УДК 530.145

Ю. В. ГРАЦ, Ю. Г. ПАВЛЕНКО

# ИЗЛУЧЕНИЕ «МЯГКИХ» ФОТОНОВ В ПОЛЕ ИНТЕНСИВНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

В настоящее время известно большое число работ, посвященных исследованию влияния сильной электромагнитной волны на ход различных квантовых процессов [1—2]. В этих работах исследуются в основном процессы первого порядка по электромагнитному взаимодействию с квантованным или внешним полями.

Рассмотрение эффектов второго порядка связано со значительными вычислительными трудностями ввиду сложной структуры функции распространения в поле интенсивной волны [2, 3]. По этой причине представляют интерес приближенные методы, позволяющие достаточно просто исследовать некоторые частные случаи в процессах второго порядка. В настоящей заметке мы рассмотрим метод, обобщающий известное приближение решения задачи взаимодействия частиц с электромагнитным полем в области малых частот [4].

Пусть $M_{fi}^{\text{упр}}$ — амплитуда некоторого основного процесса, не сопровождающегося испусканием мягкого фотона. Наряду с этим процессом рассмотрим также и другой процесс, отличающийся от первого лишь испусканием одного дополнительного мягкого фотона. Диаграмма этого процесса получается из диаграмм основного процесса добавлением внешней фотонной линии, идущей от какой-либо электронной линии.

Для линии начального электрона такая замена сводится к замене

$$\psi_{p_i}(x) \to K(x) = ie\sqrt{4\pi}\int dy G(x,\, y)\,\hat{e}^* e^{i\varkappa y}\,\psi_{p_i}(y). \qquad (1)$$

Здесь $e_\mu$ — 4-вектор поляризации мягкого фотона, $\varkappa$ — волновой вектор, $\psi_p$ — функция Волкова [1]

$$\psi_p(x) = \Lambda_p(x)\, u(p) \exp[iS_p(x)],$$

$$\Lambda_p(x) = 1 + \frac{e}{2kp}\,\hat{k}\hat{A}(x),\ S_p(x) = -px - \int\limits_0^{kx}\left[\frac{e}{kp}Ap - \frac{e^2}{2kp}A^2\right]d\varphi. \qquad (2)$$

$G(x,\, y)$ — функция распространения электрона в поле электромагнитной волны может быть записана в виде [2]

$$G(x,\, y) = \frac{1}{(2\pi)^4}\int dp\Lambda_p(x)\,\frac{\hat{p}+m}{p^2-m^2}\,\bar{\Lambda}_p(y)\exp[iS_p(x) - iS_p(y)]. \qquad (3)$$

В формулах (2), (3) $A$ — 4-вектор классического потенциала электромагнитной волны, $k$ — волновой 4-вектор волны.

Рассмотрим для определенности циркулярно-поляризованную волну, потенциал которой

$$A = a_1\cos\varphi + a_2\sin\varphi,\quad a_1^2 = a_2^2 = a^2,\quad a_1a_2 = 0,\quad \varphi = kx.$$

Подставляя (2) и (3) в (1), после интегрирования находим

$$K(x) = ie\sqrt{4\pi}\sum_{s=-\infty}^{\infty}\Lambda_p(x)\,\frac{\hat{p}+m}{p^2-m^2}\,F_s(e^*,\, p,\, p_i)\, u(p_i)\exp[iS_p(x)], \qquad (4)$$

$$F_s(e,\, p_1,\, p_2) = \left(\hat{e} - \frac{e^2ke}{2kp_1kp_2}\,\hat{k}\right)B_s + e\left(\frac{\hat{a}_1\hat{k}\hat{e}}{2kp_1} + \frac{\hat{e}\hat{k}\hat{a}_1}{2kp_2}\right)B_{1s} +$$
$$+ e\left(\frac{\hat{a}_2\hat{k}\hat{e}}{2kp_1} + \frac{\hat{e}\hat{k}\hat{a}_2}{2kp_2}\right)B_{2s}, \qquad (5)$$

$$p = p_i + sk - \varkappa + \frac{e^2a^2k}{2}\left[\frac{1}{kp_i - k\varkappa} - \frac{1}{kp_i}\right]. \qquad (6)$$

