втором этапе, при $t \geq 100 t_T$, относительное содержание нейтронов, дейтронов и ${}^3\text{He}$ сравнивается с обилием ${}^4\text{He}$, составляя $\sim 10^{-2}$. Отметим, что обилие трития на всех этапах эволюции остается на порядок меньше обилия ${}^3\text{He}$ из-за относительного малого выхода T при расщеплении ${}^4\text{He}$ (см. рис. 3), а также из-за быстрого выгорания в результате процессов $T(p, n){}^3\text{He}$ и $T(p, D)D$. На этом этапе содержание ${}^7\text{Li}$ достигает своего максимума: ${}^7\text{Li}/p \sim 10^{-4}$. Фактор обогащения ${}^7\text{Li}$ по сравнению с наблюдаемым обилием на этом этапе составляет $\sim 10^5$, в то время как фактор обогащения дейтерия не превосходит $\sim 10^3$. Следовательно, если каким-то образом на этом этапе „выключить“ термоядерный реактор (например, с помощью адиабатического охлаждения плазмы), то можно объяснить наблюдаемое обилие ${}^7\text{Li}$, предполагая, что примерно 10^{-4} доля межзвездной среды на какой-то стадии была нагрета до температуры ~ 10 МэВ с

продолжительностью $\Delta t \sim 100 t_T$. В то же время, наблюдаемое обилие дейтерия нельзя объяснить этим механизмом, даже принимая во внимание возможный захват свободных нейтронов протонами после охлаждения плазмы.

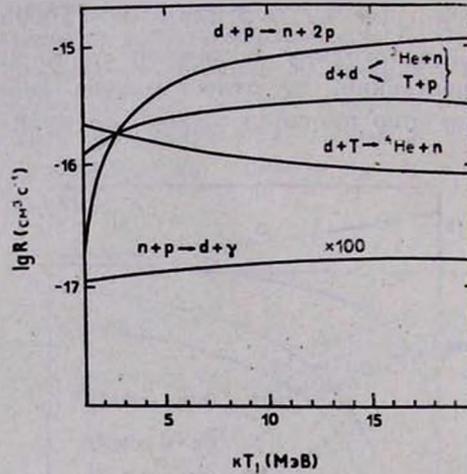


Рис. 4. Скорости реакций с участием дейтронов.

III. После истощения основного резервуара (ядер ${}^4\text{He}$) генерации ${}^3\text{He}$, T , D и ${}^7\text{Li}$ взаимные превращения этих изотопов не могут препятствовать процессам расщепления при столкновениях с протонами и свободными нейтронами; в результате этого содержание всех ядер, за исключением дейтронов, за время порядка нескольких сот томсоновских времен катастрофически падает, стремясь к нулю. В условиях, когда все остальные ядра практически отсутствуют, равновесная концентрация определяется из условия $n_p n_D R(pD \rightarrow ppn) = n_n n_p R(pn \rightarrow D\gamma)$, где $R(pD \rightarrow ppn)$ — скорость развала D и $R(pn \rightarrow D\gamma)$ — скорость захвата нейтронов, обусловленная в МэВ-ой плазме электрическими дипольными переходами [18]. В отличие от $R(pD \rightarrow ppn)$, скорость развала дейтрона чувствительна к температуре (см. рис. 4). Вследствие этого обилие D резко зависит от температуры:

$$\frac{n_D}{n_p} \sim 0.1 \frac{n_D}{n_n} \sim 0.1 \frac{R(pn \rightarrow D\gamma)}{R(pD \rightarrow ppn)} \approx \begin{cases} 1.5 \cdot 10^{-2} & kT_i = 1 \text{ МэВ,} \\ 3 \cdot 10^{-5} & kT_i = 10 \text{ МэВ.} \end{cases}$$

Из рис. 5 видно, что при $t \sim 200 t_T$ содержание нейтронов составляет ≥ 0.1 и более чем на порядок превосходит содержание ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$ и D и на 5 порядков — содержание ${}^7\text{Li}$. Следовательно, если на этом этапе «выключить» термоядерные реакции, оставляя плазму достаточно плотной

