

УДК 539.01.1

**РЕЗОНАНСНОЕ ПЕРЕХОДНОЕ РАССЕЯНИЕ В ВАКУУМЕ
В ПРИСУТСТВИИ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ**

В. Р. Халилов

(кафедра теоретической физики)

Переходное рассеяние рассматривалось Гинзбургом и Цытовичем [1]. Для его возникновения необходимо, чтобы свойства среды, в которой находится заряд или другой источник (не обладающий собственной частотой), изменялись бы периодически в пространстве и во времени. В этом случае можно говорить о рассеянии (трансформации) волн диэлектрической проницаемости на заряде.

Переходное излучение и переходное рассеяние должны возникать также в вакууме при наличии сильного электромагнитного поля [2]. Экспериментальная проверка этих эффектов в вакууме могла бы подтвердить правильность предсказаний квантовой электродинамики с учетом поляризации вакуума внешним полем. В связи с последним замечанием представляется интересным обсудить здесь эффект, который можно назвать резонансным переходным рассеянием в вакууме в присутствии сильного электромагнитного поля. Эффект состоит в следующем: вероятность процесса рассеяния (за время τ) интенсивной циркулярно-поляризованной электромагнитной волны с удвоением частоты, распространяющейся в вакууме в периодическом (в пространстве) внешнем электромагнитном поле при определенных условиях пропорциональна τ^2 . На квантовом языке это соответствует поглощению двух квантов энергии $\hbar\omega_0$ из сильной волны с излучением одного кванта с энергией $2\hbar\omega_0$. Такой процесс можно также назвать индуцированным (волной) процессом слияния двух квантов волны с образованием одного фотона с энергией $2\hbar\omega_0$. Заметим, что может иметь место и обратный индуцированный процесс расщепления фотона с энергией $2\hbar\omega_0$ на два кванта энергии $\hbar\omega_0$, тождественных квантам волны. Такие процессы должны возникать в вакууме в присутствии внешнего электромагнитного поля (например, при рассеянии сильной электромагнитной волны на кулоновском поле), но если поле не периодическое, то они не являются резонансными процессами.

Для рассмотрения эффекта резонансного переходного рассеяния воспользуемся поляризационным оператором (ПО) фотона в поле сильной циркулярно-поляризованной волны, выражение для которого было получено в ряде работ [3—5]:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\text{рег}}^{\mu\nu} &= \mathcal{P}_0^{\mu\nu} f_0 \delta(p - q) + \mathcal{P}_-^{\mu\nu} f(p, q, \omega, \xi^2) \delta(p - q + 2\omega) + \\ &+ \mathcal{P}_+^{\mu\nu} f(p, q, \omega, \xi^2) \delta(p - q - 2\omega); \end{aligned} \quad (1)$$

$$\mathcal{P}_{\pm}^{\mu\nu} = (\Lambda_1^\mu \pm i\Lambda_2^\mu) (\Lambda_1^\nu \pm i\Lambda_2^\nu).$$

Здесь p, q — импульсы входящего и выходящего фотона, ω — 4-вектор волны, имеющий компоненты $\{\omega_0, 0, 0, \omega_0\}$, Λ_i^μ — 4-векторы, f — функция p, q, ω и $\xi^2 = e^2 E_0^2 m^{-2} \omega_0^{-2}$, E_0 — амплитуда вектора электрической напряженности волны. Функцию $\mathcal{P}_0^{\mu\nu}$ также можно разложить по билинейным комбинациям $\Lambda^\mu \Lambda^\nu$, однако мы ее выписывать не будем, так как нас будет интересовать только второй член выражения (1). Второй и

третьи члены в (1) недиагональны по импульсам p, q из-за нестационарности поля волны. Они описывают неупругие процессы, которые возможны при условии $p^2 \neq 0, q^2 = 0$ или $p^2 = 0, q^2 \neq 0$, так как «кванты волны» безмассовые ($\omega^2 = 0$). Заметим, что если волна поляризована по эллипсу, то вместо (1) возникает сумма членов, каждый из которых входит с одной из δ -функций: $\delta(p-q), \delta(p-q \pm 2l\omega), l=1, 2, 3, \dots$. В поле же, являющемся суперпозицией постоянного электромагнитного поля и поля волны, в $P^{\mu\nu}_{\text{reg}}$ входят δ -функции: $\delta(p-q), \delta(p-q \pm l\omega), l=1, 2, 3, \dots$ [5].

Далее будем решать задачу в первом борновском приближении по взаимодействию с внешним неоднородным электромагнитным полем. Рассмотрим в этом приближении процессы индуцированного излучения (поглощения) фотона $q(p)$ при рассеянии сильной волны (фотона p) на неоднородном поле. Амплитуды этих процессов можно описать теми слагаемыми ПО, которые содержат δ -функции вида $\delta(p-q \pm 2l\omega)$. В обычной схеме теории возмущений по взаимодействию с полем волны (с параметром $\xi^2 < 1$) «неупругими членами» ПО описываются амплитуды следующих процессов:

$$p + \text{неоднородное поле} \rightarrow 2l\omega, \quad (2a)$$

$$2l\omega + \text{неоднородное поле} \rightarrow q. \quad (26)$$

Если волна поляризована по кругу, то $l=1$ и процессам (2a), (26) сопоставляются диаграммы, изображенные на рисунке.

