Б.18

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

34

В.Н.Байер, А.И.Мильштейн, Р.Ж.Шайсултанов

РАСЩЕПЛЕНИЕ ФОТОНА В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

ПРЕПРИНТ 85-123

НОВОСИБИРСК

РАСЩЕПЛЕНИЕ ФОТОНА В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Н.Байер, А.И.Мильштейн, Р.Ж.Шайсултанов

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрен процесс расщепления фотона в сильном электромагнитном поле общего вида (когда оба полевых инварианта отличны от нуля). Найдены явные выражения для всех амплитуд процесса при произвольных значениях параметров. Приведено выражение для сечения процесса в условиях поглощения фотона. Получено представление амплитуд в квазиклассическом приближении. Приведен анализ возможности наблюдения процесса в поле осей монокристалла.

PHOTON SPLITTING IN A STRONG ELECTROMAGNETIC FIELD

V.N.Baier, A.I.Milstein and R.J.Shaisultanov

A b s t r a c t

A process of photon splitting has been considered in the electromagnetic field of general type, when both field invariants do not vanish. A treatment is based on the operator diagram technique. Explicit expressions are found for all amplitudes T of the process for arbitrary values of the parameters (Eqs. (2.16)-(2.18), (2.15), (2.10), (2.11)). In the case when there is only a magnetic or only an electric field the expressessions for amplitudes T become comparatively simple (Eq.(3.5)). The expression for the process cross section taking into account photon absorption has been presented (Eqs. (3.2),(3.3)). The representation of amplitudes T in a quasiclassical approximation is given (Eqs. (3.7),(3.8)). The quantities $|T|^2/\omega$ entering the process cross section are shown in Fig.2-4 in the region of its maximum where they are of most interest. Real and imaginary parts of the refractive indices are analysed in the quasiclassical approximation. (Fig.5, Eqs.(3.12)-(3.15). The analysis of the feasibility of the process observation in the field of the single crystal axes is carried out.

I. Введение

Как известно, виртуальное рождение и аннигиляция электрон-позитронных пар индуцируют нелинейное самодействие электромагнитного поля. Характерным процессом нелинейной квантовой электродинамики является рассеяние света на свете. Во внешних полях становятся возможными также расщепление фотона на два фотона ($\gamma \to \gamma_1 + \gamma_2$) и отклонение (когерентное рассеяние) фотона ($\gamma \to \gamma'$). Для малых энергий фотона ($\omega \ll m$) процесс расщепления может быть рассмотрен с использованием эффективного лагранжиана Гейзенберга-Эйлера (см.напр., [I] , §§ I29,I30). Для произвольных энергий фотона и напряженностей поля необходимо проводить точный (по полю) расчет. Расщепление фотона в постоянном и однородном внешнем поле рассматривалось в работах [2-6], там же имеются ссылки на более ранние работы, оказавшиеся ошибочными. В работе Билянницких-Бируля [2] и Адлера и др. [3] расщепление фотона рассмотрено с применением эффективного лагранжиана Гейзенберга-Эйлера, в [3] получены также правила отбора по поляризациям, в частности с учетом дисперсии. Адлер [4] провел детальный анализ процесса во внешнем магнитном поле и получил амплитуду разрешенного перехода для общего случая произвольной энергии фотона, выражение для этой амплитуды оказалось очень громоздким,что затрудняет ее дальнейшее использование. В рассмотрении использовалась функция Грина электрона во внешнем магнитном поле в представлении собственного времени Швингера [7]. Папанян и Ритус [5,6] провели рассмотрение расщепления фотона в т.н. скрещенном поле $\vec{E} \perp \vec{H}$, $E = H$, также с использованием функции Грина электрона в представлении собственного времени.

В общем случае вероятность расщепления фотона зависит от трех безразмерных инвариантов ж)

$$\frac{E}{E_0} = \frac{e}{m^2}\left(\sqrt{\mathcal{F}^2+\mathcal{G}^2}-\mathcal{F}\right)^{1/2}, \quad \frac{H}{H_0} = \frac{e}{m^2}\left(\sqrt{\mathcal{F}^2+\mathcal{G}^2}+\mathcal{F}\right)^{1/2},$$

$$\varkappa = \frac{e}{m^3}\sqrt{|F_{\mu\nu}k^\nu|^2} \qquad \text{(I.I)}$$

ж) Используется система единиц $\hbar = c = I$, метрика: $ab = a^0b^0 - \vec{a}\vec{b}$, $\alpha = e^2/4\pi$, m – масса электрона.

где

$$\mathcal{F} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\vec{E}^2 - \vec{H}^2);$$

$$\mathcal{G} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}\overset{*}{F}{}^{\mu\nu} = (\vec{E}\vec{H}), \quad \overset{*}{F}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}F^{\alpha\beta}; \qquad (I.2)$$

есть полевые инварианты; E_0, H_0 — критическое поле квантовой электродинамики

$$H_0 = \frac{m^2}{e} = 4{,}41 \cdot 10^{13}\ Э,$$

$$E_0 = \frac{m^2}{e} = 1{,}32 \cdot 10^{16}\ В/см \qquad (I.3)$$

Поля E и H в (I.I) есть электрическое и магнитное поле в специальной системе отсчета, где $\vec{E} \parallel \vec{H}$. Если инварианты H/H_0, E/E_0 малы по сравнению с единицей и зависящим от энергии фотона инвариантом $\varkappa$, то ими можно пренебречь, что эквивалентно переходу к случаю скрещенного поля (или квазиклассическому приближению, см. [8], стр.68). Для применимости результатов, полученных в постоянном и однородном поле, необходимо, чтобы поле мало менялось на длине (за время) формирования процесса. Для рассматриваемого процесса длина формирования [8]

$$\ell_f \sim \min\left(\frac{1}{m}\frac{E_0}{E}, \frac{1}{m}\frac{H_0}{H}\right) \qquad (I.4)$$

Расщепление фотона в кулоновском (существенно неоднородном) поле рассмотрено в работе [9].

