

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Б-247

4/III 174

P2 - 7528

863/2-74

Д.Ю.Бардин, О.А.Могилевский

О ЗАРЯДОВОМ РАДИУСЕ НЕЙТРИНО

1973

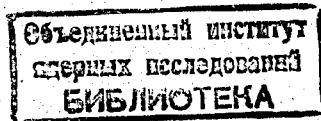
ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 7528

Д.Ю.Бардин, О.А.Могилевский*

О ЗАРЯДОВОМ РАДИУСЕ НЕЙТРИНО

Направлено в
"Lettere al Nuovo Cimento"



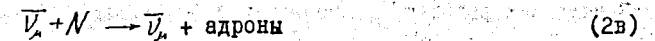
* Институт теоретической физики, Киев.

Недавно были опубликованы результаты наблюдения процессов глубоко неупругого рождения адронов в пучках нейтрино и анти-нейтрино, в которых отсутствовал видимый мюон^{/1/}. Для отношения числа событий найдаво

$$\frac{N_{\nu N}(\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \nu_\mu + \text{адроны})}{N_\nu(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- + \text{адроны})} = 0,21 \pm 0,03; \quad \frac{N_{\bar{\nu} N}(\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \text{адроны})}{N_{\bar{\nu}}(\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ + \text{адроны})} = 0,45 \pm 0,03(1)$$

Приведенные ошибки, как утверждается, являются чисто статистическими.

Авторы интерпретируют реакции



в терминах нейтральных токов или тяжелых лептонов. Предположим, что нейтральные токи и тяжелые лептоны отсутствуют и рассмотрим возможность иной интерпретации: реакции (2) обусловлены электромагнитными свойствами нейтрино. Не выходя за рамки обычных предположений о том, что заряд нейтрино равен нулю и что нейтрино двухкомпонентно (тогда его магнитный момент равен нулю), будем считать отличным от нуля лишь электромагнитный формфактор нейтрино, который в таком случае имеет вид

$$F(q^2) = q^2 R(q^2), \quad (3)$$

где $R(0) = -\frac{1}{6} \langle r_\nu^2 \rangle$, $\langle r_\nu^2 \rangle$ - среднеквадратичный радиус нейтрино.

Поскольку сечения безмюонных реакций (2) порядка слабого, то для объяснения процессов (2) с помощью электромагнитного формфактора нейтрино необходимо предположить, что значение $\langle r_\nu^2 \rangle$ аномально велико: по порядку величины

$$\langle r_\nu^2 \rangle \sim \alpha^{-1} G \approx 6 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2. \quad (4)$$

Значение $\langle r_\nu^2 \rangle$, обусловленное виртуальным слабым взаимодействием, вычисленное многими авторами, намного меньше и имеет порядок^{/2/}

$$\langle r_\nu^2 \rangle \sim (1 \div 10^{-2}) G = (10^{-32} \div 10^{-34}) \text{ см}^2.$$

Таким образом, мы предполагаем, что нейтрино участвует в обычном слабом $V-A$ взаимодействии и обладает аномально большим зарядовым радиусом.

Если интерпретировать реакции (2) в терминах электромагнитного формфактора нейтрино, то должно выполняться равенство

$$\sigma_{\nu N} = \sigma_{\nu N}, \quad (5)$$

где $\sigma_{\nu N}$ и $\sigma_{\nu N}$ — соответственно полные сечения реакций (2а) и (2в).

В недавней работе^{/3/}, посвященной измерению полных сечений реакций

$$\sigma_\nu(\nu_\mu + N \rightarrow \mu + \text{адроны}) = 0,74 \cdot 10^{-38} \text{ Е см}^2/\text{нуклон}, \quad (6)$$

$$\sigma_\nu(\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + \text{адроны}) = 0,28 \cdot 10^{-38} \text{ Е см}^2/\text{нуклон}$$

(E — энергия падающего нейтрино, выраженная в единицах Гэв), установлен линейный рост сечений этих реакций с энергией, причем σ_ν/σ_{ν} не зависит от энергии и равно $0,38 \pm 0,02$.

Если предположить, что полные сечения реакций (2) также линейно растут с энергией, то для отношения сечений безмюонных процессов легко получить

$$R_N = \frac{\sigma_{\nu N}}{\sigma_{\nu N}} = \frac{0,21 \pm 0,03}{(0,38 \pm 0,02)(0,45 \pm 0,09)} = 1,23 \pm 0,31, \quad (7)$$

причем этот результат не зависит от формы спектра и интенсивностей пучков падающих ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$. Как видно, (7) не исключает равенства (5).

