ЯФ, 1967, т.5, в.6, с1253-1256

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2779

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

А. Ванжа, Л. Лапидус

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРИНО С РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

1966

Р-2779

А. Ванжа, Л. Лапидус

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРИНО С РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

1. Недавно [1] было обращено внимание на возможность получения жестких γ -квантов в результате рассеяния на релятивистских электронах мягких фотонов[x)].

Законы сохранения энергии и импульса оставляют подобную возможность и для процессов рассеяния нейтрино, как и для других процессов с участием безмассовой частицы.

Помимо комптон-эффекта

$$\gamma + e \to \gamma + e \tag{1}$$

подобный эффект должен иметь место для процесса рассеяния нейтрино на электронах

$$\nu_e + e \to \nu + e \tag{2}$$

$$\bar{\nu}_e + e \to \bar{\nu}_e + e\,, \tag{3}$$

а также для процессов превращения электронных нейтрино в мю-нейтрино

$$\nu_e + \mu \to \nu_\mu + e \tag{4}$$

$$\bar{\nu}_e + e \to \bar{\nu}_\mu + \mu \tag{5}$$

и мю-нейтрино в эль-нейтрино

$$\nu_\mu + e \to \nu_e + \mu\,. \tag{6}$$

Процессы (4) - (6), как известно, непосредственно связаны с распадом мюона

$$\mu \to e + \nu_e + \bar{\nu}_\mu. \tag{7}$$

Процессы (2) и (3), обязательные в теориях с промежуточным бозоном, предсказываются ток x ток схемой слабых взаимодействий, но не наблюдались до сих пор экспериментально.

---

x) Экспериментально этот эффект был обнаружен и исследован в [2].

Для всех процессов (1) – (6) закон сохранения 4-импульса

$$p_1 + k_1 = p_2 + k_2 \quad , \tag{8}$$

где

$p_1(E_1, \mathbf{p}_1)$ и $p_2(E_2, \mathbf{p}_2)$ – импульсы электрона (масса m_e) и мюона (масса m_μ) в начальном и конечном состояниях, а k_1 (ω_1 , $\mathbf{k}_1 = \frac{\omega_1}{c} \hat{\mathbf{k}}_1$) и $k_2(\omega_2, \mathbf{k}_2 = \frac{\omega_2}{c} \hat{\mathbf{k}}_2)$ – 4-импульсы нейтрино, приводит к равенству

$$m_1^2 + 2(p_1 k_1) = m_2^2 + 2(p_1 + k_1, k_2) . \tag{9}$$

Из (9) следует:

$$\frac{m_1^2 - m_2^2}{2} + (p_1 k_1) = (p_2 + k_1, k_2) , \tag{10}$$

откуда, например, для (4) – (6) имеем

$$E_1 \omega_1 (1 - v_1 \cos\theta_1) - \frac{m_\mu^2 - m_e^2}{2} = E_1 \omega_2 (1 - v_1 \cos\theta_2) + \omega_1 \omega_2 (1 - \cos\theta) , \tag{11}$$

где $v_{1,2} = p_{1,2}/E_{1,2}$, θ_1 – угол между $\mathbf{p}_1$ и $\mathbf{k}_1$, θ_2 – то же между векторами $\mathbf{p}_1$ и $\mathbf{k}_2$, а θ – угол между $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$.

Из (11) для энергии безмассовой частицы после рассеяния имеем

$$\omega_2 = \omega_1 \frac{1 - v_1 \cos\theta_1 - \dfrac{m_\mu^2 - m_e^2}{2E_1\omega_1}}{1 - v_1 \cos\theta_2 + \dfrac{\omega_1}{E_1}(1 - \cos\theta)} . \tag{12}$$

Для процессов (2) – (3), так же как для (1), имеем известную формулу

$$\omega_2 = \omega_1 \frac{1 - v_1 \cos\theta_1}{1 - v_1 \cos\theta_2 + \dfrac{\omega_1}{E_1}(1 - \cos\theta)} , \tag{13}$$

в которую переходит (12), если в последней положить $m_\mu = m_e$.

Как видно из (13), и на это было обращено внимание в /1/, при рассеянии сталкивающихся пучков назад ($\theta_1 = \pi$, $\theta_2 = 0^\circ$, $\cos\theta_1 = \cos\theta = -1$)

$$\omega_2 = \omega_2^{max} = \omega_1 \frac{1 + v_1}{1 - v_1 + \dfrac{2\omega_1}{E_1}} \rightarrow \frac{2\omega_1}{\dfrac{2\omega_1}{E_1} + \frac{1}{2}\left(\dfrac{m_e}{E_1}\right)^2} . \tag{14}$$

Из (14) видно, что если электрон релятивистский ($E_1 \gg m_e$) , а $4E_1\omega_1 \gg m_e^2$, то

$$\omega_2^{max} \cong E_1$$

и после столкновения фотон становится жестким.

