

ЕРЕВАНСКИЙ
ФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ

ЕФН-14-1(69)

И.И.ГОЛЬДМАН, В.А.КОЗЕ

О ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЭФЕКТАХ ПРИ
КОМПТОНОВСКОМ РАССЕЯНИИ НА РЕЛЯТИВИСТСКИХ
ЭЛЕКТРОНАХ

ЕРЕВАН
1969

Рассмотрены поляризационные свойства γ -квантов, возникающих при комптоновском рассеянии лазерных фотонов релятивистскими электронами. Получены также выражения для параметров поляризации фотонов, испускаемых при рассеянии интенсивной волны электронами.

I.I.GOLDMAN, V.A.KHOZE

ON POLARIZATION EFFECTS IN COMPTON SCATTERING
ON RELATIVISTIC ELECTRONS.

A B S T R A C T.

The polarization properties of γ -quanta, produced in Compton scattering of laser photons by relativistic electrons, are discussed. Besides, the expressions are derived for the polarization parameters of photons, emitted in the scattering of a very intense wave by electrons.

В последнее время вызывает интерес способ получения жестких γ -квантов при рассеянии света от лазера на релятивистских электронах [1-6]. В этой области имелись первые экспериментальные результаты, напр. [7,8], и на ряде электронных ускорителей подготавливаются подобные эксперименты.

В работе [3] рассматривались поляризационные особенности этих γ -квантов. Там же производится пересчет выражений для сечений комптон-эффекта с поляризованными фотонами из системы покоя начального электрона (сп) в систему, где осуществляется лобовое столкновение (лс). При этом оказывается, что параметры Стокса начального и конечного фотона в ортах, привязанных к плоскости рассеяния, остаются неизменными при переходе от (сп) к (лс). Однако выражение для циркулярной поляризации конечного фотона, использованное в [2,3], взятое из [9], ошибочно. Правильное выражение может быть получено из результатов работы [10] (см. также [11]) и имеет вид

$$\chi_2^{(2)} = \left(\frac{\chi_1}{\chi_2} + \frac{\chi_2}{\chi_1} \right) \frac{\cos \vartheta'}{F} \chi_2^{(1)},$$

$$F = \frac{\chi_1}{\chi_2} + \frac{\chi_2}{\chi_1} + \left(\chi_3^{(1)} - 1 \right) \sin^2 \vartheta'. \quad (I)$$

Здесь $\cos \vartheta' = 1 - \frac{(\chi_1 - \chi_2)m^2}{\chi_1 \chi_2}$, (ϑ' - угол рассеяния фотона в (сп)), $K_1(\omega_1, \vec{k}_1)$; $K_2(\omega_2, \vec{k}_2)$ - импульсы начального и конеч-

ного фотонов, соответственно $\rho(E, \vec{P})$ — импульс начального электрона. $\mathcal{K}_1 = (K, P)$, $\mathcal{K}_2 = (K_2, P)$.

Из (I) следует, что при рассеянии на угол 0 (π) степень циркулярной поляризации сохраняется (меняет знак). Этот факт является следствием закона сохранения проекции момента на направление движения при лобовом столкновении.

Представляют интерес только те фотоны, которые в (лс) движутся под малыми углами ($\psi \ll 1$), к направлению движения начальных электронов напр. [2]. Это справедливо для всего интервала частот ω_2 , исключая $\omega_2 \sim \omega_1$. В этих условиях энергия конечного фотона

$$\begin{aligned} \omega_2 &= 2\lambda E / (1 + (\psi\gamma)^2 + 2\lambda), \\ \lambda &= 2\omega, E / m^2 \end{aligned} \quad (2)$$

и величины, определяющие параметры Стокса конечного фотона

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{K}_1}{\mathcal{K}_2} &= (1 + (\psi\gamma)^2 + 2\lambda) / (1 + (\psi\gamma)^2), \\ \cos \psi' &= \frac{(\psi\gamma)^2 - 1}{(\psi\gamma)^2 + 1}. \end{aligned} \quad (3)$$