Формула для дифференциального сечения процесса глубоко неуп-

ругого рассеяния нейтрино за счет электромагнитного формфактора (3) приведена в работе^{/4/}. Структурные функции, описывающие глубоко неупругое электророжение адронов на протоне^{*}, хорошо известны^{/5/}. Легко получить выражение для полного сечения реакций (2), обусловленного электромагнитным формфактором нейтрино. Для простоты мы будем считать, что $R(q^2)$ не зависит от q^2 . Справедливость этого приближения подтверждается многочисленными модельными расчетами (см., например,^{/7/}).

Используя для структурных функций W_1 и W_2 параметризацию (24) из работы^{/5/}, находим после выполнения интегрирования

$$\sigma_\nu^A = \frac{8}{9} \pi \alpha^2 \langle r_\nu^2 \rangle^2 M_p E C_R. \quad (8)$$

Для C_R мы получили значение $C_R = 0,10$. Отметим, что C_R слабо зависит от параметризации структурных функций.

Выражение (8) линейно растет с энергией, что является тривиальным следствием сокращения q^2 в формуле (3) с $1/q^2$ от пропагатора фотона.

Из формул (1), (6) и (8) легко находим значение среднеквадратичного радиуса нейтрино

$$\langle r_\nu^2 \rangle = 2,1 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2, \quad (9)$$

что значительно меньше известных ограничений

$$\langle r_\nu^2 \rangle \leq 1,6 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2 \quad (10)$$

$$\text{и } \langle r_\nu^2 \rangle \leq 10^{-30} \text{ см}^2,$$

полученных соответственно на основе данных астрофизики и значения верхней границы сечения рождения одного \mathcal{T} -мезона в пучке нейтрино^{/2,8/}.

* Поскольку структурные функции для глубоко неупругого $e p$ — и $e n$ — рождения не совпадают, результат (9) должен быть поправлен на величину, зависящую от соотношения между $e p$ — и $e n$ — структурными функциями^{/6/} и от отношения протонов и нейтронов в мишени. Такой поправочный множитель может увеличить величину (9) примерно на 10%.

Если электронное нейтрино имеет зарядовый радиус, сравнимый по величине со значением (9), то его вклад необходимо учитывать при анализе эксперимента по $\bar{\nu}_e e$ -рассеянию^{/9/}, в котором установлена верхняя граница

$$\sigma^{\text{экс}} < 1,96\sigma_{V-A}. \quad (\text{II})$$

В рамках нашего предположения $\bar{\nu}_e e$ -рассеяние описывается суммой двух диаграмм: обычной $V-A$ и диаграммой, обусловленной зарядовым радиусом нейтрино. Тогда для сечения $\bar{\nu}_e e$ -рассеяния получаем следующую формулу^{/10/}:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{G^2}{\pi} \frac{1}{(pq)^2} \left\{ (pq + \frac{1}{2}t)^2 (1+a_e) + \frac{a_e^2}{4} \left[(pq)^2 + (pq + \frac{1}{2}t)^2 \right] \right\}. \quad (\text{I2})$$

Здесь $t = (q-q')^2 = (p-p')^2$, q и p (q' и p') - 4-импульсы $\bar{\nu}_e$ и e в начальном и конечном состоянии, $|a_e| = (2\pi\sqrt{2}/3G) \propto \langle r_{\nu_e}^2 \rangle$. В формуле (I2) мы опустили члены порядка m_e/q_0 .

Усредним формулу (I2)^{/10/} по спектру антинейтрино от реактора^{/II/} и проинтегрируем по интервалу кинетической энергии электрона отдачи (3,6+5) Мэв, в котором ведется измерение^{/9/} процесса $\bar{\nu}_e e$ -рассеяния. Нормируя полученное выражение на усредненное таким же образом сечение $\bar{\nu}_e e$ -рассеяния $\bar{\sigma}_{V-A}$, обусловленное только $V-A$ взаимодействием, получаем

$$R_{\bar{\nu}_e e}^{\text{экс}} = \frac{\bar{\sigma}}{\bar{\sigma}_{V-A}} = 1 + a_e + 5,4a_e^2. \quad (\text{I3})$$

Из (II) следует, что

$$1 + a_e + 5,4a_e^2 < 1,9. \quad (\text{I4})$$

Поскольку знак a_e , вообще говоря, не фиксирован^{/7/}, неравенство (I4) дает два ограничения на $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle$:

$$\begin{aligned} \langle r_{\nu_e}^2 \rangle &\leq 0,67 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2 \text{ при } a_e > 0, \\ \langle r_{\nu_e}^2 \rangle &\leq 1,0 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2 \text{ при } a_e < 0. \end{aligned} \quad (\text{I5})$$

Следует отметить, что появление столь сильных ограничений на $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle$ (неравенства (I5)) - нетривиальный факт и является следствием наличия множителя 5,4 в формуле (I3), связанного с тем, что энергетический спектр электронов отдачи за счет $V-A$ взаимодействия (первый член в (I2)) из-за запрета по спиральности убывает с ростом энергии существенно быстрее, чем второй член в (I2), обусловленный зарядовым радиусом нейтрино.