Подробное рассмотрение, проведенное Арутюняном и Туманяном, показало, что спектр рассеянных на релятивистских электронах γ -квантов сосредотачивается вблизи ω_2^{max}. Таким образом, удается получить практически монохроматические пучки γ -квантов высоких энергий. Пучки оказываются сильно поляризованными.

2. Поскольку эффект "ужесточения" γ -квантов при рассеянии назад является кинематическим (динамика приводит к заключениям о спектре γ -квантов), представляет интерес рассмотреть с этой точки зрения процессы взаимодействия нейтрино (2)-(6). Нельзя исключить, что процессы (2) и (4) имеют место для эль-нейтрино от звезд и релятивистских электронов во Вселенной. Этот механизм, эффективность которого, конечно, определяется в большой мере интенсивностью релятивистских электронов, может приводить к превращению звездных эль-нейтрино в мю-нейтрино и эль-нейтрино высоких энергий. Эта компонента нейтрино не связана со спектрами мезонов вблизи Земли. Ее обнаружение может быть весьма интересным как для оценки числа релятивистских электронов, так и для судьбы не обнаруженного до сих пор процесса (2).

Прогресс в создании электронных ускорителей с большими токами и мощных реакторов может приблизить постановку экспериментов по изучению $\bar{\nu}_e - e$ взаимодействия в экспериментах со встречными пучками антинейтрино и электронов [/3/].

Вслед за работой Фейнмана и Гелл-Мана [/4/] процессы (2)-(3) в рамках ток x ток схемы слабого взаимодействия рассматривались рядом авторов [/5,6/]. Однако рассеяние нейтрино на электронах в [/5/] рассматривалось лишь для начально покоившегося электрона, а в [/6/], где некоторые из приведенных ниже формул получены в другом виде, обсуждаемый здесь эффект не рассматривался.

Квадраты матричных элементов $|M|^2$, входящие в выражения для сечения

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4 |M|^2}{4(p_1 k_1)} \frac{dk_2}{(2\pi)^3 2\omega_2} \frac{dp_2}{(2\pi)^3 2E_2} \delta^{(4)}(p_1 + k_1 - p_2 - k_2), \tag{15}$$

имеют вид

$$|M|^2 = 64 \; G^2 (p_1 k_1)(p_2 k_2) \tag{16}$$

для $\nu_e - e$ рассеяния (2), и

$$|M|^2 = 64 \; G^2 (p_1 k_2)(p_2 k_1) \tag{17}$$

для $\bar{\nu}_e - e$ рассеяния (3). Здесь G - константа слабого взаимодействия.

Снимая одно интегрирование в (15) с помощью δ-функции, для $\nu_e - e$ рассеяния имеем

$$d\sigma(\nu_e - e) = \frac{G^2}{\pi^2}(p_1 k_1)\frac{dk_2}{E_2\omega_2}\delta(E_1 + \omega_1 - E_2 - \omega_2) \tag{18}$$

или, с учетом того, что в с.ц.и.

$$\delta(E_1 + \omega_1 - E_2 - \omega_2) = \frac{\delta(\omega_2 - \omega_1)}{(1 + \omega_2 / E_2)\,|_{\omega_2 = \omega_1}}, \tag{19}$$

а

$$dk_2 = \omega_{2c}^2\, d\omega_{2c}\, d\Omega_{2c}$$

получаем

$$d\sigma(\nu_e - e) = \frac{G^2}{\pi^2}(p_1 k_1)\frac{\omega_{1c}}{E_{1c} + \omega_{1c}}\, d\Omega_{2c}, \tag{20}$$

что характерно для изотропного распределения.

Перейдем к переменным Мандельстама

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + k_1)^2 = (p_2 + k_2)^2 = (E_{1c} + \omega_{1c})^2 \\ t &= (k_1 - k_2)^2 = (p_2 - p_1)^2 = -2\omega_{1c}^2(1 - \cos\theta) \\ u &= (p_1 - k_2)^2 = (k_1 - p_2)^2 \\ s &+ t + k = m_1^2 + m_2^2 = 2m_2^2 . \end{aligned} \tag{21}$$

Из (21)

$$(p_1 k_1) = \frac{s - m_e^2}{2!}, \qquad \omega_{1c} = \frac{1}{s}\left(\frac{s - m_e^2}{2}\right)^2,$$

где E_{1c} и ω_{1c} – значения энергий в с.ц.и.

