

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 69, ВЫПУСК 9
10 МАЯ, 1999

Письма в ЖЭТФ, том 69, вып.9, стр.609 - 613

© 1999г. 10 мая

ДОПОЛНИТЕЛЬНОЕ ПРОИЗВОДСТВО ДЕЙТЕРИЯ И ГЕЛИЯ-3
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫМИ ПРОТОНАМИ И
АНТИПРОТОНАМИ В РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

Е.В.Седельников

Институт математического моделирования РАН
125047 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 марта 1999 г.

Представлены результаты расчетов образования ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и D при разбивании первичного ${}^4\text{He}$ высокоэнергетичными протонами и антипротонами в ранней Вселенной. Показано, что при энергиях начальных частиц $E_{p,\bar{p}} > 0.2$ ГэВ основную роль в образовании ядер ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и D играет развиваемый в космологической плазме вторичный каскад протонов, наиболее интенсивно разрушающий ${}^4\text{He}$ при $E \sim 75$ МэВ. Современное состояние экспериментальных данных позволяет рассчитывать количество образуемых ядер с точностью до 10 %, исследование каналов неупругого $p^4\text{He}$ -взаимодействия при $E \sim 75$ МэВ позволит существенно повысить точность расчета дополнительного производства легких элементов.

PACS: 95.30.Cq, 98.80.-k

Дополнительное производство ядер легких элементов при взаимодействии высокоэнергетичных протонов и антипротонов с космологической плазмой, образовавшейся при первичном нуклеосинтезе, рассматривается в литературе в связи с возможностью наложить ограничения на концентрацию источников таких частиц, связанных с (гипотетической) физикой очень ранней Вселенной. Так, требуя, чтобы количество произведенного D , ${}^3\text{He}$ не превышало их наблюдаемого обилия в современной Вселенной, можно получить ограничения на параметры моделей Великого Объединения [1], на концентрацию первичных черных дыр [2]. Исследование возможной эволюции химического состава в ранней Вселенной представляет для космологии и самостоятельный интерес.

Высокоэнергетичный протон (антипротон), взаимодействуя с плазмой, инициирует в ней вторичный адронный и электромагнитный каскады. Дополнительное производство ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$, D при разрушении первичного ${}^4\text{He}$ электромагнитным каскадом имеет свою сложную специфику, оно усилит ограничения на источник частиц, это тема отдельной статьи.

Продолжая исследования неравновесного космологического нуклеосинтеза (НКН) в ранней Вселенной с участием нуклонов [3], в статье представлены результаты

расчетов по более сложной модели, отражающей современное состояние экспериментальных данных. (В данном случае неравновесность означает, что энергия частиц, разбивающих ${}^4\text{He}$, намного превышает среднюю тепловую энергию равновесных частиц космологической плазмы.)

Рассматривается однородная космологическая плазма, состоящая из ядер водорода, гелия-4 и электронов ($n_{{}^4\text{He}} = 0.1n_{\text{H}}$, $n_e = n_{\text{H}}$). Первичный ${}^4\text{He}$ разбивается как начальной частицей, так и вторичным каскадом протонов, ею инициированным. Энергетическое распределение протонов вторичного каскада описывается функцией f_p ($f_{\bar{p}}$), такой, что $\int f_{p(\bar{p})} dE$ есть суммарное количество неравновесных вторичных протонов, образованных начальным протоном (антипротоном). Количество ядер элемента А (${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ или D), образуемого вторичным каскадом протонов, инициированным протоном, можно представить в виде

$$n_A = \int f_p \frac{\sigma_{p^4\text{He} \rightarrow \text{AX}} n_{{}^4\text{He}}}{\Sigma_p^{\text{tot}}} dE = \int f_p \frac{\sigma_{p^4\text{He}}^{\text{inel}} n_{{}^4\text{He}}}{\Sigma_p^{\text{tot}}} \frac{\sigma_{p^4\text{He} \rightarrow \text{AX}}}{\sigma_{p^4\text{He}}^{\text{inel}}} dE,$$

где Σ_p^{tot} – полное макроскопическое сечение взаимодействия протона с плазмой:

$$\Sigma_p^{\text{tot}} = [\sigma_{pp}^{\text{tot}} + \sigma_{\text{Coulomb}}] n_{\text{H}} + [\sigma_{p^4\text{He}}^{\text{tot}}] n_{{}^4\text{He}}$$

и аналогично для антипротона с заменой f_p на $f_{\bar{p}}$.

