

## КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ И КАНАЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

УДК 539.17

### Комптовское рассеяние назад лазерного света на поляризованных электронах высокой энергии

*А.С.Омелаенко, Ю.П.Пересунько, Ю.Н.Ранюк, И.Н.Шаповал*

*ИФВЭЯФ ННЦ ХФТИ, г. Харьков*

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Идея использования процесса обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на пучках релятивистских электронов как источника моноэнергетических поляризованных  $\gamma$ -квантов была высказана в 1963г. в работах Арутюняна и Туманяна [1,2] и Мильберна [3], хотя поляризационные явления в этой реакции рассматривались ранее [4]. Авторы [1,2] использовали в своих оценках формулы для параметров Стокса конечного фотона из монографии [5], в которую вкралось неверное выражение для параметра циркулярной поляризации  $\xi_2^f$  конечного фотона. В издании 1969 г. этой монографии без комментариев приведено правильное выражение для  $\xi_2^f$ , которое можно найти, например, в [7]. Однако в силу известности работ [1,2] казус с  $\xi_2^f$  обсуждается и сейчас [7], что, разумеется, не умаляет оценки плодотворности предложенного метода получения моноэнергетичных пучков поляризованных фотонов, вошедшего в арсенал инструментальных средств современной физики высоких энергий [8].

Важным моментом в использовании рассматриваемого процесса на современных установках является применение системы мечения конечных фотонов, суть которой состоит в следующем: энергия конечного электрона измеряется с помощью магнитного спектрометра, что позволяет восстановить величину энергии конечного фотона  $\omega_2$  при известной энергии начального электрона и фотона и отбирать фотоны с определенными значениями  $\omega_2$ .

Целью настоящей работы является теоретическое исследование поляризационных характеристик излученного фотона и влияния на них таких параметров, как угловая расходимость начального электронного пучка, параметров коллиматора, ограничивающего угловой разброс конечных фотонов, а также точности измерения энергии конечного фотона  $\sigma_\omega$ .

Численные расчёты проводились методом Монте-Карло на примере установки СИБИРЬ-2 института им.Курчатова, г.Москва.

Рассмотрим кинематику процесса комптоновского рассеяния. Пусть начальный пучок релятивистских электронов с 4-импульсом  $p_1$  и энергией  $E_1$  движется вдоль оси  $z$  и имеет угловой разброс  $\theta_x, \theta_y$  относительно этой оси, описываемый нормальным распределением со средним  $\theta_x^0$  и дисперсией  $\sigma_x$  в плоскости кольца электронного ускорителя и соответствующими параметрами  $\theta_y^0=0$  и дисперсией  $\sigma_y$  в перпендикулярном к плоскости кольца направлении. Пучок лазерных фотонов с 4-импульсом  $k_1$  и энергией  $\omega_1$  (угловым разбросом лазерного пучка пренебрегаем) движется вдоль оси  $z$  навстречу электронному пучку. Из кинематики процесса следует, что конечный фотон с энергией  $\omega_2$  может быть излучён на поверхности кругового конуса с углом раствора  $r$  с осью, направленной вдоль импульса  $p_1$

$$(\theta_2 \cos \varphi_2 - \theta_x)^2 + (\theta_2 \sin \varphi_2 - \theta_y)^2 = r^2, \quad (1)$$

где  $\theta_2, \varphi_2$  – полярный и азимутальный углы вылета конечного фотона,  $r^2 = \gamma^2 [(x/\omega_2)(\epsilon_1 - \omega_2) - 1]$  – квадрат угла раствора указанного конуса, зависящий от энергии  $\omega_2$  излученного фотона;  $\gamma = E_1/m$ ;  $x = 2(k_1 p_1)/m^2 \approx 4\omega_1 \epsilon_1/m^2$ ,  $m$  – масса электрона.