С помощью (21) и (22) приводим (20) к виду

$$d\sigma = -\frac{G^2}{\pi}\, dt, \tag{23}$$

где при изменении θ от 0 до π t меняется от 0 до $-4\omega_{1c}^2$, так что проинтегрированное сечение принимает известный вид

$$\sigma = \frac{4G^2}{\pi}\omega_{1c}^2 = \frac{G^2}{\pi}s\left(1 - \frac{m_e^2}{s}\right)^2 . \tag{24}$$

Для получения энергетического спектра рассеянных нейтрино проводим в (18) интегрирование по углам с помощью формул

$$dk_2 = \omega_2^2 d\omega_2 d(-\cos\theta)\, d\phi$$

$$\delta(E_1 + \omega_1 - E_2 - \omega_2) = \frac{\delta(\cos\theta - \cos\theta_0)}{\frac{\partial}{\partial\cos\theta}(E_2 + \omega_2)}$$

$$\frac{\partial}{\partial\cos\theta}(E_2 + \omega_2) = \frac{(p_1 - k_1)\,\omega_2}{E_2}.$$

Для встречных соударений

$$(p_1 k_1) = E_1\omega_1 - p_1 k_1 = E_1\omega_1 + p_1\omega_1,$$

и

$$d\sigma = \frac{2G^2}{\pi}\,\frac{(E_1 + p_1)\,\omega_1}{(p_1 - \omega_1)}\, d\omega_1, \tag{25}$$

а ω_2 изменяется в соответствии с (13) вплоть до ω_2^{max}.

Таким образом, мы приходим к характерному для изотропного углового распределения равномерному энергетическому распределению с граничной энергией, равной ω_2^{max}. Если $\omega_1 \approx 10$ Мэв, а $E_1 \gg \omega_1$, то $\omega_2^{max} \approx E$. Средняя энергия рассеянных нейтрино близка к $E_{1/2}$ x).

Для релятивистских электронов (24) переходит в

$$d\sigma = \frac{4G^2}{\pi}\,\frac{\omega_1}{1 - \omega_1/E_1}\, d\omega_2. \tag{25'}$$

Для рассеяния антинейтрино на электронах (нейтрино на позитронах) аналогично имеем

$$d\sigma = \frac{G^2}{\pi^2}\,\frac{(p_1 k_2)^2}{(p_1 k_1)}\,\frac{\omega_1}{E_1 + \omega_1}\, d\Omega \tag{26}$$

или

$$d\sigma = -\frac{G^2}{\pi}\, dt\,\left(1 + \frac{t}{s - m_e^2}\right)^2 = d\sigma(\bar\nu_e - e) \tag{27}$$

для углового распределения и

$$\sigma(\bar\nu_e - e) = \frac{1}{3}\,\frac{G^2}{\pi}\, s\left(1 - \frac{m_e^2}{s}\right)^2 \left\{1 + \frac{m_e^2}{s} + \left(\frac{m_e^2}{s}\right)^2\right\} \tag{28}$$

для полного сечения.

---

x) Все проведенное рассмотрение справедливо, конечно, в силу CP-инвариантности для рассеяния антинейтрино на позитронах.

Для энергетического спектра рассеянных антинейтрино имеем

$$d\sigma = \frac{2G^2}{\pi} \frac{\omega_1(E_1 + p_1)}{(p_1 - \omega_1)^3}(p_1 - \omega_2)^2 d\omega_2 , \tag{29}$$

что при больших энергиях электронов переходит в

$$d\sigma = \frac{4G^2}{\pi} \frac{\omega_1(1 - \omega_2/E_1)^2}{(1 - \omega_1/p_1)^3} d\omega_2 . \tag{29'}$$

Средняя энергия спектра рассеянных нейтрино

$$\langle \omega_2 \rangle = \frac{\int d\sigma\, \omega_2}{\int d\sigma} \cong \frac{E_1}{4} , \tag{30}$$

причем число рассеянных антинейтрино с энергией $>E_1/2$ составляет одную восьмую от общего числа антинейтрино, претерпевших рассеяние на электронах. Очевидно, что то же справедливо для рассеяния нейтрино на позитронах. Отметим связанное с различием в динамике взаимодействия большое различие между спектрами γ -квантов процесса (1) и спектрами нейтриио в процессах (2) и (3).