В настоящей работе получено общее выражение для амплитуды расщепления фотона на два фотона в постоянном и однородном внешнем электромагнитном поле при любых значениях инвариантов (I.I). Для этого использована операторная диаграммная техника, развитая Катковым, Страховенко и одним из авторов [10]. Оказалось, что решение этой (технически весьма громоздкой) задачи тогда удается существенно упростить. Полученные амплитуды в частном случае $\mathcal{G}=0$, когда есть только магнитное (или электрическое) поле оказались заметно более компактными, чем найденные в [4]. Более того, общий ответ также компактней, чем приведенный в [4].

Обсуждаемый процесс представляет не только общетеоретический интерес. Имеется ряд конкретных предложений по его наблюдению. В работах [3,4] он рассматривался как возможный механизм

образования линейно поляризованных фотонов в полях пульсаров (при условии, что поля пульсаров $H \sim H_0$). Предлагалось также наблюдать этот процесс при взаимодействии жестких (десятки ГэВ) фотонов с лазерной волной [5]. В этой работе анализируется еще одна возможность – наблюдение расщепления фотона в полях осей (или плоскостей) монокристалла. К настоящему времени довольно детально исследовано рождение электрон-позитронных пар фотонами большой энергии (см.,напр.,[11]), где установлено, что если угол влета фотона (угол между импульсом $\vec{k}$ и осью) $\vartheta_0 \ll V_0/m$, где V_0 – масштаб потенциала оси, то применимо приближение постоянного поля. Выполнен уже первый эксперимент по рождению пар в поле оси [12]. Точно также, хотя с вероятностью параметрически в $(\alpha/\pi)^2$ раз меньшей, будет идти процесс расщепления фотона. Поскольку поля осей в монокристаллах составляют $10^{10} \div 10^{11}$ В/см, то для достижения $\varkappa \gtrsim 50$ (где эффект максимален) необходимы энергии фотонов масштаба 100 – 1000 ГэВ.

II. Вычисление амплитуды расщепления фотона

Рассмотрим амплитуду расщепления фотона ($K \to K_1 + K_2$) в постоянном и однородном электромагнитном поле $F_{\mu\nu}$, для которого $K = K_1 + K_2$, на массовой оболочке $k_1^2 = k_2^2 = k^2 = 0$, $k = (\omega, \vec{k})$ и т.д. Строго говоря, во внешнем электромагнитном поле имеет место дисперсия, иными словами фотон приобретает массу, зависящую от его поляризации. Эта масса определяется из поляризационного оператора в данном поле (см.[13, 10]). Однако приобретаемая масса оказывается малой и сказывается фактически на правилах отбора по поляризации. Этот вопрос будет проанализирован ниже. В силу сказанного, анализ можно проводить (ср.[1–5]) на массовой оболочке в т.н. коллинеарном приближении ($\vec{k} \parallel \vec{k}_1 \parallel \vec{k}_2$); тогда полезно ввести единичный вектор ($\vec{\lambda}^2 = 1, \lambda^2 = 0$)

$$\lambda = \frac{k}{\omega} = \frac{k_1}{\omega_1} = \frac{k_2}{\omega_2} \qquad (2.I)$$

Рассмотрение удобно выполнить в специальной системе отсчета, где $\vec{H} \parallel \vec{E}$ (значение полей E и H в этой системе даются формулами (I.I),(I.2). Выберем общее направление этих векторов в качестве оси 3 декартовой системы координат. Тогда тензор поля может быть представлен в виде (см.[14]):

$$F_{\mu\nu} = C_{\mu\nu}E + B_{\mu\nu}H \qquad (2.2)$$

Здесь

$$C_{\mu\nu}=g_\mu^0 g_\nu^3-g_\mu^3 g_\nu^0\ ,\quad B_{\mu\nu}=g_\mu^2 g_\nu^1-g_\mu^1 g_\nu^2, \tag{2.3}$$

где $g_{\mu\nu}$ – метрический тензор.

Мы используем операторную диаграммную технику, развитую в работе [IO]. Амплитуду процесса в низшем порядке теории возмущений по взаимодействию с фотонами, изображаемую диаграммой на рис.I, где двойная линия есть пропагатор электрона во внешнем поле, запишем в виде *)

$$T_1=-e^3 Sp\langle 0|\hat e\,\frac{1}{\hat{\mathcal P}-m}\,\hat e_1^*\,\frac{1}{\hat{\mathcal P}+\hat k_1-m}\,\hat e_2^*\,\frac{1}{\hat{\mathcal P}+\hat k-m}|0\rangle \tag{2.4}$$