Количество разрушаемого каскадом первичного ${}^4\text{He}$ пропорционально произведению $f_p [\sigma_{p^4\text{He}}^{\text{inel}} n_{{}^4\text{He}} / \Sigma_p^{\text{tot}}]$. Это произведение как функция энергии вторичных протонов представлено на рис.1 при ряде значений энергии начального протона. Для каскада, инициированного антипротоном, форма кривых $f_{\bar{p}} [\sigma_{p^4\text{He}}^{\text{inel}} n_{{}^4\text{He}} / \Sigma_p^{\text{tot}}]$ отличается незначительно, но каскад менее энергетичен (значительная доля энергии уходит в аннигиляционный канал). Из рис.1 видно, что вторичный каскад протонов наиболее интенсивно разрушает ${}^4\text{He}$ в диапазоне энергий $E_p \approx 60 \div 100$ МэВ (это справедливо и для каскада, инициированного антипротоном).

При рассмотрении соотношения между вкладами самой начальной частицы и инициированного ею вторичного каскада протонов в дополнительное образование ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$, D более важен случай с антипротоном – см. рис.2. В пояснение к рисунку следует сказать, что экспериментальные данные по выходу фрагментов в $\bar{p}^4\text{He}$ -аннигиляции существуют только для ${}^3\text{He}$, выход трития оценивается с помощью дополнительных предположений, и погрешность оценки велика; оценка выхода дейтерия варьируется в очень широких пределах [4]. Тритий с полупериодом ~ 12 лет распадается в ${}^3\text{He}$. При $E_p > 100$ МэВ производство ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ вторичным каскадом начинает превышать количество ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$, образованного за счет аннигиляции начального антипротона. Производство дейтерия вторичным каскадом превышает минимальную оценку количества образуемого D за счет $\bar{p}^4\text{He}$ -аннигиляции при $E_p > 40$ МэВ, максимальную – при $E_p > 0.2$ ГэВ. Неупругое неаннигиляционное $\bar{p}^4\text{He}$ -взаимодействие не играет существенной роли во всем диапазоне энергий.

В целом, имеющихся экспериментальных данных по $\bar{p}^4\text{He}$ -взаимодействию недостаточно для построения надежной модели дополнительного производства ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$, D в процессах НКН в ранней Вселенной, инициированных антипротоном с энергией $E_p < 0.2$ ГэВ.

В литературе обсуждаются модели $\bar{p}^4\text{He}$ -аннигиляции (см., например, [5]), в которых для оценки выходов ${}^3\text{H}$ и D применяются дополнительные теоретические предположения. Особенно актуальна такая оценка для задачи аннигиляции антиматерии

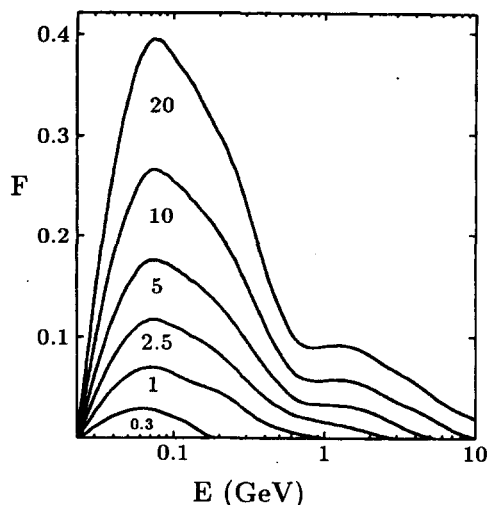


Рис.1. Фактор $F = f_p[\sigma_p^{inel} n_{^4\text{He}} / \Sigma_p^{tot}]$, определяющий интенсивность разрушения ^4He вторичным каскадом, инициированным протоном. Под кривыми указана энергия начального протона в ГэВ

