

НЕЙТРИНО И ИНТЕНСИВНОСТЬ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА БОЛЬШИХ ГЛУБИНАХ*

Совместно с Б. Понтекорво

Из анализа интенсивности заряженных проникающих частиц на больших глубинах делаются следующие выводы: 1) плотность энергии энергичных нейтрино ($E_\nu < 1 \text{ ГэВ}$) во Вселенной, по крайней мере, на три порядка меньше плотности полной энергии нуклонов; 2) сечение нейтрино-нуклонного рассеяния ($E_\nu > 1 \text{ ГэВ}$) меньше 10^{-34} см^2 .

Введение

Данные об интенсивности космических лучей на больших глубинах имеют большое значение с разных точек зрения. В настоящей работе мы покажем, что такие данные позволяют получить важные сведения о нейтрино. Они дают меньшие, чем известные до сих пор, верхние пределы для плотности энергии высокоэнергичных нейтрино во Вселенной и для сечения нейтрино-нуклонного рассеяния. В работе используются результаты опытов Мияке и др. [1], которые измерили интенсивность заряженных частиц на глубинах вплоть до 6380 м водного эквивалента (в. э.), существенно расширив наши знания об интенсивности мюонов на больших глубинах. В этих опытах регистрировались заряженные частицы, способные проникать сквозь 5 см свинца на глубинах 816, 1812, 3410, 4280 и 6380 м в. э. и были получены величины вертикальной интенсивности (в $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}$) соответственно $2.48 \cdot 10^{-6}$; $1.78 \cdot 10^{-7}$; $1.31 \cdot 10^{-8}$; $2.85 \cdot 10^{-9}$ и $1.62 \cdot 10^{-10}$. Кривая интенсивность - глубина продолжает спадать вплоть до глубины 6380 м в. э. по закону, вполне совместимому с гипотезой о том, что зарегистрированные частицы являются мюонами от распада пионов. Это означает, что и на самой большой глубине только незначительная доля наблюдаемых заряженных частиц может возникать в результате взаимодействия нейтрино. Поэтому, приписывая наблюдаемые частицы действию нейтрино, мы получим достоверные верхние пределы интересующих нас величин.

Верхние пределы плотности энергии нейтрино и антинейтрино во Вселенной

Ранее [2] была сформулирована флуктуационная гипотеза, согласно которой отделение вещества и антивещества происходило вследствие флуктуации в РС-симметричной Вселенной, в которой материя состоит из нейтрино-антинейтринного "фона". При этом замечалось, что флуктуационная гипотеза

* ЖЭТФ, т. 43, вып. 5(11), 1967 (1962).

требует только, чтобы когда-то в прошлом существовала плотность энергии нейтрино и антинейтрино, значительно превышающая плотность полной энергии нуклонов во Вселенной. Вместе с тем экспериментальные данные, проанализированные в [1], не исключают значения плотности энергии высокоэнергичных нейтрино, сравнимого со значением плотности энергии нуклонов в настоящее время. Работа же японских физиков [1] позволяет показать, что плотность энергии нейтрино с энергией $> 1 \text{ ГэВ}$ по крайней мере на несколько порядков меньше плотности энергии нуклонов.

Верхний предел плотности ρ нейтрино можно получить, предполагая что измеренные в [1] заряженные частицы - мюоны - образованы в реакциях $\bar{\nu} + p \rightarrow \mu^+ + n, \nu + n \rightarrow \mu^- + p$ изотропно распределенными космическими нейтрино с энергией $> 1 \text{ ГэВ}$ и с сечением $\sigma_{\mu} \approx 8 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{нуклон}$ [3]:

$$\rho \sigma_{\mu} N R / 4\pi \ll 1.6 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1},$$

где N - число нуклонов в 1 г вещества и R - пробег мюонов с энергией $> 1 \text{ ГэВ}$ в г $\cdot \text{см}^2$. Таким образом, получим, что плотность нейтрино с энергией $> 1 \text{ ГэВ}$ много меньше 10^{-8} см^{-3} . Это соответствует плотности энергии нейтрино меньше, чем $10^{-5} \text{ МэВ} \cdot \text{см}^{-3}$, что на три порядка меньше, чем плотность энергии протонов $10^{-2} \text{ МэВ} \cdot \text{см}^{-3}$ ($\sim 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$). Заметим еще раз, что этот результат сам по себе совершенно не противоречит флуктуационной гипотезе.