где $\hat{\mathcal P}=\gamma^\mu(i\partial_\mu-eA_\mu)$, A_μ – вектор-потенциал внешнего поля, $e^\mu=e^\mu(k)$, $e^\mu(k_n)=e_n^\mu$ – вектора поляризации фотонов. К амплитуде (2.4) надо добавить амплитуду $T_2=T_1(k_1\leftrightarrow k_2,\ e_1\leftrightarrow e_2)$, $T=T_1+T_2$. В рамках используемого подхода основная задача состоит в вычислении среднего по состояниям $x=0$: $\langle 0|\ldots|0\rangle$, содержащего внутри совокупность некоммутирующих операторов $\mathcal P_\mu$, а процедура вычисления основывается на замкнутости алгебры операторов $[\mathcal P_\mu,\mathcal P_\nu]=-ieF_{\mu\nu}$. Однако непосредственное применение правил операторной диаграммной техники [IO] к вычислению амплитуды (2.4) приводит к чрезвычайно громоздким выражениям. Поэтому существенным элементом этой работы является преобразование выражения (2.I). Проведем квадрирование электронных пропагаторов и используем тождества

$$\hat e_2^*(\hat{\mathcal P}+\hat k+m)=-(\hat{\mathcal P}+\hat k_1-m)\hat e_2^*+\hat e_2^*\hat k_2+2(e_2^*\mathcal P)+2(e_2^*k_1),$$

$$\hat e_1^*(\hat{\mathcal P}+\hat k_1+m)=-(\hat{\mathcal P}-m)\hat e_1^*+\hat e_1^*\hat k_1+2(e_1^*\mathcal P) \tag{2.5}$$

тогда амплитуда (2.4) запишется в виде:

$$T_1=-e^3 Sp\Big[\langle 0|\hat e\hat{\mathcal P}\frac{1}{\hat{\mathcal P}^2-m^2}(\hat e_1^*\hat k_1+2(e_1^*\mathcal P))\frac{1}{(\hat{\mathcal P}+\hat k_1)^2-m^2}\cdot$$

$$\cdot(\hat e_2^*\hat k_2+2(e_2^*\mathcal P))\frac{1}{(\hat{\mathcal P}+\hat k)^2-m^2}|0\rangle-\langle 0|\hat e\hat{\mathcal P}\frac{1}{\hat{\mathcal P}^2-m^2}\hat e_1^*\hat e_2^*\frac{1}{(\hat{\mathcal P}+\hat k)^2-m^2}|0\rangle-$$

---

*) Заметим, что формула (2.I) в [IO] выписана для случая, когда все фотоны являются входящими, фактор $(2\pi)^{-4}$ мы включили в определение среднего $\langle 0|\ldots|0\rangle$.

$$-\langle 0|\hat e\hat e_1^*\frac{1}{\hat{\mathcal P}^2-m^2}(\hat e_2^*\hat k_2+2(e_2^*\mathcal P))\frac{1}{(\hat{\mathcal P}+\hat k)^2-m^2}|0\rangle\Big], \tag{2.6}$$

где опущены члены с нечетным числом γ – матриц, учтено, что в коллинеарном приближении $e_ik_j=0$.
Целью проведенного преобразования было уменьшение числа γ-матриц в членах с оператором $\mathcal P_\mu$ в числителе, которые дают наиболее громоздкий вклад в амплитуду процесса. В результате выражение для амплитуды (2.6), несмотря на кажущееся усложнение, заметно упростилось и дальнейшие вычисления можно проводить непосредственно с помощью правил диаграммной техники [IO].

Приведем явные выражения для средних встречающихся в настоящем расчете после проведения экспоненциальной параметризации пропагаторов

$$(N,N_\mu,N_{\mu\nu},N_{\mu\nu\lambda})=\langle 0|(1,\mathcal P_\mu,\mathcal P_\mu\mathcal P_\nu,\mathcal P_\mu\mathcal P_\nu\mathcal P_\lambda)\Theta|0\rangle \tag{2.7}$$

где

$$\Theta=e^{i\mathcal P^2 s_1}e^{i(\mathcal P+k_1)^2 s_2}e^{i(\mathcal P+k)^2 s_3} \tag{2.8}$$

Введем обозначения, позволяющие заметно упростить запись выражений:

$$y=eEt_3\ ,\ y_{1,2}=eE(2t_{1,2}-t_3),\ y_3=y+y_1-y_2\ ;$$
$$x=eHt_3\ ,\ x_{1,2}=eH(2t_{1,2}-t_3),\ x_3=x+x_1-x_2\ ; \tag{2.9}$$

где $t_1=s_1$, $t_2=s_1+s_2$, $t_3=s_1+s_2+s_3$. Величина N была вычислена в [IO] (2.43),(2.47)

$$N=-iRe^{i\Psi},\ R=R_ER_H,\ R_E=\frac{eE}{4\pi\,\mathrm{sh}\,y},\ R_H=\frac{eH}{4\pi\sin x}; \tag{2.IO}$$

здесь фаза

$$\Psi=\Psi_E+\Psi_H,$$

$$\Psi_E=\frac{\sigma^2}{2eE\,\mathrm{sh}\,y}\left[(\omega^2-\omega_1\omega_2)\mathrm{ch}\,y-\omega\omega_1\mathrm{ch}\,y_1-\omega\omega_2\mathrm{ch}\,y_2+\omega_1\omega_2\mathrm{ch}\,y_3\right], \tag{2.II}$$
$$\Psi_H=\frac{\sigma^2}{2eH\sin x}\left[(\omega^2-\omega_1\omega_2)\cos x-\omega\omega_1\cos x_1-\omega\omega_2\cos x_2+\omega_1\omega_2\cos x_3\right],$$

где $\sigma^2 = \lambda C^2 \lambda = \lambda B^2 \lambda = 1 - \lambda_z^2$.