($n \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$), чтобы нейтроны могли захватиться протонами до распада [18], то, в принципе, можно объяснить наблюдаемое обилие D и одновременно обилие ${}^7\text{Li}$. При этом необходимо требовать, чтобы небольшая доля ($\sim 1\%$) межзвездного газа на какой-то стадии эволюции (например, при взрывах сверхновых) была нагрета до температуры ионов $\sim 10 \text{ МэВ}$ с продолжительностью $\sim 100 \div 200 t_T$. Это, как видно из соотношения (14), не противоречит времени охлаждения «мгновенно» нагретой оптически тонкой плазмы. Из двух необходимых условий для реализации этого случая ($\tau_T \ll 1$ и $n \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$) можно оценить геометрическую толщину области формирования высокотемпературной плазмы: $d \ll 10^8 \text{ см}$.

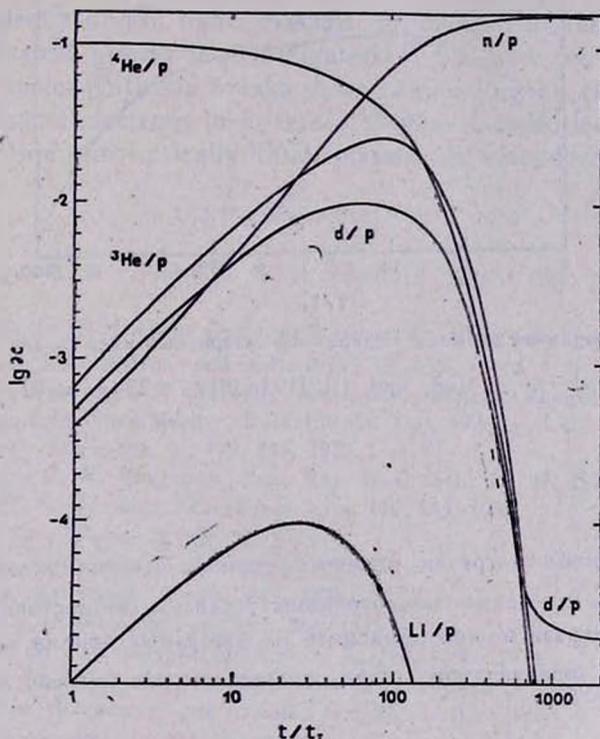


Рис. 5. Эволюция во времени содержания вторичных ядер x при постоянной температуре ионов $kT_i = 10 \text{ МэВ}$. Исходное содержание ${}^4\text{He}/p = 0.1$.

В оптически толстой плазме ($\tau_T \geq 1$) ионы охлаждаются значительно быстрее ($\sim 10 - 20 t_T$) и, следовательно, термоядерные реакции прерываются на первом этапе, когда разрушена лишь незначительная часть ядер ${}^4\text{He}$. На рис. 6 показана эволюция содержаний легких ядер в плазме, ион-

ная температура которой меняется по закону $kT_i = 10 e^{-t/10 t_T}$ МэВ до достижения $kT_i \sim 1$ МэВ, а далее падает значительно медленнее. Из рис. 6 видно, что отношение ${}^7\text{Li}/(\text{D} + \text{n}) \sim 10^{-2}$, т. е. на три порядка больше, чем наблюдаемое отношение ${}^7\text{Li}/\text{D}$.

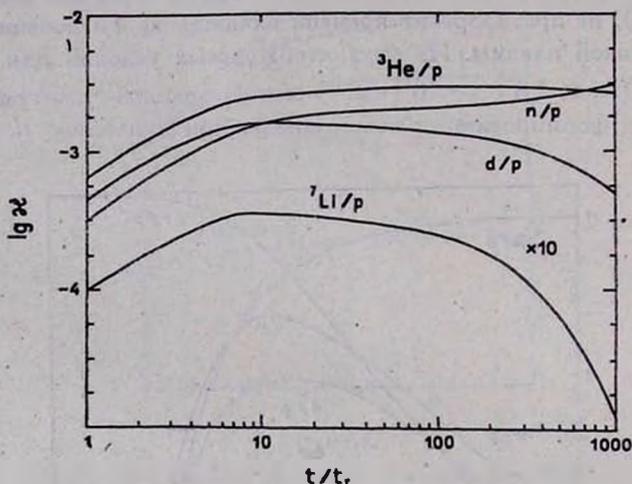


Рис. 6. Эволюция во времени содержания вторичных ядер x для температур ионов $kT_i = 10 \exp\left(-\frac{t}{10 t_T}\right)$ МэВ при $t < (10 \ln 10) t_T \approx 23 t_T$ и $kT_i = 1$ МэВ при $t > 23 t_T$.