Очевидно, что для получения амплитуд процессов (2a), (26) необходимо одну из линий ПО, описывающую движение внешнего фотона, заменить линией, соответствующей внешнему неоднородному полю. Для определенности рассмотрим поле, которое можно задать векторным потенциалом (такое поле реализуется, например, в плоском магнитном ондуляторе):

$$A = \left(0, \frac{H}{4\omega_0} \cos 4\omega_0 z, 0 \right). \quad (3)$$

Заметим, что можно делать и другие подстановки, например соответствующие кулоновскому полю, полю магнитного диполя и др. В рассматриваемых нами неупругих процессах из волны поглощается (или в волну испускается) всегда четное число «квантов», что является следствием теоремы Фарри.

Используя явный вид ПО, можно показать, что амплитуда индуцированного процесса (рисунков а, б) слияния двух квантов волны, распространяющейся в z -направлении, с образованием фотона энергией $2\hbar\omega_0$ не равна нулю, если поляризация конечного фотона совпадает с поляризацией сильной волны. Для вероятности процесса в объеме V за время τ можно получить (здесь рассматривается случай $\omega_0 \ll m, \xi \ll 1$, хотя (1) является точным выражением по ω_0/m и ξ)

$$\omega = \frac{8\alpha\tau^2}{225} \left(\frac{E_0}{E_c} \right)^4 \left(\frac{H}{E_c} \right)^2 \frac{m^4 \omega_0}{(2\pi)^3} V,$$

$$E_c = m^2 c^3, \quad \alpha = e^2, \quad \hbar = c = 1. \quad (4)$$

Угол рассеяния в данном случае равен π , т. е. волна удвоенной частоты должна распространяться в направлении, противоположном направлению лазерной волны. Время взаимодействия τ равно эффективной дли-

не постоянного поля, т. е. в случае ондулятора τ равно длине ондулятора, деленной на скорость света.

Зависимость вероятности процесса от τ^2 можно объяснить и на основе классической теории. В рамках этой теории рассмотренный процесс интерпретируется как рассеяние волн диэлектрической проницаемости на источнике, обладающем собственной частотой, наличие которой и приводит к резонансному эффекту.

Для изучаемого здесь процесса слияния двух квантов волны в один фотон можно ввести понятие сечения процесса, если поделить выраженные $\omega V^{-1} \tau^{-1}$ на плотность потока квантов волны $n_\omega = m^2 \xi^2 \omega_0 e^{-2}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. ЖЭТФ, 1973, 65, с. 1818. [2] Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. ЖЭТФ, 1978, 74, с. 1621. [3] Becker W., Mitter H. J. Phys., A, 1975, 8, p. 1638. [4] Байер В. Н., Мильштейн А. И., Страховенко В. М. ЖЭТФ, 1975, 69, с. 1893. [5] Лобанов А. Е., Халилов В. Р. ЖЭТФ, 1979, 77, с. 548.

Поступила в редакцию
25.05.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, т. 24, № 1

УДК 539.12.01

НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ В КАЛИБРОВОЧНОЙ МОДЕЛИ $SU(3)_f \times U(1)$

М. Н. Дубинин

(кафедра физики высоких энергий)

Стандартная модель [1], успешно предсказавшая существование нейтральных токов, в настоящее время хорошо описывает основные экспериментальные данные по слабым и электромагнитным взаимодействиям кварков и лептонов. Наряду со стандартной моделью в 70-е годы рассматривалось большое число моделей с калибровочными группами более высокого ранга, часто имеющие в своем составе новые (тяжелые) лептоны и кварки. После появления сравнительно точных опытных данных по процессам с участием нейтральных токов [2] многие нестандартные модели были исключены [3]. В связи с этим представляет интерес выяснить, насколько успешно можно описать имеющиеся экспериментальные данные, выходя за рамки стандартной модели. Иными словами, есть ли место для существующей феноменологии в рамках нестандартных калибровочных теорий. Такой вопрос исследовался на примере $SU(3) \times U(1)$ -модели. Отметим, что ранее рассматривавшиеся $SU(3) \times U(1)$ -модели [4, 5] не удовлетворяют имеющимся опытным данным [2].

Мультиплеты фермионов в рассматриваемой нами модели имеют вид

$$e_R, E_L^-, \begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \\ E^0 \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} E^- \\ E^0 \\ \nu_e \end{pmatrix}_R; \quad u_R, U_L, \begin{pmatrix} u \\ d \\ D \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} U \\ D \\ d \end{pmatrix}_R$$

(μ, τ, c, s, b, t содержатся в мультиплетах, аналогичных выписанным, $E(U, D)$ — тяжелые лептоны (кварки)). Помимо фермионных синглетов, модель содержит триплеты кварков и антитриплеты ($SU(3)$ -спиноры, преобразующиеся по сопряженному представлению группы) лепто-