Величины N_μ, $N_{\mu\nu}$, $N_{\mu\nu\lambda}$ выражаются через N согласно формулам (2.26) - (2.28), (2.I4), (2.46) [I0]

$$N_\mu = Q_\mu N, \quad N_{\mu\nu} = \left[Q_\mu Q_\nu - i\,\mathcal{U}^{-1}_{\nu\mu}\right] N,$$

$$N_{\mu\nu\lambda} = \left[Q_\mu Q_\nu Q_\lambda - iQ_\mu \mathcal{U}^{-1}_{\lambda\nu} - iQ_\nu \mathcal{U}^{-1}_{\lambda\mu} - iQ_\lambda \mathcal{U}^{-1}_{\nu\mu}\right] N;$$

$$Q_\mu = -\left[\mathcal{U}^{-1}\left(\mathcal{U}(t_3-t_1)k_1 + \mathcal{U}(t_3-t_2)k_2\right)\right]_\mu, \tag{2.I2}$$

$$\mathcal{U} \equiv \mathcal{U}(t_3), \quad \mathcal{U}(s) = \frac{e^{-2eFs} - 1}{eF}$$

Процедура вычисления амплитуды (2.6) состоит в экспоненциальной параметризации электронных пропагаторов, преобразовании выражений с использованием формул

$$e^{is\mathcal{P}^2}\mathcal{P}_\mu e^{-is\mathcal{P}^2} = \left(e^{-2eFs}\mathcal{P}\right)_\mu, \quad e^{\frac{i}{2}e\sigma F s}\gamma_\mu e^{-\frac{i}{2}e\sigma F s} = \left(\gamma e^{2eFs}\right)_\mu, \tag{2.I3}$$

где $\sigma F = \sigma^{\mu\nu}F_{\nu\mu}$, $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$, вычислении следов матриц и последующей подстановки формул (2.7)-(2.I2). Второй и третий член в (2.6) содержит только два электронных пропагатора и соответствующие формулы можно получить из общей, обратив в нуль один из параметров s_k.

Для вычисления амплитуды расщепления фотона для случая произвольных поляризаций достаточно найти две амплитуды:

$$T_{B\to CC}: \quad e_\mu = \frac{(\lambda B)_\mu}{\sigma}, \quad e_{1\mu} = e_{2\mu} = \frac{(\lambda C)_\mu}{\sigma};$$

$$T_{C\to CC}: \quad e_\mu = e_{1\mu} = e_{2\mu} = \frac{(\lambda C)_\mu}{\sigma}; \tag{2.I4}$$

все остальные амплитуды получаются из этих с помощью замен частот и полей:

$$T_{C\to BC} = T_{B\to CC}\,(\omega \leftrightarrow -\omega_1), \tag{2.I5}$$

$$T_{C\to BB} = T_{B\to CC}\,(E \leftrightarrow iH, \sigma \to i\sigma),$$

$$T_{B\to BC} = T_{C\to BB}\,(\omega \leftrightarrow -\omega_2),$$

$$T_{B\to BB} = T_{C\to CC}\,(E \leftrightarrow iH, \sigma \to -i\sigma).$$

В результате довольно громоздких вычислений получаем для амплитуды

$$T_{\left(\substack{B\to CC\\ C\to CC}\right)} = -4ie^3\sigma^3 \int_0^\infty dt_3 \int_0^{t_3} dt_2\,(-iR)\,e^{-im^2 t_3} \cdot \tag{2.I6}$$

$$\cdot\left\{\int_0^{t_2} dt_1\, e^{i\Psi} I_{\left(\substack{B\to CC\\ C\to CC}\right)} + \frac{2i}{\sigma^2} I^{(0)}_{\left(\substack{B\to CC\\ C\to CC}\right)}\right\},$$

где для перехода $B \to CC$

$$I_{B\to CC} = \frac{1}{\sin x}\left[(\omega_1\cos x_1 + \omega_2\cos x_2)\cos x - \omega\right]\left[\frac{2ieE\,\mathrm{cth}\,y}{\sigma^2}\,\mathrm{ch}\,y_3 + g\omega_1\omega_2\right] +$$

$$+ \omega(\omega_1^2 f_1 + \omega_2^2 f_2) + \omega\omega_1\omega_2 f_3 + \omega_1\omega_2(\omega_1\cos x_1 + \omega_2\cos x_2)\,\mathrm{ch}\,y_3\sin(x_2 - x_1);$$

$$I^{0}_{B\to CC} = \frac{1}{\sin x}\,\omega\,\mathrm{ch}\,y\,\sin^2\tfrac{1}{2}(x - x_2)\,e^{i\Psi_1(\omega)}, \quad \Psi_1(\omega) = \Psi_1^E(\omega) + \Psi_1^H(\omega), \quad \Psi_1^E(\omega) = \frac{\sigma^2\omega^2(\mathrm{ch}\,y - \mathrm{ch}\,y_2)}{2eE\,\mathrm{sh}\,y},$$

$$\Psi_1^H(\omega) = \frac{\sigma^2\omega^2(\cos x - \cos x_2)}{2eH\sin x}; \quad f_1 = \frac{(\mathrm{ch}\,y_3 - \mathrm{ch}\,y_2)}{\mathrm{sh}\,y}\left[\sin x_1\,\mathrm{sh}\,y_1 + \frac{(1 - \cos x\cos x_1)(1 - \mathrm{ch}\,y\,\mathrm{ch}\,y_1)}{\sin x\,\mathrm{sh}\,y}\right],$$

$$f_2 = f_1(x_1 \leftrightarrow x_2, y_1 \leftrightarrow y_2), \quad f_3 = \sin x_1\,\mathrm{ch}\,y_1 + \frac{\sin x_1\,\mathrm{sh}\,y_1}{\mathrm{sh}\,y}(\mathrm{ch}\,y - \mathrm{ch}\,y_2) + \frac{(\mathrm{ch}\,y_3 - \mathrm{ch}\,y_2)}{\sin x\,\mathrm{sh}^2 y}\cdot$$