Таким образом, верхняя граница на $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle$ меньше, чем значение $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle$ (формула (9)), необходимое для объяснения реакций (2) в рамках сделанного предположения.

Если бы реакции (2) в самом деле были обусловлены зарядовым радиусом $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle$, то для сечения упругого $\nu_e (\bar{\nu}_e) e$ -рассеяния было бы справедливо соотношение

$$R_{\nu_e e} = \frac{\sigma(\nu_e (\bar{\nu}_e) e \rightarrow \nu_e (\bar{\nu}_e) e)}{\sigma_{V-A}(\nu_e e \rightarrow \nu_e e)} = \frac{a_e^2}{3} = 0,34, \quad (\text{I6})$$

где a_e^2 отвечает значению $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle$ (9).

В работе^{/12/} приведены верхние границы сечения процессов

$$\sigma(\nu_e e \rightarrow \nu_e e) \leq 0,26 \cdot 10^{-41} \text{ Э см}^2/\text{электрон}, \quad (\text{I7a})$$

$$\sigma(\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e) \leq 0,88 \cdot 10^{-41} \text{ Э см}^2/\text{электрон}. \quad (\text{I7б})$$

Из (I7a) следует, что

$$R_{\nu_e e} \leq 0,16. \quad (\text{I8})$$

Следовательно, реакции (2) не могут быть объяснены в рамках предположения, что они обусловлены зарядовым радиусом нейтрино.

С помощью (I8) легко найти ограничение на $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle$:

$$\langle r_{\nu_e}^2 \rangle \leq 1,4 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2. \quad (\text{I9})$$

Таким образом, анализ последних нейтринных экспериментов позволяет получить достаточно сильные ограничения на среднеквадратичные радиусы электронного и мюонного нейтрино (неравенства (I5) и (I9)).

Авторы выражают глубокую благодарность С.М.Биленькому, Г.В.Ефимову, Г.В.Мицельмахеру, Б.М.Повторкову, П.Рэйчоудхури и К.Христовой за плодотворные обсуждения и полезные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. F.J.Hasert et al. Phys.Lett., 46B, 138, 1973.
2. Я.Б.Зельдович, А.М.Переломов. ЖЭТФ, 39, III5, 1960;
J.Bernstein and T.D.Lee. Phys.Rev.Lett., 11, 512, 1963;
W.K.Cheng and S.A.Bludman. Phys.Rev., 136, B1787, 1964;
T.D.Lee and A.Sirlin. Rev.Mod.Phys., 36, 666, 1964;
Ph.Meyer and D.Schiff. Phys.Lett., 8, 217, 1964;
R.N.Chandhuri and R.Duff. Phys.Rev., D1, 2945, 1970;
P.Castoldi. Lett.Nuovo Cim., 3, 281, 1972;
L.F.Landovitz and W.Schreiber. Phys.Rev., D7, 3014, 1973;
Particles and Nuclei, 5, 66, 1973.
3. T.Eichten et al. Phys.Lett., 46B, 274, 1973.
4. В.М.Андрюшин, С.М.Биленький, С.С.Герштейн. Письма в ЖЭТФ, 13, 573, 1971.
5. S.I.Bilenkaya, S.M.Bilenky, Yu.M.Kazarin and L.I.Lapidus.
Preprint, JINR, E1-7275, Dubna, 1973.
6. E.D.Bloom and F.J.Gilman. Phys.Rev. D4, 2901, 1971;
A.W.Kendall, Proc. 1971 Int.Symposium on Electron and Photon
Interactions at High Energies (Cornell Univ., 1971).
7. В.А.Алебастров, Г.В.Ефимов, Ш.З.Сельцер. ЯФ, 18, 210, 1973.
8. J.Bernstein, M.Ruderman and G.Feinberg. Phys.Rev., 132, 1227, 1963;
С.К.Ерещенко. ЯФ, 12, 834, 1970;
А.П.Рекало. ЯФ, 16, 554, 1972;
A.F.Rathenberg. Preprint, SLAC Report No 147, 1972.
9. H.S.Gurr, F.Reines and H.W.Sobel. Phys.Rev.Lett., 28, 1406, 1972.
10. D.Yu.Bardin, S.M.Bilenky and B.Pontecorvo. Phys.Lett., 32B,
68, 1970.
11. F.T.Avignonne, S.M.Blakeship and C.W.Darden. Phys.Rev., 170,
931, 1968.
12. F.J.Hasert et al. Phys.Lett., 46B, 121, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 ноября 1973 года.