Письма в ЖЭТФ, том 17, вып. 7, стр. 367 – 369 *5 апреля 1973 г.*

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГОЛДСТОУНОВСКОГО НЕЙТРИНО С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

В. П. Акулов, Д. В. Волков

1. Исходя из представления о нейтрино, как голдстоуновской частице, в работе [1] был построен инвариантный относительно расширенной группы Пуанкаре, содержащей антикоммутирующие параметры, феноменологический интеграл действия, описывающий универсальное взаимодействие нейтрино с самим собой и с произвольным фермионным полем. Универсальным является также и взаимодействие нейтрино с другими полями, в частности с электромагнитным полем, которое будет определяться той же самой константой $a = \ell^4$.

Требования калибровочной инвариантности совместно с требованием инвариантности относительно расширенной группы Пуанкаре однозначно определяют вид этого взаимодействия. При этом оказывается, что в интеграле действия имеется только член квадратичный по электромагнитному полю, в то время как члены линейные по электромагнитному полю запрещены рассматриваемыми требованиями инвариантности. Инвариантный интеграл действия, содержащий минимальное число производных от полей, может быть записан в этом случае в виде отношения

$$S = \int \frac{D(A_\mu dx^\mu)\,\Lambda\omega^\nu\,\Lambda\omega^\rho\,D(A_\alpha dx^\alpha)\,\Lambda\omega^{\nu'}\,\Lambda\omega^{\rho'}}{\epsilon_{\mu\nu\rho\lambda}\,\omega^\mu\,\Lambda\omega^\nu\,\Lambda\omega^\rho\,\Lambda\omega^\lambda}\, g_{\nu\nu'}\, g_{\rho\rho'}\,, \qquad (1)$$

где D обозначает внешний дифференциал, Λ – внешнее произведение [2], $A_\mu(x)$ – электромагнитный потенциал. Дифференциальные формы ω^μ определены в [1].

В более привычных обозначениях интеграл действия (1) принимает вид

$$S = \int \left[-\frac{1}{4} F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + a F_{\mu\nu}F^{\mu\rho}T^\nu_\rho + \dots \right] d^4x\,, \qquad (2)$$

где

$$T^\mu_\nu = \frac{i}{2}\left(\psi^* \sigma^\mu \frac{\partial\psi}{\partial x^\nu} - \frac{\partial\psi^*}{\partial x^\nu}\sigma^\mu\psi\right),$$

а точки соответствуют опущенным слагаемым, содержащим более высокие степени спинорных полей и констант связи.

Из (2) следует, что в модели голдстоуновского нейтрино возможен процесс

$$\gamma + \gamma \to \nu + \bar{\nu}\,,$$

запрещенный в обычной теории слабых взаимодействий [3]. Легко получить выражения для дифференциального и полного сечения данного

процесса

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{a^2}{8\pi 16}\left[st + 3t^2 + 4\frac{t^3}{s} + 2\frac{t^4}{s^2}\right], \qquad (3)$$

$$\sigma(s) = \frac{a^2}{80\pi} s^3. \qquad (4)$$

Сечение (4) подобно сечению рассеяния света на свете в области малых энергий [4].

2. Из оценки верхнего предела потерь солнечной энергии посредством испускания нейтринных пар [5], можно получить ограничение на константу a, подобно тому, как это сделано в работе [6].

Используя (4), получим следующее выражение для нейтринной светимости

$$Q_\nu = \frac{\ell^8 c^2 \hbar}{\rho} \frac{\Gamma(7)\Gamma(6)\zeta(7)\zeta(6)\, 2^8}{400\pi^5}\left(\frac{T}{\hbar c}\right)^{13}, \qquad (5)$$

где $\rho \sim 140$ *г/см*^{3} – плотность в центре Солнца, $T \sim 1{,}3$ *кэв* – температура, $\Gamma(n)$ – гамма-функция и $\zeta(n)$ – дзета-функция Римана. Полагая $Q_\nu \sim 2$ *эрг·г*$^{-1}$·*сек*$^{-1}$ [5] получим ограничение на ℓ

$$\ell \lesssim 10^{-12}\ см. \qquad (6)$$

Следует отметить, что характерной особенностью универсального взаимодействия голдстоуновского нейтрино – является наличие высоких степеней производных от полей в лагранжиане взаимодействия, что обуславливает быстрый рост сечения с энергией. Поэтому на определенной стадии эволюции звезд, когда имеется высокая плотность фотонов большой энергии, универсальное взаимодействие голдстоуновских нейтрино может играть основную роль в процессе охлаждения звезд. Интересно было бы рассмотреть влияние этого взаимодействия на раннем этапе расширения в модели горячей Вселенной.

3. Заметим, что более сильное ограничение на величину константы связи ℓ можно получить из данных нейтринного эксперимента ЦЕРН'а 1967 г. по упругому рассеянию мюонного нейтрино на протоне. Для этого процесса был получен верхний предел в виде [7]

$$R = \frac{\sigma(\nu_\mu p \to \nu_\mu p)}{\sigma(\nu_\mu n \to \mu^- p)} \lesssim 0{,}24.$$

Из лагранжиана работы [1], описывающего взаимодействие нейтрино с фермионом, получим выражение для дифференциального сечения

$$\frac{d\sigma(s,t)}{dt} = \frac{a^2}{16\pi}\left[(s-m^2)^2 + (s-2m^2)t + \frac{s}{s-m^2}t^2\right]. \qquad (7)$$

Интегрируя (7) по кинетической энергии протонов в пределах от 150 до 500 *Мэв* и усредняя по спектру налетающих нейтрино [8] в облас-

ти от 1 до 4 *Гэв*, получим для ℓ следующее значение

$$\ell \lesssim 10^{-15}\ см.$$

Эта величина уже довольно близка к длине слабых взаимодействий

$$\ell_w = \sqrt{G} \sim 0{,}66 \cdot 10^{-16}\ см.$$

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность А.П.Рекало за полезные обсуждения.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
13 февраля 1973 г.

Литература

[1] Д.В.Волков, В.П. Акулов. Письма в ЖЭТФ, 16, 621, 1972.

[2] А.Картан. Дифференциальное исчисление. Дифференциальные формы. М., изд. Мир, 1971.

[3] M. Gell-Mann. Phys. Rev. Lett., 6, 70, 1961.

[4] E. Euler. Ann. of. Phys., 26, 398, 1936.

[5] М.А.Рудерман. "Нейтрино" Сб. ст. изд. Наука, 1970.

[6] А.П.Рекало. Препринт. ИТФ-72-123Р, Киев, 1972.

[7] D. C. Cundy, G. Myatt, F. A. Nezrick et al. Phys. Lett., 31B, 478, 1970.

[8] M. Holder et al. Nuovo Cim., 57A, 349, 1968.