

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 1 — 1973

Ю. В. ГРАЦ, Ю. Г. ПАВЛЕНКО

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ μ^+ -МЕЗОНА ЭЛЕКТРОНОМ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Показано, что процесс вынужденной μ_e -аннигиляции идет с преимущественным поглощением энергии электромагнитного поля. Исследуется угловая зависимость поглощаемой мощности в случае нерелятивистской и ультрарелятивистской энергии μ_e -пары.

Изучение интерференции слабого и электромагнитного взаимодействия представляет определенный интерес для проверки таких гипотез, как нарушение СРТ-инвариантности, векторной доминантности, алгебра токов и некоторых других. Фотоны, излучаемые в слаборадиационных процессах, несут информацию о структуре слабого тока, позволяя, в частности, изучить непосредственно не наблюдаемые свойства, обусловленные диагональной частью взаимодействия [1]. В этой связи важную роль играют процессы, индуцированные внешней электромагнитной волной, поскольку, во-первых, оказываются разрешенными некоторые реакции, которые без волны не идут [2], во-вторых, сечение процессов в поле электромагнитной волны может возрасти с увеличением интенсивности волны [3].

В настоящей заметке рассмотрена двухнейтринная μ^+e^- -аннигиляция в поле волны. Так как порог реакции равен нулю, этот процесс может быть изучен в широком диапазоне энергий от нерелятивистских до энергии, при которой слабое взаимодействие может стать сильным.

μ^+e^- -аннигиляция в поле волны может сопровождаться тремя процессами первого порядка по электромагнитному взаимодействию; спонтанным излучением фотона, индуцированным излучением фотона и поглощением фотона из волны. Первый процесс был подробно рассмотрен в [4]. При взаимодействии μ^+e^- -пары с электромагнитной волной μ^+ -мезон или электрон могут поглотить квант, в результате чего энергия пары возрастет. При вынужденном испускании фотона энергия μ^+e^- -пары уменьшается. Реально наблюдаемой величиной является полная мощность, излучаемая (или поглощаемая) μ^+e^- -парой при аннигиляции в результате обоих процессов. Аналогичный эффект возникает при рассеянии электронов на ядрах в поле электромагнитной волны [5].

Вычисляя среднее значение оператора производной от энергии внешнего излучения по состоянию с числом фотонов N найдем интенсивность

индуцированного излучения при аннигиляции μ^+e^- пары:

$$dP = \hbar \omega d\sigma jN. \quad (1)$$

Здесь j — плотность потока сталкивающихся частиц, ω — частота фотона, $d\sigma = d\sigma^{\text{изл}} - d\sigma^{\text{погл}}$, где $d\sigma^{\text{изл (погл)}}$ — дифференциальное сечение индуцированного испускания (поглощения) фотона в телесный угол $d\Omega$, сопровождающее двухнейтринную μ^+e^- -аннигиляцию.

Число фотонов N связано со спектрально-угловым распределением интенсивности падающего на систему излучения $I(\vec{x})$ соотношением [6]:

$$N_{\vec{x}} = \frac{8\pi^3}{\omega^3} I(\vec{x}). \quad (2)$$

Предполагая, что взаимодействие между лептонами имеет контактную $V-A$ -структуру, представим матричный элемент μ^+e^- -аннигиляции с излучением фотонов в виде ($\hbar = c = 1$)

$$M_{fi} = -V\sqrt{4\pi} \frac{eG}{V^2} \bar{u}(-p_2) \left[o_\mu \frac{2e^*p_1 - \hat{x} \hat{e}^*}{2xp_1} + \frac{\hat{e}^* \hat{x} - 2c^*p_2}{2xp_2} O_\mu \right] u(p_1) \bar{u}(k_1) o^\mu u(-k_2) \quad o^\mu = \gamma^\mu (1 + \gamma^5). \quad (3)$$

Здесь x — 4 импульс фотона волны, e — вектор поляризации, p_1, p_2, k_1, k_2 — импульсы электрона, μ^+ -мезона, нейтрино и антинейтрино.

Матричный элемент, соответствующий μ^+e^- аннигиляции с поглощением фотонов, получается из (3) заменой $e^* \rightarrow e, x \rightarrow -x$.

Разность дифференциальных сечений аннигиляции с одновременным испусканием и поглощением фотона, усредненная и просуммированная по поляризации частиц и проинтегрированная по импульсам нейтрино и антинейтрино в произвольной системе отсчета, имеет вид

$$d\sigma = \frac{\alpha G^2}{24\pi^3} \frac{xp}{\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m^2 \mu^2}} \left\{ (4S - m^2 - \mu^2) \left(\frac{p_1}{\kappa p_1} - \frac{p_2}{\kappa p_2} \right)^2 - 4 \left(\frac{\kappa p_2}{\kappa p_1} + \frac{\kappa p_1}{\kappa p_2} \right) \right\} \omega d\omega d\Omega, \quad (4)$$

где $p = p_1 + p_2, S = p^2, m$ и μ — массы электрона и μ^+ -мезона соответственно.