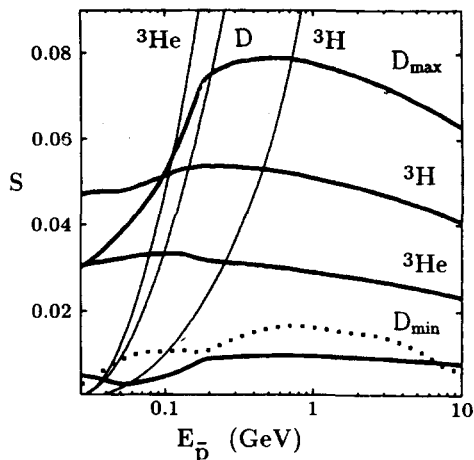


Рис.2. Количество дополнительно образуемых ядер ^3He , ^3H , D начальным антипротоном (жирные линии) и инициированным им вторичным каскадом протонов (тонкие линии) в зависимости от энергии антипротона. Количество образуемого дейтерия за счет реакции $\bar{p}^4\text{He} \rightarrow \text{DX}$ показано при минимальной (D_{min}) и максимальной (D_{max}) оценке выхода D в $\bar{p}^4\text{He}$ -аннигиляции [4]. Пунктиром показано количество образуемых ядер ^3He за счет реакции $\bar{p}^4\text{He} \rightarrow \bar{p}^3\text{HeX}$

в ранней Вселенной. Аннигиляция происходит при тепловых энергиях, вторичным каскадом можно полностью пренебречь. Выход ^3He , ^3H , D будет напрямую определяться выходом этих фрагментов в аннигиляционном канале $\bar{p}^4\text{He}$ -взаимодействия. Важную роль в аннигиляции медленных антипротонов играют кулоновское взаимодействие, а после рекомбинации Вселенной радиационный захват и реакции перераспределения на связанных состояниях ядер [6], они значительно увеличивают суммарное аннигиляционное сечение. Кулоновское взаимодействие увеличивает процент аннигиляции на ядрах гелия, и это повышает интерес к экспериментальному исследованию выхода ^3H и D в $\bar{p}^4\text{He}$ -аннигиляции.

Если начальная частица – протон, то до энергий $E_p \sim 0.25$ ГэВ ^3He + ^3H и D образуются в основном за счет разрушения ^4He самим начальным протоном, при более высоких энергиях доминирует разрушение вторичным протонным каскадом.

В области энергий, где образование идет за счет вторичного каскада (если начальная частица – протон, то при любых энергиях), модель позволяет рассчитывать количества дополнительно образуемых ядер ^3He , ^3H , D в процессах НКН с точностью 8–10%. Данная точность расчета обусловлена главным образом вариацией оценки сечений каналов неупругого $\bar{p}^4\text{He}$ -взаимодействия из-за отсутствия надежных экспериментальных данных при $E_p < 0.2$ ГэВ. Экспериментальные данные по каналам неупругого $\bar{p}^4\text{He}$ -взаимодействия подробно обсуждались в обзоре [7] (1972 г.), к настоящему моменту ситуация при $E_p < 0.2$ ГэВ практически не изменилась. Однако из рис.1 ясно, что для НКН этот диапазон наиболее важен. В связи с этим необходимо

обратить внимание на применяемый в ИТЭФ (Москва) и ОИЯИ (Дубна) метод работы с ускоренными ядрами ${}^4\text{He}$, налетающими на протонную мишень. Он позволяет эффективно выделять каналы неупругого $p^4\text{He}$ -взаимодействия. Экспериментальные данные [8, 9], полученные с использованием этого метода, позволяют надежно фитировать сечения каналов неупругого $p^4\text{He}$ -взаимодействия при $E_p > 0.2$ ГэВ.

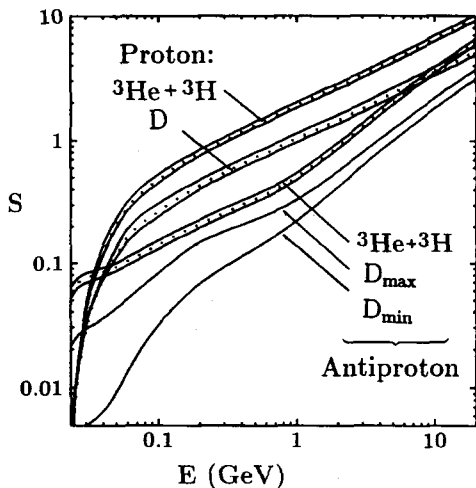


Рис.3. Суммарное количество (начальной частицей и вторичным каскадом) дополнительно образуемых в НКН ядер ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ и D протоном и антипротоном в зависимости от их энергии

Суммарное количество дополнительно образуемых ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ и D (начальной частицей и вторичным каскадом) показано на рис.3. Количество образуемых протоном ядер представлено в виде полос, в соответствии с указанной выше точностью расчета. Аналогично, в виде полосы возможных значений, представлено количество ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$, образуемого антипротоном. При расчете использовались экспериментальные данные по выходу ${}^3\text{He}$, минимальная и максимальная оценки выхода ${}^3\text{H}$ в $\bar{p}^4\text{He}$ -аннигиляции; расчет образования дейтерия антипротоном представлен двумя кривыми: при минимальной (D_{\min}) и максимальной (D_{\max}) оценке выхода D в аннигиляционном $\bar{p}^4\text{He}$ -канале [4].