Рассеяние нейтрино нуклонами

В общепринятой универсальной теории слабых взаимодействий с только заряженными токами [4] процесс нейтрино-нуклонного рассеяния



имеет место только во втором порядке по константе слабого взаимодействия. Если же в слабых взаимодействиях имеются, кроме заряженных токов, и нейтральные симметричные токи [5] $\bar{e}e, \bar{\mu}\mu, \bar{\nu}\nu, \bar{p}p, \bar{n}n, \bar{\Lambda}\Lambda$, то реакция (1) - процесс первого порядка по константе слабого взаимодействия. Сечение $\sigma_{\nu N}$ реакции (1) в этом случае ожидается по порядку величины равным 10^{-39} см^2 ($E > 1 \text{ ГэВ}$), и процесс может быть наблюден, по-видимому, только при помощи опытов, аналогичных тем, которые в настоящее время выполняются в Брукхейвенской лаборатории и в ЦЕРНе с целью обнаружения вызванных нейтрино процессов с испусканием заряженных лептонов. Помимо этого, однако, имеются и иные причины, вызывающие интерес к процессу (1).

Во-первых, независимо от теоретических предсказаний, нейтрино-нуклонное рассеяние должно быть самостоятельно исследовано экспериментально.

Во-вторых, задача важна в связи с проблемой существования аномального взаимодействия мюона. Если в природе имеются два сорта нейтрино - электронное и мюонное, то аномальным взаимодействием, если оно существует

для мюона, могут обладать и мюонные нейтрино и нуклоны [6]. С этой точки зрения поиски аномального нейтрино-нуклонного рассеяния находятся в одном классе с поисками аномального мюон-нуклонного рассеяния и являются, по-видимому, самым мощным методом изучения не электромагнитных и "не слабых" свойств мюона.

Из опыта по определению ($g-2$) мюона [7] Кобзарев и Окунь [6], принимая во внимание ошибки измерений, нашли верхний предел эффективной феноменологической константы F четырехфермионного аномального взаимодействия ($F < 10^{-1}/M^2$, где M - масса нуклона). Этому пределу (на четыре порядка превышающему константу слабого взаимодействия $G = 10^{-5}/M^2$) соответствуют максимальные сечения мюон-нуклонного и нейтрино-нуклонного рассеяния порядка 10^{-31} см^2 при энергиях налетающих частиц порядка 1 ГэВ в лабораторной системе. Как видно, опубликованные до настоящего времени экспериментальные сведения оставляют широкий простор для возможного существования аномального взаимодействия.

Недавно была направлена в печать работа [8], выполненная на синхрофазотроне ОИЯИ, где сечение νN -рассеяния было найдено меньшим, чем 10^{-32} см^2 , для нейтрино с энергией $> 1 \text{ ГэВ}$. Измерения японских физиков позволяют значительно уменьшить этот верхний предел. С этой целью мы будем исходить из хорошо известных по расчетам Зацепина и Кузьмина [9] интенсивности, спектра и углового распределения нейтрино, образованных космическими лучами в земной атмосфере. Если предполагать, что заряженные частицы, зарегистрированные на глубине 6380 м в. э. , являются протонами отдачи от нейтрино-протонного рассеяния, то получим

$$I \sigma_{\nu N} N R_{\text{яд}} < 16 \cdot 10^{-10}, \quad I = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1},$$

где I - интенсивность "атмосферных нейтрино" по [9] и $R_{\text{яд}}$ - пробег поглощения протонов ($\sim 150 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$). Таким образом, верхний предел сечения рассеяния высокоэнергичных нейтрино нуклонами оказывается $\sigma_{\nu N} \ll 10^{-34} \text{ см}^2$.

Из этого предела получается верхний предел константы F эффективного четырехфермионного аномального нейтрино-нуклонного взаимодействия $F < 10^{-3} M^2$, т. е. только на два порядка больше, чем константа G слабых взаимодействий. Как видно, результаты подземных опытов существенно уменьшают вероятность того, что аномальное взаимодействие имеет место.

Авторы благодарны Г. Т. Зацепину за обсуждения.

Литература

1. S. Miyake, V. S. Narasimham, P. V. Ramana Murthy, J. Phys. Soc. Japan, **17**, Suppl. A-III, 1962.
2. Б. Понтекорво, Я. Смородинский, ЖЭТФ, **41**, 239, (1961).
3. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. Lett., **4**, 307, (1960);
M. Cabibbo, R. Gatto, Nuovo Cim., **15**, 304 (1960).
4. R. P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev., **109**, 193, (1958);

- R. C. Sudarshan, R. E. Marshak, Proc. of the Padua-Venice Conf. on Elementary Particles, 1957.
5. S. Bludman, Nuovo Cim. , **9**, 433 (1958);
Б. Понтекорво, ЖЭТФ, 43, 1521 (1962).
 6. И. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь, ЖЭТФ, **41**, 1205, (1961).
 7. G. Charpak, J. M. Farley, R. L. Garwin, T. Muller, J. S. Sens, V. L. Telegdi, A. Zichichi, Phys. Rev. Lett., **6**, 128, (1961);
 8. I. M. Vasilevskiy, V. I. Veksler, V. V. Vishnyakov, B. Pontecorvo, A. A. Tyapkin, Phys. Lett., в печати.
 9. Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин, ЖЭТФ, **41**, 1818, (1961).