Выражения для параметров поляризации конечных фотонов, рассеянных под определенными азимутальными углами ψ , в фиксированных ортах [2,3], имеют вид

$$\begin{aligned} \chi_1^{(2)} &= \frac{1}{F} \left\{ \chi_3^{(1)} \frac{\sin 4\psi}{2} (1 + \cos \psi')^2 - \chi_1^{(1)} [\sin^2 2\psi (1 + \cos \psi')^2 - 2\cos \psi'] + \sin 2\psi \sin^2 \psi' \right\}, \\ \chi_3^{(2)} &= \frac{1}{F} \left\{ \chi_3^{(1)} [\cos^2 2\psi (1 + \cos \psi')^2 - 2\cos \psi'] - \chi_2^{(1)} \sin 4\psi \frac{(1 + \cos \psi')^2}{2} + \cos 2\psi \sin^2 \psi' \right\}, \\ \chi_2^{(2)} &= \frac{1}{F} \left(\frac{\mathcal{K}_2}{\mathcal{K}_1} + \frac{\mathcal{K}_1}{\mathcal{K}_2} \right) \cos \psi' \chi_2^{(1)}, \end{aligned} \quad (4)$$

4

$$F = \frac{\mathcal{K}_1}{\mathcal{K}_2} + \frac{\mathcal{K}_2}{\mathcal{K}_1} + \left(\chi_3^{(1)} \cos 2\psi - \chi_1^{(1)} \sin 2\psi - 1 \right) \sin^2 \psi'.$$

Формулы (4) справедливы для всех фотонов, рассеянных в (лс) под малыми углами ($\psi \ll 1$) и направлению движения начальных электронов¹⁾.

После усреднения $\chi_i^{(2)}$ по азимутальному углу ψ с весом, пропорциональным сечению рассеяния, степень линейной поляризации ослабляется в $P_t = \chi_3^{(2)} / \chi_3^{(1)}$ раз, а степень циркулярной поляризации — в $P_c = \chi_2^{(2)} / \chi_2^{(1)}$ раз. Выражения для P_t и P_c имеет вид

$$P_t = (1 - \cos \psi')^2 / 2 \left(\frac{\mathcal{K}_1}{\mathcal{K}_2} + \frac{\mathcal{K}_2}{\mathcal{K}_1} - \sin^2 \psi' \right), \quad (5)$$

$$P_c = \left(\frac{\mathcal{K}_1}{\mathcal{K}_2} + \frac{\mathcal{K}_2}{\mathcal{K}_1} \right) \cos \psi' / \left(\frac{\mathcal{K}_1}{\mathcal{K}_2} + \frac{\mathcal{K}_2}{\mathcal{K}_1} - \sin^2 \psi' \right).$$

Рисунки 1,2 иллюстрируют поведение P_c и P_t для энергий электронов 6 и 40 Гэв и частот фотонов $\omega_1 = 1,73$ эв (рубиновый лазер) и $\omega_1 = 3,56$ эв.

Приведенные результаты (формулы (1), (4) и рис.1,2) исправляют соответствующие формулы и рисунки работы [2,3].

1) Заметим, что введение обратного знака при $\cos \psi'$ в аналогичных формулах для $\chi_1^{(2)}$, $\chi_3^{(2)}$, приведенных в [2], имеет смысл лишь для фотонов с $\omega_2 \sim \omega_1$ и рецепт использования второго знака в [2] ошибочен.

Из формул (5) следует, что при $\omega_2 \sim \omega_2 \text{ мал}$ можно получать пучки жестких γ -квантов с высокой степенью поляризации. Заметим, что значение для максимально достижимой степени линейной поляризации γ -квантов падает с ростом энергии начальных электронов и фотонов, а для циркулярной поляризации не зависит от энергии (κ равно -1).