3. Обратимся к процессам превращения эль-нейтрино в мю-нейтрино (4) и (5) и мю-нейтрино в эль-нейтрино (6). Рассмотрим вначале процесс (4). Так как

$$(p_2 k_2) = \frac{s - m_\mu^2}{2} \qquad \text{и} \qquad \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{s}} \frac{s - m_\mu^2}{2},$$

то для полного сечения процесса (4) и (6) имеем

$$\sigma(\nu_e + \mu \to \nu_\mu + e) = \frac{G^2}{\pi} s \left(1 - \frac{m_\mu^2}{s}\right)^2 \tag{31}$$

или для отношения сечений процессов (4) и (2)

$$\frac{\sigma(\nu_e + \mu \to \nu_\mu + e)}{\sigma(\nu_e + e \to \nu_e + e)} = \left(\frac{1 - m_\mu^2/s}{1 - m_e^2/s}\right)^2 . \tag{31'}$$

Угловое распределение остается изотропным, а для энергетического распределения мю-нейтрино имеем (учитывая, что $m_e^2 \ll m_\mu^2$)

$$d\sigma = \frac{4G^2}{\pi} \frac{\left(\omega_1 - \frac{m_\mu^2}{4E}\right)}{(1 - \omega_1/E_1)} d\omega_2 . \tag{32}$$

То же справедливо для распределения эль-нейтрино в процессе (6).

Дифференциальное сечение процесса (5)

$$d\sigma \approx \frac{(p_1 k_2)(p_2 k_1)}{(p_1 k_1)} \frac{dk_2}{\omega_2} \frac{dp_2}{E_2} \delta^{(4)}(p_1 + k_1 - p_2 - k_2) \tag{33}$$

в силу соотношений

$$(p_1 k_2) = \frac{m_e^2 - u}{2}, \qquad (p_2 k_1) = \frac{m_\mu^2 - u}{2} \qquad\qquad s + t + u = m_e^2 + m_\mu^2$$

можно представить в виде

$$d\sigma = -\frac{G^2}{\pi}\, dt\, \frac{s^2}{(s - m_e^2)^2} \left\{ 1 - \frac{m_e^2 + m_\mu^2}{s} + \frac{m_e^2\, m_\mu^2}{s^2} + \right.$$

$$\left. + t\left(\frac{2}{s} - \frac{m_e^2 + m_\mu^2}{s^2}\right) + \left(\frac{t}{s}\right)^2 \right\}, \tag{34}$$

откуда для полного сечения имеем

$$\sigma = \frac{1}{3}\, \frac{G^2}{\pi}\, s \left(1 - \frac{m_\mu^2}{s}\right)^2 \left(1 + \frac{1}{2}\, \frac{m_\mu^2 + m_e^2}{s} + \frac{m_e^2\, m_\mu^2}{s^2}\right). \tag{34'}$$

Выражение для энергетического спектра антинейтрино нетрудно получить, если исходить из дифференциального сечения, записанного в виде

$$d\sigma \approx \frac{(p_1 k_2)\,(p_2 k_1)}{(p_1 k_1)}\, d\cos\theta\, \frac{\delta\,(\cos\theta - \cos\theta_0)}{(p_1 - \omega_1)}\, d\omega_2 \tag{35}$$

и учесть, что

$$(p_2 k_1) = (p_1 k_2) + \frac{m_\mu^2 - m_e^2}{2} = (p_1 k_2) + \Lambda^2,$$

а

$$\cos\theta = \frac{E\ \omega\ + \omega\ \omega\ - \omega\ E\ - \omega\ p\ + \Delta}{\omega\ (p\ - \omega\ )}.$$

Тогда приходим к выражению

$$d\sigma \approx \frac{1}{(E_1 + p_1)\,(p_1 - \omega_1)^3} \left\{ \omega_1 (E_1 + p_1)^2 (p_1 - \omega_2)^2 - \right.$$

$$\left. - \Lambda^2 (E_1 + p_1)(p_1 + \omega_1)(p_1 - \omega_2) + p_1 \Delta^4 \right\} d\beta_2. \tag{36}$$

При больших значениях E (36) переходит в

$$d\sigma \approx \frac{E_1}{2(E_1 - \omega_1)^3} \left\{ 4 E_1^2 \omega_1 \left(1 - \frac{\omega_2}{E_1}\right)^2 - \right.$$

$$\left. - 2\Delta^2 (E_1 + \omega_1)\left(1 - \frac{\omega_2}{E_1}\right) + \Delta^4 / E_1 \right\} d\omega_2, \tag{36'}$$