$\cdot(1 - \cos x\cos x_2)(1 - \mathrm{ch}\,y\,\mathrm{ch}\,y_1)$ + члены $(x_1 \leftrightarrow -x_2,\ y_1 \leftrightarrow -y_2)$,

$$g = \frac{1}{\mathrm{sh}^2 y}\left[2\,\mathrm{ch}\,y_3 - \mathrm{ch}\,y(1 + \mathrm{ch}^2 y_3)\right] + \mathrm{ch}\,y_3\cos(x_2 - x_1);$$

а для перехода $C \to CC$ (2.I7)

$$I_{C\to CC} = \omega\omega_1\omega_2\left(\mathrm{sh}\,y_1\cos x_1 + \frac{\cos x_3\,\mathrm{sh}(y_2 - y_1)}{2\,\mathrm{ch}\,y}\right) + \frac{1}{\mathrm{sh}^2 y}\left[\mathrm{ch}\,y(\omega_1\mathrm{ch}\,y_1 +\right.$$

$$\left. + \omega_2\mathrm{ch}\,y_2) - \omega\right]\left[\cos x\,\mathrm{ch}\,y(\omega_1\omega_2 + h_1 h_2) - \omega_1\omega_2\cos x_3\,\mathrm{ch}\,y_3 -\right.$$

$$\left. - 2\omega_1 h_1\cos x\,\mathrm{sh}\,y\right] + \omega\omega_1\left(\cos x_1\,\mathrm{ch}\,y_1 - \frac{\cos x}{\mathrm{ch}\,y}\right) - 2ieE\omega_1\frac{\cos x}{\mathrm{sh}^2 y}(\mathrm{ch}\,y_3 - \mathrm{ch}\,y_2).$$

$$\cdot(2\,\mathrm{ch}\,y\,\mathrm{ch}\,y_1-1)+\text{члены}\quad(x_1\leftrightarrow -x_2,\ y_1\leftrightarrow -y_2,\ \omega_1\leftrightarrow\omega_2);$$

$$I^{(0)}_{C\to CC}=\frac{\cos x}{\mathrm{sh}\,y}\,\mathrm{sh}^2\frac{1}{2}(y-y_0)\left(\omega e^{i\Psi_1(\omega)}-\omega_1 e^{i\Psi_1(\omega_1)}-\omega_2 e^{i\Psi_1(\omega_2)}\right),$$

$$h_1=\frac{1}{\mathrm{sh}\,y}(\omega_2\,\mathrm{ch}\,y+\omega_1\,\mathrm{ch}\,y_3-\omega\,\mathrm{ch}\,y_2),$$

$$h_2=\frac{1}{\mathrm{sh}\,y}(\omega_1\,\mathrm{ch}\,y+\omega_2\,\mathrm{ch}\,y_3-\omega\,\mathrm{ch}\,y_1). \tag{2.I8}$$

Амплитуды (2.I6)-(2.I8) с учетом соотношений (2.I5) исчерпывают задачу о расщеплении фотона в однородном и постоянном электромагнитном поле при произвольных значениях инвариантов (I.I).

Перейдем к обсуждению дисперсионных эффектов, обусловленных появлением у фотона массы во внешнем поле. Распространение фотона во внешнем поле описывается уравнением Дайсона, которое мы запишем в форме

$$\left(\kappa^2_{(\lambda)}g_{\mu\nu}-\Pi_{\mu\nu}\right)e^{\nu}_{(\lambda)}=0\qquad(\lambda=I,\overline{II},\overline{III},\overline{IV}) \tag{2.I9}$$

где $e^{\nu}_{(\lambda)}$ - соответствующие векторы поляризации, $\kappa^2_{(\lambda)}$ - масса фотона, $\Pi_{\mu\nu}$ - поляризационный оператор в данном поле. Решение этого уравнения, соответствующие физическим поляризациям, можно представить в виде

$$e^{\mu}_{I}=\frac{1}{\sqrt{1+a^2}}\left((\lambda B)^{\mu}+a(\lambda C)^{\mu}\right), \tag{2.20}$$

$$e^{\mu}_{\overline{II}}=\frac{1}{\sqrt{1+a^2}}\left(-a(\lambda B)^{\mu}+(\lambda C)^{\mu}\right)$$

где явные выражения для $\kappa^2_{I,\overline{II}}$ и a приведены в [10]. Отметим, что когда имеется только магнитное поле (E = 0), то $a\to 0$, а когда только электрическое (H = 0), то $a\to\infty$.

$$E=0\qquad e^{\mu}_{I}=(\lambda B)^{\mu},\ e^{\mu}_{\overline{II}}=(\lambda C)^{\mu}; \tag{2.2Ia}$$

$$H=0\qquad e^{\mu}_{I}=(\lambda C)^{\mu},\ e^{\mu}_{\overline{II}}=-(\lambda B)^{\mu}. \tag{2.2Iб}$$