Функции $B_s$, $B_{1s}$, $B_{2s}$ определены в [4]. Соотношение (4) является точным. Найдем главный член разложения этого выражения по степеням $\varkappa$, предполагая $\varkappa$ малой величиной. При условии $\varkappa_0 \ll p_{i0}$, $\varkappa_0 \ll \omega$ основной вклад в (4) дает слагаемое с $s=0$.

Оставляя в (4) только члены обратно пропорциональные $\varkappa$ находим, что волновая функция начального состояния в этом случае заменяется на

$$K(x) \approx -ie\sqrt{4\pi}\,\frac{q_i e^*}{q_i\varkappa}\,\psi_{p_i}(x)\exp(i\varkappa x). \tag{7}$$

Здесь $q$ — кинетический импульс электрона в поле волны

$$q = p - \frac{e^2 a^2}{2kp}\,k.$$

Аналогичным образом для линии конечного электрона замена

$$\overline{\psi}_{p_f}(x) \to \overline{K}(x) = ie\sqrt{4\pi}\int dy\,\overline{\psi}_{p_f}(y)\,\hat{e}^* e^{i\varkappa y}\,G(y, x)$$

при условии $\varkappa_0 \ll p_{f_0}$ означает замену в амплитуде

$$\overline{\psi}_{p_f}(x) \to ie\sqrt{4\pi}\,\frac{q_f e^*}{q_f\varkappa}\,\overline{\psi}_{p_f}(x)\exp(i\varkappa x). \tag{8}$$

В качестве примера рассмотрим излучение электроном фотона с произвольным 4-вектором $\varkappa_1$ и мягкого фотона $\varkappa_2$ в присутствии интенсивной электромагнитной волны. При этом предполагается, что энергия фотона $\omega_2$ мала по сравнению с энергиями начального, конечного электрона и $\omega_2 \ll \omega$. В этом случае, учитывая (7) и (8), матричный элемент процесса можно записать в виде

$$S_{fi} = \frac{(2\pi)^4 i}{(2\omega_1 2\omega_2 2q_{0i} 2q_{0f})^{1/2}} \sum_{s=-\infty}^{\infty} M_s \delta^{(4)}(q_f - q_i - sk + \varkappa_1),$$

$$M_s = M_s^{\text{упр}}\left(\frac{q_f e_2^*}{q_f\varkappa} - \frac{q_i e_2^*}{q_i\varkappa}\right) e\sqrt{4\pi}. \tag{9}$$

Здесь $M_s^{\text{упр}}$ определяется диаграммой первого порядка

$$M_s^{\text{упр}} = -e\sqrt{4\pi}\,\overline{u}(p_f)\,F_s(e_1^*, p_f, p_i)\,u(p_i).$$

Полная амплитуда (9) является калибровочно-инвариантной. При условии, что $\xi = \dfrac{e\sqrt{-a^2}}{m} \ll 1$, первый член разложения $M_{-1}$ по степени $\xi$ определяет амплитуду двойного комптон-эффекта [5], полученную по теории возмущений.

В заключение авторы выражают благодарность участникам семинара А. А. Соколова за обсуждение.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Никишов А. И., Ритус В. И. ЖЭТФ, 46, 1768, 1964.
2. Ритус В. И. Докторская диссертация. ФИАН, 1969.
3. Brown L. S., Kibble T. W. Phys. Rev., 133 (3A), 705, 1964.
4. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Релятивистская квантовая теория, ч. 1, § 95. М., «Наука», 1968.
5. Mandl F., Squirme T. H. R. Proc. Roy. Soc., A215, 497, 1952.

Поступила в редакцию
3.8 1971 г.

Кафедра
теоретической физики