2. При очень больших интенсивностях фотонного пучка следует иметь в виду возможность, одновременного, поглощения нескольких (n) квантов с последующим испусканием одного более жесткого фотона [12]. В случае циркулярной поляризации первичных фотонов параметры Стокса конечного фотона в ортах, привязанных к плоскости рассеяния [12] имеет вид 2):

$$\begin{aligned} \xi_1 &= 0; \\ \xi_2 &= 2J_n J'_n \left(\frac{\rho}{\xi} - \frac{n}{s} \right) \left(\frac{\lambda}{\lambda'} + \frac{\lambda'}{\lambda} \right) \frac{1}{G}; \\ \xi_3 &= 2 \left[J_n'^2 - \left(\frac{\rho}{\xi} - \frac{n}{s} \right)^2 J_n^2 \right] \frac{1}{G}; \\ G &= \left(\frac{\lambda}{\lambda'} + \frac{\lambda'}{\lambda} \right) \left[J_n'^2 + J_n^2 \left(\frac{n^2}{s^2} - 1 \right) \right] - 2 J_n^2 / \xi^2. \end{aligned} \quad (6)$$

Заметим, что, как и прежде, при $\psi = 0 (\pi)$ при любых значениях ξ , параметр $\xi_2 = 1 (-1)$.

После усреднения по азимутальному углу в рассматриваемом случае, остается лишь циркулярная поляризация конечного фотона.

2) Здесь используются обозначения работы [12].

Для существующих лазеров $\xi \ll 1$ и в этом случае достаточно взять в (6) главные члены разложения функций Бесселя. Получаемый, при этом, результат совпадает с обычным выражением для P_c , в котором частота начальных квантов ω_1 заменена на $n \omega_1$. Сечение такого процесса, примерно, в $\xi^{-2(n-1)}$ раз меньше сечения основного однофотонного процесса [12]. Однако частота конечного фотона, при этом, больше чем для случая одно-квантового процесса:

$$\frac{\omega_2^{(n)}}{\omega^2} = 1 + \frac{(n-1)(1+(v\gamma)^2)}{1+(v\gamma)^2+2n\Lambda}. \quad (7)$$