В коллинеарном приближении вероятность процесса расщепления фотона в единицу времени выражается через его амплитуду следующим образом (до порога рождения пар):

$$dW=\frac{1}{32\pi}|T|^2\frac{d\omega_1}{\omega^2}\vartheta\left(\frac{\kappa^2}{\omega}-\frac{\kappa_1^2}{\omega_1}-\frac{\kappa_2^2}{\omega_2}\right) \tag{2.22}$$

Правила отбора по поляризациям следуют, в частности, из входящей в это выражение ϑ -функции. Принято использовать показатель преломления n, определяемый соотношением

$$\kappa^2_{(\lambda)}=\omega^2(1-n^2_{(\lambda)}) \tag{2.23}$$

тогда для разрешенных переходов должно выполняться соотношение

$$\omega_1 n_1^2+\omega_2 n_2^2-\omega n^2\geqslant 0 \tag{2.24}$$

Здесь n_1 и n_2 показатели преломления для частот ω_1 и ω_2, зависящие от поляризации фотона.

Приведем еще асимптотики амплитуд (2.I6)-(2.I8) для относительно слабых полей и малых энергий фотонов:

$$T_{B\to CC}=a_0\sigma^3H(13H^2-2E^2), \tag{2.25}$$

$$T_{C\to CC}=a_0\sigma^3E(39H^2+24E^2),\quad a_0=\frac{e^6\omega\omega_1\omega_2}{315\pi^2m^8}$$

Остальные амплитуды получаются из этих с помощью правил (2.I5). В магнитном поле (E = 0) эти амплитуды переходят в найденные в работе [3] . Как отмечалось, при анализе процесса следует использовать физические поляризации (2.20). В рассматриваемом случае $e_I\backsim F\lambda$, $e_{\overline{II}}\backsim F^*\lambda$ и, если от амплитуд (2.25) перейти к амплитудам в терминах e_I, $e_{\overline{II}}$, то получим

$$T_{I\to\overline{II}\,\overline{II}}=13a_0\left(\frac{\varkappa}{\omega}\right)^3,\quad T_{I\to II}=24a_0\left(\frac{\varkappa}{\omega}\right)^3 \tag{2.26}$$

где $\varkappa$ определено в (I.I), эти формулы справедливы при $\varkappa\ll 1$.

Наконец, если подставить асимптотики амплитуд в выражение для вероятности (2.22) (без учета ϑ -функции!), усреднить по поляризациям начальных фотонов и просуммировать по поляризациям конечных, то получим выражение для вероятности, содержащееся в [2], [5].

III. Расщепление фотона в магнитном или электрическом поле

Перейдем к обсуждению важного частного случая, когда имеется только магнитное поле ($\vec{E}=0$), или только электрическое поле ($\vec{H}=0$). Как известно [1,3], в магнитном поле имеется два типа правил отбора. Первый тип обусловлен CP инвариантностью электромагнитного взаимодействия. В терминах поляризаций (2.21а) (при $\vec{E}=0$) CP разрешенными переходами являются

$$e_{I} \to e_{II} e_{II}, \quad e_{I} \to e_{I} e_{I}, \quad e_{II} \to e_{I} e_{II} \tag{3.1}$$

Три других перехода (например, $e_{II} \to e_{I} e_{I}$) запрещены. Эти правила отбора справедливы, естественно, при любых энергиях. Второй тип связан с выполнением условия (2.24). В области применимости рассмотрения с использованием эффективного лагранжиана в [1-3] показано, что из переходов (3.1) соотношению (2.24) удовлетворяет только переход $e_{I} \to e_{II} e_{II}$. С использованием дисперсионных соотношений в [4] показано, что этот вывод сохраняется при всех $\omega < 2m$. При $\omega > 2m$ открывается канал рождения пар фотоном во внешнем поле. Это приводит к тому, что показатель преломления (см. (2.23)) приобретает мнимую часть. В результате пространственная компонента волнового вектора фотона приобретает отрицательную мнимую часть и падающая волна затухает по мере распространения в поле. В силу этого интеграл по координате вдоль $\vec{k}$ следует брать в конечных пределах и имеет смысл говорить о вероятности расщепления фотона после прохождения длины L в поле $dW(L)$ (анализ этих вопросов содержится также в [6]). Выражение для $dW(L)$, которое следует теперь использовать вместо (2.22) имеет вид

$$dW(L) = \frac{1}{32\pi} |T|^2 \frac{d\omega_1}{\omega^2} \varrho(L) \tag{3.2}$$

где

$$\varrho(L) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{1 + e^{-2\gamma L} - 2e^{-\gamma L}\cos((\beta - x)L)}{\gamma^2 + (\beta - x)^2} dx \tag{3.3}$$

$$\beta = Re\left(\frac{\kappa^2}{\omega} - \frac{\kappa_1^2}{\omega_1} - \frac{\kappa_2^2}{\omega_2}\right), \quad \gamma = -Jm\left(\frac{\kappa^2}{\omega} + \frac{\kappa_1^2}{\omega_1} + \frac{\kappa_2^2}{\omega_2}\right).$$

В пределе, когда $\gamma L \ll 1$, $\beta L \gg 1$ (поглощение фотона пренебрежимо мало, эффект рассматривается на больших длинах L) $\varrho(L) \to L\,\vartheta(\beta)$ и тогда $dW(L) = L\,dW$ (см. (3.2) и (2.22)) в соответствии с определением dW как вероятности процесса на единицу длины (времени). В другом предельном случае $\gamma L \gg 1$ (эффект в условиях сильного поглощения)

$$\varrho(L) = \frac{1}{\pi\gamma}\left(\frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg}\frac{\beta}{\gamma}\right) \tag{3.4}$$

и в пределе $|\beta/\gamma| \to \infty$ $\varrho(L) \to \frac{1}{\gamma}\vartheta(\beta)$. Отсюда видно, что только в пределе $\gamma \to 0$ функция $\varrho(L) \propto \vartheta(\beta)$ и имеют место правила отбора, основанные на неравенстве (2.24). В общем же случае функция $\varrho(L) \neq 0$ не зависимо от знака β и, следовательно, возможны все переходы (3.1).