4. Выводы.

1. «Мгновенно» нагретая оптически тонкая плазма охлаждается за время $\sim 100 t_T$, в течение которого ионы успевают полностью термализоваться. В этом случае можно объяснить наблюдаемые обилия как D, так и ${}^7\text{Li}$, если $\sim 1\%$ межзвездного газа прошел стадию нагрева до $kT_i \sim 10$ МэВ.

2. Оптически толстая по томсоновскому рассеянию плазма ($\tau_T \geq 1$) охлаждается за время $10-20 t_T$, в течение которого успевает расщепляться лишь незначительная часть ядер ${}^4\text{He}$; отношение ${}^7\text{Li}/\text{D}$ в плазме составляет $\sim 10^{-2}$, поэтому можно объяснить лишь наблюдаемое обилие ${}^7\text{Li}$.

3. Если температура ионов каким-то образом поддерживается на уровне ~ 10 МэВ в течение времени $\gg 100 t_T$, то неизбежно формируется протонно-нейтронная плазма с содержанием лишь ядер D. Из сбсуждаемых

астрофизических объектов такая возможность может реализоваться в двух-температурных аккреционных дисках.

Ерванский физический
институт
Институт космических
исследований АН СССР

THE LIGHT ELEMENT SYNTHESIS IN THE TWO-TEMPERATURE ASTROPHYSICAL PLASMA

F. A. AHARONIAN, R. A. SUNYAEV

The efficiency of the light element production in the two-temperature astrophysical plasma is investigated. It has been shown that the light element nucleosynthesis breaks down, depending on the mode of radiative cooling of electrons in different stages of evolution. The cases with optically thin and optically thick plasma are considered.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.*, 29, 547, 1957.
2. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Строение и эволюция Вселенной*, Наука, М., 1975.
3. H. Reeves, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 12, 437, 1974.
4. J. Audou, M. Meneguzzi, H. Reeves, *Spallation Nuclear Reactions and Their Applications*, Eds. Shen/Merker, Reidel Dubi. Co., 1976, p. 113.
5. R. V. Wagoner, *Astrophys. J.*, 179, 343, 1973.
6. D. N. Schramm, R. V. Wagoner, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 27, 37, 1977.
7. Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекминов, *Успехи физ. наук*, 146, 143, 1985.
8. G. Steigman, *Nucl. Phys.*, B 252, 11, 1985.
9. S. A. Colgate, *Astrophys. J.*, 187, 321, 1974.
10. S. A. Colgate, *Astrophys. J.*, 195, 493, 1975.
11. F. Hoyle, W. A. Fowler, *Nature*, 241, 384, 1973.
12. T. A. Weaver, G. F. Chapline, *Astrophys. J.*, 192, L 57, 1974.
13. R. L. Epstein, W. D. Arnett, D. N. Schramm, *Astrophys. J.*, 190, L 13, 1974.
14. Б. А. Трубников, *Вопросы теории плазмы*, ред. М. А. Леонтович, 1, 98, 1963.
15. R. J. Gould, *Astrophys. J.*, 254, 755, 1982.
16. R. J. Gould, *Astrophys. J.*, 263, 897, 1982.
17. Ф. А. Агаронян, А. П. Атоян, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 85, 1857, 1983.
18. F. A. Aharonian, R. A. Sunyaev, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 210, 257, 1984.
19. S. L. Shapiro, A. P. Lightman, D. M. Eardley, *Astrophys. J.*, 204, 187, 1976.
20. S. Stepney, P. W. Guilbert, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 204, 1269, 1983.
21. Г. С. Бисковатый-Козан, Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев, *Астрон. ж.*, 48, 24, 1971.
22. A. P. Lightman, *Astrophys. J.*, 253, 842, 1982.
23. R. Svensson, *Astrophys. J.*, 258, 335, 1982.
24. P. W. Guilbert, S. Stepney, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 212, 523, 1985.