

УДК 523.11

ПЕРВИЧНЫЕ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ И ПРОБЛЕМА ДЕЙТЕРИЯ

Я. Б. ЗЕЛЬДОВИЧ, А. А. СТАРОБИНСКИЙ, М. Ю. ХЛОПОВ
и В. М. ЧЕЧЕТКИН

Рассмотрено влияние высокoenергичных частиц, испущенных при испарении первичных черных дыр с массой 10^9 — 10^{12} г, на космологический нуклеосинтез. Получены новые сильные ограничения на спектр первичных черных дыр в этом интервале масс. Указана новая возможность решения проблемы происхождения космологическогодейтерия.

PRIMODIAL BLACK HOLES AND THE DEUTERIUM PROBLEM, by Ya. B. Zel'dovich, A. A. Starobinskij, M. Yu. Chlopov and V. M. Chechetkin. Effect of high-energy particles emitted in the process of evaporation of primordial black holes with masses 10^9 — 10^{12} g on the nucleosynthesis in the early Universe is considered. New severe restrictions on the primordial black hole spectrum over this range of masses are obtained. A new way to resolve the problem of the cosmological deuterium origin is revealed.

В недавней статье Вайнера и Насельского (1977) поставлен актуальный вопрос о влиянии эффекта испарения первичных черных дыр (ПЧД), образовавшихся из возмущений плотности на раннем этапе эволюции Вселенной, на космологический нуклеосинтез. Авторы показали возможность изменения отношения n/p и первичного содержания He^4 , в результате взаимодействия с нуклонами фона высокoenергичных ν и $\bar{\nu}$, испущенных ПЧД с начальными массами $M \sim 10^{10} \div 10^{11}$ г в момент закалки нейтронов $t \sim 1$ с.

В настоящей работе исследуются другие аспекты этого вопроса. Учет барионов и антибарионов, испущенных ПЧД, и добавочного образования космологического дейтерия (как путем разбивания гелия, так и путем позднего захвата нейтронов) позволяет получить более сильные оценки верхнего предела количества ПЧД с массой $10^9 < M < 10^{12}$ г по сравнению с работами Вайнера и Насельского (1977), Зельдовича и Старобинского (1976). Гипотеза ПЧД дает новую возможность решения проблемы происхождения космологического дейтерия.

Напомним кратко историю вопроса о ПЧД. На возможность существования ПЧД было впервые указано Зельдовичем и Новиковым (1966). Они также получили первые верхние ограничения на плотность ПЧД. Позже и более подробно рассмотрение ПЧД, и, в частности, акреции на них, было проведено в работах Карра и Хоукинга (1974) и Карра (1975).

Недавно Хоукинг (1975) показал, что черные дыры постепенно испаряются. Применение этого замечательного результата к ПЧД дает возможность сделать вывод об испарении ПЧД с массой $M < 10^{15}$ г к настоящему времени. Различные ограничения на плотность ПЧД с $M < 10^{15}$ г с учетом их испарения были получены в работах Вайнера и Насельского (1977), Зельдовича и Старобинского (1976), Чаплайна (1975), Карра (1976), Пейджа и Хоукинга (1976), Чаплайн (1975) и Карр (1976), исходя из наблюдаемого спектра излучения в γ -области, нашли ограничения

на спектр для масс ПЧД $10^{14} < M < 10^{15}$ г. Зельдович и Старобинский (1976) сделали оценки на плотность ПЧД для масс $M < 10^9$ г, исходя из наблюдаемой ныне энтропии Вселенной, и для масс $10^{11} < M < 10^{13}$ г, используя отсутствие искажений в спектре реликтового излучения. Влияние испаряющихся ПЧД на космологический синтез He^4 было впервые рассмотрено Вайннером и Насельским (1977).

В настоящей работе показано, что наибольший эффект на изменение концентрации нейтронов в момент закалки оказывают испаренные из ПЧД антинуклоны, которые, взаимодействуя с нуклонами фона, сильно влияют на нуклеосинтез. Однако наиболее сильное ограничение на спектр ПЧД с массами $M \approx 10^{10} \div 10^{11}$ г дает эффект разбивания ядер He^4 ультратрелятивистскими нуклонами и антинуклонами, испущенными ПЧД на более позднем этапе эволюции Вселенной при временах $10^3 < t < 10^5$ с.