Амплитуды расщепления фотона, справедливые при любых полях H и энергиях фотона ω, следуют из (2.17), (2.18), (2.15), если там проделать переход $E \to 0$ (естественно, что более простой вывод следует из (2.6), если туда непосредственно подставить средние (2.7), (2.12), вычисленные в магнитном поле). Для получения явного вида амплитуд в магнитном поле следует в (2.16) подставить (см. (2.10), (2.17)).

$$R \to \frac{1}{4\pi} R_H, \quad \Psi \to \Psi_H + \Psi_0, \quad \Psi_0 = \frac{\sigma^2}{t_3}\Big[\omega\omega_1 t_1(t_1 - t_3) + \omega\omega_2 t_2(t_2 - t_3) - \omega_1\omega_2(t_1 - t_2)(t_1 - t_2 + t_3)\Big];$$

для перехода $I \to II\,II$:

$$I_{B\to CC} \to I^{H}_{I\to II\,II} = \frac{2i}{\sigma^2 t_3 \sin x}\Big[\cos x(\omega_1\cos x_1 + \omega_2\cos x_2) - \omega\Big] + \frac{4\omega_1\omega_2}{\sin x}\sin^2\frac{1}{2}(x_2 - x_1)\Big[\omega_1\sin^2\frac{1}{2}(x_1 + x_3) + \omega_2\sin^2\frac{1}{2}(x_2 - x_3)\Big], \tag{3.5}$$

$$\Psi_1(\omega) \to \frac{\sigma^2\omega^2 t_2(t_3 - t_2)}{t_3} + \Psi_1^{H}(\omega),$$

в $\overset{\circ}{I}_{B\to CC}$ надо положить $ch\gamma$ =I. Полученное выражение существенно проще, чем приведенное в работе Адлера [4] (формула (2.5)). Амплитуда перехода $II\to I\,II$ $T^H_{II\to I\,II}$ следует из (3.5) заменой : $T^H_{II\to I\,II} = T^H_{I\to II\,II}(\omega \leftrightarrow -\omega_1)$ (см.(2.I5)), а амплитуда перехода $I \to I\,I$ следует из $T_{C\to CC}$ (2.I6), (2.I8): $T^H_{I\to II} = T_{C\to CC}(E \leftrightarrow iH, \sigma\to i\sigma)$, после чего следует положить $E=0$

В случае, когда имеется только электрическое поле (H=0), в терминах поляризаций (2.2Iб) CP разрешенными остаются переходы (3.I). Амплитуда перехода $T^E_{I\to II\,II}$ следует из (3.5) заменой $(E\to iH, \sigma\to i\sigma)$, амплитуда $II\to I\,II$ получается из $T^E_{I\to II\,II}$ с помощью замены $(\omega \leftrightarrow -\omega_1)$, а амплитуда перехода $T^E_{I\to I\,I}$ получается из (2.I6), если $R\to \frac{1}{4\pi}R^E$, $\psi\to\psi_E+\psi_0$, в (2.I8) следует проделать переход $H\to 0$ (все $\cos\alpha$, $\cos\alpha_n \to 1$).

Вычисления с применением полученных амплитуд $T^H(T^E)$, ввиду их сравнительной простоты, оказывается не слишком сложным и они могут быть использованы для расчета расщепления фотона при $H\sim H_0, E\sim E_0$ и $\omega \gtrsim 2m$

В этой работе мы хотим проанализировать расщепление фотона в монокристаллах. Учитывая, что H = 0 и $\vec{k}\perp\vec{E}$ имеем из (I.I)

$$\varkappa \Rightarrow \frac{\omega}{m}\frac{E}{E_0} \qquad (3.6)$$

где E - электрическое поле на данном расстоянии от оси (плоскости). Как уже отмечалось, для достижения области $\varkappa \gtrsim$ I, где эффект расщепления максимален, энергии фотона должны быть очень велики $\omega \gg m$. Таким образом, мы должны рассмотреть квазиклассическое приближение в электрическом поле. Проведя стандартные разложения (см.,напр., [I4]) в амплитудах T^H или T^E имеем для амплитуд в квазиклассическом приближении:

$$T_Q = \frac{e^3}{4\pi^2} m\varkappa \int_0^\infty dt \int_0^1 dt_2 \left[\int_0^{t_2} dt_1\, e^{i\varphi_Q} I_Q + I_Q^{(0)} e^{-it}\right], \qquad (3.7)$$

$$\varphi_Q = -t+\varphi\,,\ \varphi = -\frac{\varkappa^2 t^3}{3}\left[\nu_1 t_1^2(1-t_1)^2 + \nu_2 t_2^2 (1-t_2)^2 - \nu_1\nu_2 (t_2-t_1)^2 (t_1-t_2+1)^2\right],$$