что можно записать в виде

$$d\sigma \approx [\, a(1-x)^2 - b(1-x) + c\,]\, dx\,, \qquad (36'')$$

где

$$0 \le x = \omega_2 / E_1 \le 1$$

$$a = 4E_1^2 \omega_1$$

$$b = 2\Lambda^2 (E_1 + \omega_1)$$

$$c = \Lambda^4 / E_1\,.$$

причем при $2E_1\omega_1 >> \Lambda^2$ $\quad b/a << 1,$ $\quad c/a << (\frac{\Omega}{\Lambda})^2$.

В выражении для средней энергии антинейтрино

$$\langle \omega_2 \rangle = \frac{\frac{a}{12} - \frac{b}{6} + \frac{c}{2}}{\frac{a}{3} - \frac{b}{2} + c} E_1 \qquad (37)$$

существенно, что величина a значительно превышает b и c . Пренебрегая при высоких энергиях

$$2E_1 \omega_1 >> \Lambda^2 \qquad (38)$$

вкладом b и c , приходим к (29), что естественно, поскольку при выполнении условия (38) можно пренебречь различием масс мюона и электрона и (11) переходит в (12).

Хотя сегодня затруднительно обсуждать экспериментальную проверку рассмотренного здесь явления, но для полноты отметим, что нейтрино будут эффективно приобретать высокие энергии при столкновениях с релятивистскими электронами, а антинейтрино – с позитронами. Для мюонных нейтрино малых энергий эффективен процесс (6) , так как их упругое взаимодействие с электронами имеет место лишь в порядке αG .

Было бы весьма интересным установить, имеются ли в потоке частиц, падающих на Землю, мюонные и электронные нейтрино предельно высоких энергий.

Прогресс в этой области так стремителен, что может быть уже пора думать и о встречных пучках антинейтрино и электронов.

Авторы благодарны за полезные обсуждения В.И. Векслеру, Б. Понтекорво и особенно С.С. Герштейну, разговор с которым решил судьбу этой публикации.

Литература

1. Ф.Р. Арутюнян, В.А. Туманян. ЖЭТФ, 44, 2100, (1963).
Ф.Р. Арутюнян, И.И. Гольдин, В.А. Туманян "Международная конференция по ускорителям заряженных частиц", Дубна 1963. F.R.Harutyunian, V.A.Tumanian. Phys. Lett., 4, 176 (1963).
Ф.Р. Арутюнян "Вопросы физики элементарных частиц", Ереван. Изд-во Арм. ССР, 1963, стр. 446.
Ф.Р. Арутюнян, В.А. Туманян. УФН, 83, 3 (1964).

2. O.F.Kulikov, Y.Y.Telnov, E.I.Filippov, M.N.Yakimenko. Phys. Lett., 13, 344 (1964).

3. М.А. Марков. "Нейтрино", Наука, М. 1964.

4. R.P.Feynman, M. Gell-Mann. Phys. Rev., 109, 193 (1958).

5. В.М. Шехтер. ЖЭТФ, 34, 257 (1958); 36, 581 (1959);
И.В. Полубаринов. См. Препринт ОИЯИ Д-577, Дубна 1960.
R.W.King, D.C.Peaslee, J.F.Perkins. Phys. Rev, 117, 1614 (1960)
Y.Yamaguchi. Prog. Theor. Phys., 23, 1117, (1960).
Я.А. Азимов, В.М. Шехтер. ЖЭТФ, 41, 592 (1961).
S.M.Berman. Rep.CERN 61/62 (1961) p.7. Rep CERN 62/20 (1962).
Нгуен Ван Хьеу. ЖЭТФ, 43, 984 (1962).
С.С. Герштейн, В.Н. Фаломешкин. ЖЭТФ, 46, 818 (1964).
Б.К. Керимов, Ю.И. Романов. ЖЭТФ, 46, 1912 (1964); 47, 1123 (1964).
Изв. АН СССР, сер. физ., 29, 128 (1965); ЯФ, 1, 856 (1965).
А.А. Богуш, А.И. Болсун, И.С. Сацункевич. ЯФ, 1, 288 (1965).
А.М. Переломов. ЯФ, 1, 1045 (1965).
Ю.И. Романов. Изв. АН СССР, сер. физ. 29, 1248 (1965).

6. J.N.Bahcall. Phys. Rev., 136, B 1164 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
9 июня 1966 г.