Для полноты картины рассмотрим влияние испарения ПЧД на нуклеосинтез, начиная с $t = 1$ с. В процессе испарения ПЧД испускает частицы с характерной энергией

$$E \sim kT_{\text{ЧД}} = \frac{\hbar c^3}{8\pi GM} = \frac{10^{13}}{M(\text{г})} \text{ ГэВ}$$

(для шварцшильдовской черной дыры). Момент испарения ПЧД t_1 зависит от ее массы M и дается формулой $t_1(\text{с}) \approx 10^{-27} M^3 (\text{г})^*$. Пусть при $t = t_1$ имеем $\varepsilon_{\text{ПЧД}} = \alpha \varepsilon_m$. Если в момент t_0 образования ПЧД ($t_0 \sim GM/c^3$) справедливо соотношение $\varepsilon_{\text{ПЧД}} = \beta \varepsilon_m$, то $\beta = \alpha (M_{\text{Pl}}/M)$ (при $\alpha < 1$), где $M_{\text{Pl}} = \sqrt{\hbar c/G} \approx 2 \cdot 10^{-5}$ г. После испарения ПЧД плотность частиц, испущенных ими, дается следующим выражением:

$$n_i = \alpha \frac{10^{-7} n_m}{t_1^{1/6}} \approx \alpha \frac{20 n_B}{\Omega t_1^{1/6}}, \quad (1)$$

где n_B — плотность барионов фона в момент t_1 ; $\Omega = \rho/\rho_c$ в настоящий момент эволюции Вселенной. В формулах (1)–(9) t_1 выражено в секундах.

Антинуклоны, испущенные ПЧД с массой $M = 10^9$ г ($t_1 = 1$ с), аннигилируют с нуклонами фона и могут увеличить концентрацию нейтронов по отношению к концентрации протонов (не изменяя суммы $n_n + n_p$). Это приведет к увеличению доли He^4 в первичном веществе. Стандартная модель нуклеосинтеза дает максимально около 33% He^4 с соотношением $n_n/(n_n + n_p) < 0.17$ в момент образования He^4 , где n_n — концентрация нейтронов; n_n — концентрация протонов.

Для того чтобы массовая концентрация He^4 была меньше 40%, необходимо иметь $n_n/(n_n + n_p) < 0.2$. Так как характерное время реакции аннигиляции нуклонов ($N + \bar{N} \rightarrow \text{адроны}$) есть $\tau_{N\bar{N}} \sim 1/\sigma n_N v \sim 10^{-8}$ с, если $\sigma \sim 10^{-26}$ см², $n_N \sim 10^{-8} n_\gamma \Omega$, $v = c$ (антинуклоны, испущенные ПЧД, имеют ультратрелятивистские энергии), то можно считать, что все антинуклоны успеют прореагировать с нуклонами фона. Отсюда получаем $n_{\bar{N}}/(n_n + n_p) < 1/20$ и $\alpha \leq 10^{-2} \Omega$ при $M \sim 10^9$ г. Для масс $10^9 < M < 10^{10}$ г, что соответствует времени испарения $1 < t_1 < 10^3$ с, работает тот же процесс, и для α получаем следующую оценку:

$$\alpha \leq 10^{-2} t_1^{1/6} \Omega. \quad (2)$$

Оценки на спектр ПЧД, полученные из влияния на космологический нуклеосинтез безмассовых лептонов (ν и $\bar{\nu}$), испущенных ПЧД, слабее приведенных примерно в 10^3 раз при $\Omega = 0.1$. При вычислении этих оценок необходимо учитывать, что характерное сечение рассеяния ν и $\bar{\nu}$ с энер-

* Мы считаем, что число сортов элементарных частиц ограничено и уравнение состояния материи имеет вид $P_m = 1/3 \varepsilon_m$. При $t \geq 1$ с основной вклад в ε_m и полное число частиц n_m вносят безмассовые частицы и (при $t \leq 10$ с) $e^- e^+$ -пары.