Для космологических приложений очень интересна оценка отношения количества производимого в НКН дейтерия к суммарному количеству производимого гелия-3 и трития - $[S_D / (S_{{}^3\text{He}+{}^3\text{H}})]$. При энергиях, когда разрушение ${}^4\text{He}$ идет вторичным каскадом протонов, можно дать следующую оценку: $S_D / (S_{{}^3\text{He}+{}^3\text{H}}) = 0.55 \pm 0.08$. В случае начального протона, при уменьшении его энергии это отношение стремится к единице, так как в припороговой области энергий в неупругом $p^4\text{He}$ -взаимодействии доминирует реакция $p^4\text{He} \rightarrow D^3\text{He}$. При аннигиляции медленных антипротонов можно лишь сказать, что суммарное производство ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ больше, чем производство D.

Для дальнейшего уточнения модели актуальными являются следующие задачи: 1) исследование каналов неупругого $p^4\text{He}$ -взаимодействия по методике ускоренных ядер ${}^4\text{He}$ при энергии $E_p \sim 75$ МэВ; 2) задачей, выходящей за рамки нужд обсуждаемой проблемы является экспериментальное определение выходов ${}^3\text{H}$ и D в $\bar{p}^4\text{He}$ -аннигиляции. С точки зрения проводимого исследования интерес, в первую очередь, представляет диапазон энергий $E_p < 0.2$ ГэВ; в частности, для задачи аннигиляции антиматерии во Вселенной особо важно исследовать $\bar{p}^4\text{He}$ -аннигиляцию в покое.

Выражаю свою признательность М.Ю.Хлопову, Л.А.Кондратьюку, В.И.Кукулину за полезную дискуссию, И.М.Соболю, консультациями которого я пользовался по вопросам метода Монте-Карло, Ю.Л.Левитану за интерес к работе.

-
1. М.Ю.Хлопов, В.М.Чечеткин, ЭЧАЯ **18**, 627 (1987); M.Yu.Khlopov and A.D.Linde, Phys. Lett. **B138**, 265 (1984); V.M.Chechetkin, M.Yu.Khlopov, M.G.Sapozhnikov, and Ya.B. Zeldovich, Phys. Lett. **B118**, 329 (1982); V.M.Chechetkin, M.Yu.Khlopov, and M.G.Sapozhnikov, Riv. Nuovo Cim. **5**, 1 (1982).
 2. Я.Б.Зельдович, А.А.Старобинский, М.Ю.Хлопов, В.М.Чечеткин, Письма в АЖ **3**, 208 (1977); Е.В.Седельников, Письма в АЖ **12**, 889 (1996) [Astronomy Letters **22**, 797 (1996)].
 3. Ю.Л.Левитан, И.М.Соболь, М.Ю.Хлопов, В.М. Чечеткин, ЯФ **47**, 168 (1988); М.Ю.Хлопов, Ю.Л. Левитан, Е.В. Седельников, И.М. Соболю, ЯФ **57**, 1466 (1994); Е.В.Седельников, С.С.Филиппов, М.Ю.Хлопов, ЯФ **58**, 280 (1995); Е.В.Седельников, Ю.Л.Левитан, И.М.Соболь, Препринт ИММ РАН #1, 1996.
 4. F.Balestra, S.Bossolasco, M.P.Bussa et al., Nuovo Cim. **A100**, 323 (1988).
 5. А.А.Сибирцев, ЯФ **55**, 965 (1992); Y.Sakamoto et al., Nucl. Phys. **B8**, 271 (1989); В.И.Назарук, ЯФ **46**, 80 (1987).
 6. D.L.Morgan, Jr. and V.W. Hughes, Phys. Rev. **D2**, 1389 (1970).
 7. J.P. Meyer, Astron. Astrophys. Suppl. **7**, 417 (1972).
 8. С.К.Абдуллин, А.В.Блинов, И.А.Ванюшин и др., ЯФ **56**, 204 (1993); А.В.Блинов, В.Е.Гречко, С.М.Зомбиковский и др., ЯФ **58**, 1814 (1995).
 9. Г.Браун, Ю.Главачова, В.В.Глаголев и др., ЯФ **59**, 2001 (1996).