Максимально возможная энергия излученного фотона равна

$$\omega_{2,max} = E_1 x / (1+x). \quad (2)$$

Инвариантная форма сечения комптоновского рассеяния поляризованного фотона на поляризованном электроне при условии наблюдения конечного фотона с параметрами Стокса  $\xi_i^{(f)}$  приведена в [6]. Входящие в это выражение параметры Стокса начального фотона  $\xi_i^{(i)}$  и конечного фотона  $\xi_i^{(f)}$  в [6] определены относительно релятивистски инвариантных единичных векторов  $j_\mu^{(i)} = \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_{1\nu} p_{1\rho} k_{2\sigma} / a$ ,  $j_\mu^{(f)} = 2/(m^2 x) \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} j_\nu^{(i)} k_{1\rho} p_{1\sigma}$ . где  $a =$

нормировочный множитель. Эти векторы в принятой системе координат с точностью до малых членов порядка  $\gamma^2$ ,  $\theta^2$ ,  $\theta_2^2$  ( $\theta$ ,  $\theta_2$  - полярные углы направления начального электрона и конечного фотона) могут быть выражены через  $\theta_1$ ,  $\varphi_1$  - полярный и азимутальный углы направления лазерного фотона, и азимутальный угол  $\varphi'$  - вылета конечного фотона на указанном выше конусе. Выразив приведенное в [6] сечение комптоновского рассеяния через переменные  $u = \gamma r$  и  $\varphi'$ , получим следующее выражение для дифференциального по энергии  $\omega_2$  и азимутальному углу  $\varphi'$  вылета конечного фотона сечения рассматриваемого процесса (см. [9]):

$$d^2\sigma / (d\omega_2 d\varphi) = r_0^2 / (2\varepsilon_1 x (1+u^2)^2 (1+x+u^2)) \{ \Phi_0 + \xi_1^{(1)} \Phi_1 + \xi_2^{(1)} \Phi_2 + \xi_3^{(1)} \Phi_3 \}, \quad (3)$$

где  $\Phi_0 = 2 + 2x + x^2 + u^2(2+x^2) + 2u^4(1+x) + 2u^6 - 4(\xi_3^{(1)} \cos 2\varphi' - \xi_1^{(1)} \sin 2\varphi') u^2 (1+x+u^2) - \xi_2^{(1)} [\lambda x (1-u^2)(2+x+u^2) + 2\xi_2 \cos(\beta-\varphi') x u (1+u^2)]$ ;

$$\Phi_1 = 2(1+x+u^2) (\xi_1^{(1)} (-1+u^4 \cos 4\varphi') + u^4 \xi_3^{(1)} \sin 4\varphi' - 2u^2 \sin 2\varphi' + \xi_2^{(1)} \xi_2 x u \sin(3\varphi' - \beta))$$

$$\Phi_2 = -\xi_2^{(1)} (1-u^2) (2+2x+x^2+2u^2(2+x+u^2)) + \lambda x (2+x+xu^2+2u^4) + 4(-\xi_3^{(1)} \cos 2\varphi' + \xi_1^{(1)} \sin 2\varphi') \lambda x u^2 + 2(1+\xi_3^{(1)} \cos 2\varphi' - \xi_1^{(1)} \sin 2\varphi') \xi_2 x u (1-u^2) \cos(\beta-\varphi') x u^2 + 2(\xi_1^{(1)} \cos 2\varphi' + \xi_3^{(1)} \sin 2\varphi') \xi_2 \sin(\beta-3\varphi') x u (1+u^2);$$

$$\Phi_3 = 2(1+x+u^2) (\xi_3^{(1)} (1+u^4 \cos 4\varphi') - u^4 \xi_1^{(1)} \sin 4\varphi' - 2u^2 \cos 2\varphi' + \xi_2^{(1)} \xi_2 x u \cos(\beta-\varphi')).$$

Здесь  $u^2 = (\gamma r)^2 = (1+x)(\omega_{2max} - \omega_2) / \omega_2$ ,  $r_0$  - классический радиус электрона,  $\lambda$ ,  $\xi_i$  - продольная и поперечная поляризация начального электрона,  $\beta$  - угол между осью  $x$  и направлением поперечной поляризации электрона. Параметры Стокса конечного фотона, определенные относительно осей  $\{x, y, z\}$  лабораторной системы, равны [5,6]:

$$\xi_i^{(2)} = \Phi_i / \Phi_0, \quad \xi_2^{(2)} = \Phi_2 / \Phi_0, \quad \xi_3^{(2)} = \Phi_3 / \Phi_0. \quad (4)$$