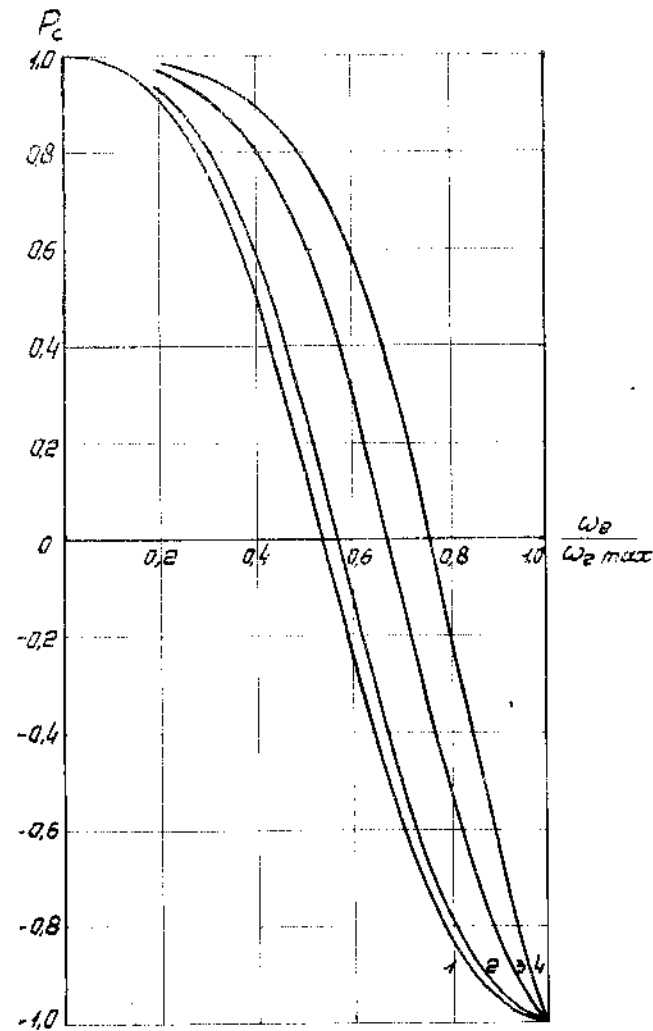


Рис.1 Зависимость величины P_c для рассеянных фотонов от их энергии.
 кривые:
 1 - $E = 6$ гэв, $\omega_1 = 1,78$ эв; 2 - $E = 6$ гэв, $\omega_1 = 3,56$ эв;
 3 - $E = 40$ гэв, $\omega_1 = 1,78$ эв; 4 - $E = 40$ гэв, $\omega_1 = 3,56$ эв;

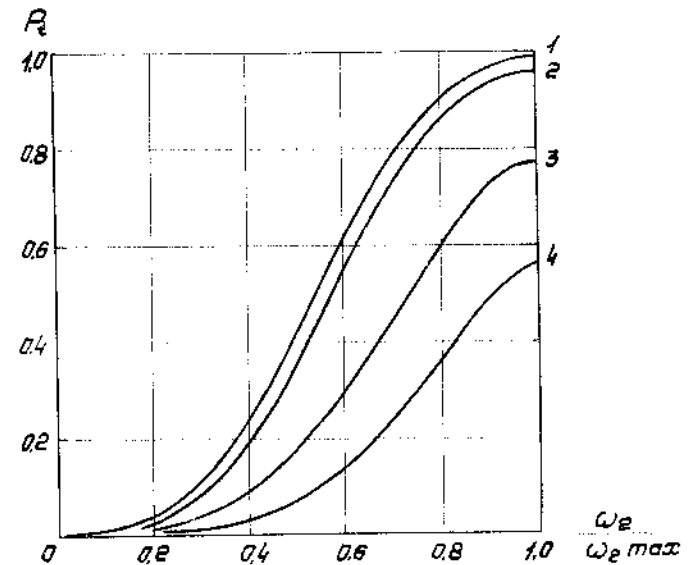


Рис.2 Зависимость величины P_t для рассеянных фотонов от их энергии.
 кривые
 1 - $E = 6$ гэв, $\omega_1 = 1,78$ эв; 2 - $E = 6$ гэв, $\omega_1 = 3,56$ эв;
 3 - $E = 40$ гэв, $\omega_1 = 1,78$ эв; 4 - $E = 40$ гэв, $\omega_1 = 3,56$ эв;

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ф.Р. Арутюнян, В.А.Туманян, *ЖЭТФ*, 44, 2100, 1963.
2. Ф.Р.Арутюнян, В.А.Туманян, *ФФН*, 83, 1, 1964.
3. Ф.Р.Арутюнян, И.И.Гольдман, В.А.Туманян, *ЖЭТФ*, 45, 812, 1963.
4. R.H.Milburn, *Phys. Rev. Lett.* 10, 75, 1963.
5. H.Krüger, *Z.Physik* 189, 302, 1966.
6. B.Neumcke, H.I.Meister, *Z.Physik* 192, 162, 1966.
7. О.Ф.Куликов, Ю.Я.Тельнов, Е.И.Филиппов, М.Н.Якименко, *ЖЭТФ*, 47, 1591, 1964.
8. С.Вампроад, R.H.Milburn, N.Tanaka, *Phys. Rev.* 138, в 1546, 1965.
9. А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий, *Квантовая электродинамика*, Москва, 1959, стр. 299.
10. F.Lippe, H.A.Tolhoek, *Physica* 20, 85, 1954.
- II. В.Б.Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский, *Релятивистская квантовая теория*, ч.1, Москва, 1968, стр. 397.
12. И.И.Гольдман, *ЖЭТФ*, 46, 1412, 1964.

Рукопись поступила 28 апреля 1969г.

Заказ 236

Тираж 250

Множительно-копировальный сектор Ереванского физического
института , Ереван 36 , Маркаряна 2