тией E на покоящихся нуклонах в лабораторной системе есть $\sigma_{vn} \approx 3\sigma_{vp} \approx 10^{-28} E$ (ГэВ) см² при $E > 1$ ГэВ.

Далее рассмотрим влияние ПЧД с массами $M > 10^{10}$ г на нуклеосинтез при временах $t > 10^3$ с. Основным процессом в этих условиях будет разбивание ядер He^4 ультратрелевтистскими нуклонами и антинуклонами, испущенными ПЧД. Возникающие при этих процессах (а также первично испаренные) нейтроны быстро захватываются протонами, образуя ядра дейтерия. При $t > 10^3$ с этот дейтерий уже не выгорает. Поэтому оценки в этой области масс ПЧД можно дать из сравнения концентрации дейтерия, получаемого описываемым механизмом, и наблюдаемой концентрации дейтерия во Вселенной.

Прежде всего, оценим характерное время процесса разбивания He^4 . На момент испарения энергии нейтронов и антинейтронов есть *:

$$E_n \sim 3 \cdot 10^4 / t_1^{1/3} \text{ ГэВ.} \quad (3)$$

Для характерного времени разбивания He^4 этими частицами получим следующее выражение:

$$\tau_{\text{He}^4} = \frac{1}{\sigma_{\text{He}^4 n} v} = 10^{-8} t_1^{3/2} \Omega^{-1} \text{ с} \quad (\sigma_{\text{He}^4} = 10^{-25} \text{ см}^2, v = c). \quad (4)$$

Из (4) видно, что все нейтроны успеют прореагировать с He^4 и протонами при рассматриваемых временах.

Следующим важным этапом будет образование дейтерия. Нейтроны, образовавшиеся при разрушении He^4 , быстро замедляются до тепловых скоростей. Поэтому образование дейтерия в реакции $n + p \rightarrow D + \gamma$ идет при тепловых энергиях. После подстановки всех величин для характерного времени образования дейтерия τ_D получим

$$\tau_D = 5 \cdot 10^{-5} t_1^{3/2} \Omega^{-1} \text{ с.} \quad (5)$$

Необходимо рассмотреть в этих условиях также выгорание дейтерия в реакции $D + D \rightarrow T + p$ или $\text{He}^3 + n$. Для этой реакции характерное время есть:

$$\tau_{DD} = 3 \cdot 10^{-4} t_1^{7/6} e^{1.8t_1^{1/6}} \Omega^{-1} \text{ с.} \quad (6)$$

Если $t_1 > 3 \cdot 10^3$ с при $\Omega = 1$ ($t_1 > 4 \cdot 10^2$ с при $\Omega = 0.1$), то, как видно из (6), образовавшийся дейтерий не выгорает. С другой стороны, свободные нейтроны распадаются с $\tau_{3-\beta} \sim 10^3$ с, и если $\tau_D > 10^3$ с, что соответствует $t_1 \sim 10^5 \cdot \Omega^{2/3}$ с, то дейтерий не образуется в заметных концентрациях. Используя наблюдаемое значение современной массовой концентрации дейтерия $\rho_D/\rho_H \sim 5 \cdot 10^{-5}$ (Джефферс и др., 1973) и формулу (4), получим следующее ограничение для α в интервале времен $10^3 < t_1 < 10^5$ с (что соответствует массам ПЧД $10^{10} < M < 10^{10}$ г):

$$[\alpha \leqslant 10^{-6} t_1^{1/6} \Omega]. \quad (7)$$

Тогда из (7) следует, что если $\Omega = 0.1$, то $\alpha < 3 \cdot 10^{-7}$, $\beta < 6 \cdot 10^{-22}$ при $t_1 = 10^3$ с ($M = 10^{10}$ г) и $\alpha < 5 \cdot 10^{-7}$, $\beta < 5 \cdot 10^{-22}$ при $t_1 = 10^4$ с ($M = 2 \cdot 10^{10}$ г). Влияние v и \bar{v} на разбивание He^4 дает оценки на четыре порядка хуже.