В настоящей работе методом Монте-Карло моделировался процесс обратного комптоновского рассеяния на основе формул (3,4). С этой целью генерировались нормально распределенные с дисперсией  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  случайные углы направления начального электрона и случайная величина энергии конечного фотона  $\omega_2$ , которая предполагалась нормально распределенной вокруг измеренного с помощью системы мечения значения  $\omega_{20}$  с дисперсией  $\sigma_{\omega}$ . После этого отбирались события с излучением фотонов, попадающих в коллиматор и удовлетворяющих условию  $0 \leq \omega_2 \leq \omega_{2max}$ . Затем согласно формулам (3,4) вычислялась усредненная по всем событиям с данным  $\omega_{20}$  поляризация конечных фотонов. Использованы параметры установки СИБИРЬ-2 института им. Курчатова, г. Москва:  $\varepsilon_1 = 2,5$  М,  $\omega_1 = 2,34$  эВ,  $\sigma_x = 5 \cdot 10^{-4}$ ,  $\sigma_y = 10^{-4}$ , база и радиус коллиматора -  $L = 18$  м,  $R = 2$  см.

На рис. 1,2 приведены результаты расчётов для циркулярно поляризованного лазерного света для поляризации начального электрона  $\lambda = +1$ ;  $-1$  соответственно, для разных величин точности

измерения энергии конечного фотона, определяемых дисперсией  $\sigma_{\omega}$ . Видно, что увеличение дисперсии  $\sigma_{\omega}$  приводит к появлению систематического отклонения величины поляризации конечного фотона от рассчитанных для  $\sigma_{\omega} = 0$  значений. Указанный эффект должен учитываться при интерпретации результатов прецизионных экспериментов, планирующихся на базе использования циркулярно поляризованных фотонных пучков.

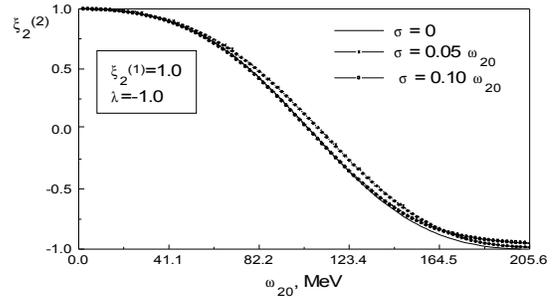


Рис. 1. Зависимость  $\xi_2^{(2)}$  от  $\omega_{20}$  при  $\lambda = +1,0$ .

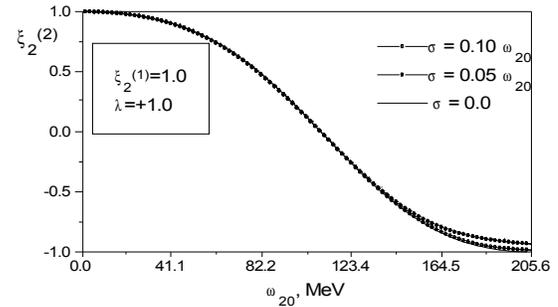


Рис. 2. Зависимость  $\xi_2^{(2)}$  от  $\omega_{20}$  при  $\lambda = -1,0$ .

## Литература

1. Арутюнян Ф.Р., Туманян В.А. ЖЭТФ, 44, 2100 (1963).
2. Harutyunian F.R., Tumamian V.A. PRL, 4, 176(1963).
3. Milborn R.H. PRL, 10, 75 (1963).
4. Fano U. J. Opt. Soc. Am. 39, 859(1949).
5. Ахиезер Ф.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. Физматгиз, М., 1959, 656 с.; 1969, 624 с.
6. Берестецкий В.Б. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Релятивистская квантовая теория, часть 1. Изво "Наука", М., 1968, 480 с.
7. Babusci B., Giordano G., Matone G. INFN-Laboratory Nazionali di Frascati, Italy. Preprint LNF-95/004(IR), 1995.
8. Sessler A.M. Physics today. 5, 48(1998).
9. Гринчишин Я.Т. ЯФ, 36, 1450 (1982).

Статья поступила: в редакцию 25 мая 1998 г.,  
в издательство 1 июня 1998 г.