В системе центра инерции (4) может быть записано в виде

$$d\sigma = -\frac{\alpha G^2}{24\pi^3} \frac{1}{V} \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \left[(4S - m^2 - \mu^2) \frac{V^2}{\omega^2} \frac{\sin^2 \theta}{\Delta_1^2 \Delta_2^2} + \frac{4V^2}{V_1 V_2 \Delta_1 \Delta_2} - 8 \right] \omega^2 d\omega d\Omega. \quad (5)$$

Здесь $\Delta_1 = 1 - V_1 \cos \theta, \Delta_2 = 1 + V_2 \cos \theta, V_1, V_2$ — скорость электрона и μ^+ -мезона, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — их энергии, $V = V_1 + V_2$ — относительная скорость, θ — угол между импульсом электрона и направлением распространения волны.

Поскольку всегда $d\sigma < 0$, то процесс вынужденной аннигиляции идет с преимущественным поглощением энергии волны.

В нерелятивистском пределе ($\sqrt{s} \sim m + \mu$) формула (5) значительно упрощается. При взаимодействии μ^+e^- пары с монохроматической электромагнитной волной, распространяющейся под углом θ полная интенсивность излучения

$$P = -\xi^2 \omega^2 \frac{G^2}{192\pi^2} \frac{m}{V} \left(\frac{\mu}{\omega}\right)^2 \left[3 \frac{|\vec{p}|^2}{m^2} \sin^2 \theta + 4 \frac{m}{\mu} \frac{\omega^2}{m^2} \right] j. \quad (6)$$

Здесь $\xi = \frac{e\sqrt{-a^2}}{m}$ — инвариантный параметр, характеризующий интенсивность волны, a — 4-потенциал волны. Взяв значения $\xi = 10^{-2}$, $\omega = 10^{-6} m$, соответствующие параметрам современных лазеров, получим значение

$$P \sim 2 \cdot 10^{-20} \frac{1}{V} [6V^2 \sin^2 \theta + 2 \cdot 10^{-8}] j.$$

В ультрарелятивистском случае ($\sqrt{s} \gg \mu$) (5) принимает вид

$$\begin{aligned} d\sigma &= -\mu^2 \varepsilon^2 \frac{\alpha G^2}{12\pi^3} \frac{1}{\sqrt{s'}} f(\theta) d\varepsilon d\theta, \\ f(\theta) &= \frac{1}{\delta + \sin^2 \theta} \left[1 + \frac{s'}{\varepsilon^2} \frac{\sin^2 \theta}{\delta + \sin^2 \theta} \right], \\ s' &= \frac{s'}{\mu^2}, \quad \varepsilon = \frac{\omega}{\mu}, \quad \delta = \frac{2s' + 1}{s'^2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Анализ угловой зависимости показывает, что (7) имеет сильный провал вблизи $\theta = 0$, и два максимума при значении $\sin \theta_{1,2} = \pm \sqrt{\frac{2}{s'}}$ шириной $\frac{16}{\sqrt{s}}$.

Для получения величины поглощаемой в этом случае энергии предположим, что в лабораторной системе отсчета $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$, т. е. система центра масс совпадает с лабораторной.

Представляет интерес рассмотреть взаимодействие с монохроматическим излучением, обладающим широким и узкими пространственными спектрами.

В случае изотропного внешнего излучения в ультрарелятивистском пределе найдем

$$P = -\frac{8}{3} \alpha G^2 \frac{I_0}{\omega_0^2} \sqrt{s} \ln \frac{s}{\mu m} j. \quad (8)$$

Здесь I_0 — полная интенсивность волны частоты ω_0 .

В случае взаимодействия с плоской волной, распространяющейся в направлении, определяемом углом θ_1 или θ_2 :

$$P = -\xi^2 \left(\frac{m}{\mu}\right)^2 \frac{G^2}{48\pi^2} s^{\frac{3}{2}} j. \quad (9)$$

Таким образом, рассматриваемый процесс в принципе дает информацию о $(eV_c)(\bar{V}_\mu \mu)$ - взаимодействии в широком диапазоне энергий. Од-

нако вопрос об экспериментальной проверке полученных формул требует специального рассмотрения.

В заключение авторы благодарят участников семинара проф. А. А. Соколова за полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kinoshita T., Pestieau J., Roy P., Terazawa H. Phys. Rev., D2 (5), 910, 1970.
2. Чобан Э. А., Иванов А. Н. ЖЭТФ, 56, 194, 1969.
3. Ритус В. И. ЖЭТФ, 57, 2176, 1969.
4. Сафронов М. В. «Ядерная физика», 6, 114, 1967.
5. Федоров М. В. ЖЭТФ, 51, 795, 1966.
6. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Релятивистская квантовая теория, ч. 1, § 44. М., «Наука», 1968.

Поступила в редакцию
18.10 1971 г.

Кафедра
теоретической физики