ПЧД с массами $M > 5 \cdot 10^{10}$ г излучают долю $10^5 \Omega^{7/3}/t_1$ своей энергии в период $t < 10^5 \Omega^{1/3}$ с, что также может привести к увеличению концентрации дейтерия. Для таких ПЧД выражение для α имеет следующий вид:

$$\alpha \leqslant 10^{-11} t_1^{7/6} \Omega^{1/3}. \quad (8)$$

* Протоны в момент испарения имеют такую же энергию, но в процессе рождения пар (e^-e^+) при рассеянии на фоэзовом излучении они быстро замедляются до энергий $E_p \sim t_1^{1/2}$ ГэВ.

Наилучшая оценка по искажению реликтового излучения не превышает $\alpha \leq 10^{-2} \div 10^{-3}$ (при $t_1 < 10^{12}$ с). Поэтому оценка по химическому составу оказывается более сильной для $t_1 < 10^8$ с, что соответствует массам $M < 5 \cdot 10^{11}$ г.

Интересно рассмотреть реакцию прямого выхода дейтерия при разбивании He^4 . Из эксперимента известно, что выход дейтерия в такой реакции при энергиях нуклонов больше 1 ГэВ, практически не зависит от энергии и составляет $\sim 25\%$ (Барашенков и Тонеев, 1972). Как видно из (4), даже при $E \sim 1$ ГэВ характерное время соудорения с ядрами He^4 меньше времени расширения (энергия 1 ГэВ соответствует времени испарения $t_1 \sim 10^{12}$ с и массе $M \sim 10^{13}$ г). Поэтому для α с учетом прямого выхода дейтерия получим следующую оценку:

$$\alpha < 5 \cdot 10^{-6} t_1^{1/6} \Omega. \quad (9)$$

Тогда при $\Omega = 0.1$ и $t_1 \sim 10^{12}$ с $\alpha < 5 \cdot 10^{-5}$, что не хуже оценки по спектру электромагнитного излучения, а при $t_1 < 10^{12}$ с даже лучше.

Интересен и несколько другой аспект работы. Известно, что наблюдаемую распространенность дейтерия трудно объяснить в обычной картине космологического синтеза, если сегодняшняя плотность вещества во Вселенной ρ достаточно высока ($\Omega = \rho/\rho_c > 0.1$ или $\Omega > 0.5$ при сильной, специально подобранный неоднородности). Из результатов, полученных выше, вытекает, что даже при $\Omega = 1$ малое количество ПЧД ($\beta \sim 10^{-20} \div 10^{-21}$; $\alpha \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$) с массой $M \sim 10^{10} \div 10^{12}$ г могло привести к образованию необходимого количества дейтерия, практически не изменив ни одного из других свойств фридмановской Вселенной.

Авторы благодарят Б. В. Вайнера и П. Д. Насельского за сообщение о своей работе до ее опубликования.

Ин-т прикладной математики АН СССР,
Москва

Ин-т теоретической физики им. Л. Д. Ландау
АН СССР, Москва

Поступила в редакцию
19 января 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

- Барашенков В. С. и Тонеев В. Д., 1972. Взаимодействие высокозенергичных частиц и атомных ядер с ядрами, Атомиздат, М.
- Вайнер Б. В. и Насельский П. Д., 1977. Письма в АЖ, 3, 147.
- Джеффертс и др. (Jefferts V. B., Pensias A. N., Wilson R. W.), 1973. Astrophys. J. (Letters), 179, L457.
- Зельдович Я. Б. и Новиков И. Д., 1966. Астрон. ж., 43, 758.
- Зельдович Я. Б. и Старобинский А. А., 1976. Письма в ЖЭТФ, 24, 616.
- Karr (Carr B. J.), 1975. Astroph. J., 201, 1.
- Karr (Carr B. J.), 1976. Astroph. J., 206, 8.
- Karr и Хоукинг (Carr B. J., Hawking S. W.), 1974. Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 168, 399.
- Пейдж и Хоукинг (Page D. N., Hawking S. W.), 1976. Astrophys. J., 206, 1.
- Хоукинг (Hawking S. W.), 1975. Commun. Math. Phys., 43, 199.
- Чаплайн (Chapline G. F.), 1975. Nature, 253, 251.