где для поляризаций (2.2Iб)

$$I_Q^{I\to II\,II} = i(1+\eta) - 4\varkappa^2 t^3 \nu_1\nu_2 (t_2-t_1)^2 \left(\nu_1 t_1^2 + \nu_2 (1-t_2)^2\right),$$

$$I_Q^{(0)I\to II\,II} = -2it_2^2 e^{i\varphi_0};$$

$$I_Q^{I\to I\,I} = i\left[8t_1(1-t_2) - 1 + \eta\right] - \frac{\varkappa^2 t^3}{2}\Big\{2\nu_1\nu_2(t_1-t_2)\big[(2t_1-1)(2t_2-1) + 1 + 2(t_1+t_2-1)(\eta_1-\eta_2)\big] + (1+\eta)\big[2\nu_1\nu_2(t_2-t_1)(t_1-t_2+1) + \eta_1\eta_2\big]\Big\},$$

$$I_Q^{(0)I\to II} = -2it_2^2\left[e^{i\varphi_0} - \nu_1 e^{i\nu_1^2\varphi_0} - \nu_2 e^{i\nu_1^2\varphi_0}\right]. \qquad (3.8)$$

В (3.7), (3.8) использованы обозначения

$$\nu_{1(2)} = \frac{1}{\omega}\omega_{1(2)}\,,\quad \eta = \nu_1(1-2t_1)^2 + \nu_2(1-2t_2)^2,$$

$$\eta_{1(2)} = 2\left[\nu_{1(2)}(t_1-t_2)(t_1-t_2+1) + t_{2(1)}(1-t_{2(1)})\right] \qquad (3.9)$$

$$\varphi_0 = -\frac{\varkappa^2 t^3}{3} t_2^2 (1-t_2)^2.$$

Третья амплитуда следует из (3.7), (3.8) в соответствии с (2.I5):

$$T_Q^{II\to I\,II} = T_Q^{I\to II\,II}(\omega \leftrightarrow -\omega_1) \qquad (3.I0)$$

Другое представление квазиклассических амплитуд получено в [5]. Полученные здесь выражения для T_Q , на наш взгляд, являются более компактными. При $\varkappa \ll 1$ имеем из (3.5)-(3.I0) известные выражения (см.[I-5] ср.также с (2.26))

$$T_Q^{I\to II\,II} = T_Q^{II\to I\,II} = \frac{13e^3m}{315\pi^2}\,\varkappa^3\nu_1\nu_2\,, \qquad (3.11)$$

$$T_Q^{I\to I\,I} = \frac{24e^3m}{315\pi^2}\,\varkappa^3\nu_1\nu_2$$

При $\varkappa \gg 1$ асимптотики амплитуд T_Q согласуются с полученными в [5].

Амплитуды (3.7)-(3.10) вычислялись численно в области $\varkappa \gtrsim 1$, где их величина достигает максимального значения. На рис.2,3,4 приведены графики величины $|T|^2/\omega$ для переходов I → II II, I → I I, для которых распределение по ν_1 симметрично при замене $\nu_1 \leftrightarrow \nu_2$, и для перехода II → I II, где такой симметрии нет. Величина $|T|^2/\omega$ отложена в единицах $\xi = \frac{4\alpha^3}{\pi}\frac{eE}{m}$. Наборы частот, для которых построены графики, приведены в подписях к рисункам. Если значение параметра $\varkappa$ в точке максимума указанной величины обозначить через $\varkappa_m$, то $\varkappa_m \simeq 80$ для $I\to II\,II$, $\varkappa_m \simeq 30$ для $I\to I\,I$ и $\varkappa_m \simeq 200$ для $II\to I\,II$. Видно, что вероятность перехода $II\to I\,II$ всегда мала по сравнению с остальными, а в области своего максимума доминирует переход $I\to II\,II$. Заметим еще, что выход на асимптотический режим при $\varkappa \gg 1$ всех приведенных амплитуд происходит крайне плавно, так что асимптотики оказываются применимыми только при очень больших значениях параметра $\varkappa$.

Величину $|T|^2/\omega$ следует подставить в формулу (3.2). Для нахождения вероятности процесса необходимо знать еще функцию $\rho(L)$ (3.3). Для нахождения ее следует прежде всего найти β и γ (3.3), т.е. вещественную и мнимую часть показателя преломления (см.(2.23)). В общем случае следует использовать результаты, полученные в [10]. В квазиклассическом приближении выражения для показателя преломления содержатся в [8] (ср. также [15]):

$$n^2_{I,II} = 1 + \frac{\alpha}{12\pi}\left(\frac{eE}{m^2}\right)^2 g_{I,II} \qquad (3.12)$$

где

$$g_{I,II} = -\int_0^1 d\sigma\, a_{I,II} \int_0^\infty ds\, s \exp\left(-i\left[s + \frac{\varkappa^2 f^2 s^3}{48}\right]\right), \qquad (3.13)$$

$$a_I = f\left(2 - \frac{f}{2}\right),\quad a_{II} = f(2+f)\,,\quad f = 1 - \sigma^2$$

При $\varkappa \ll 1$ имеем (см.[1, 8]):

$$g_I = \frac{16}{15}\,,\quad g_{II} = \frac{28}{15} \qquad (3.14)$$

а при $\varkappa \gg 1$ функции $g_{I,II}$ падают (см.[8])

$$g_{I,II} = \frac{c_0}{\varkappa^{4/3}}\, e^{2i\pi/3}\, b_{I,II}\,, \qquad (3.15)$$

$$b_I = 2,\; b_{II} = 3,\; c_0 = \frac{4\cdot 6^{2/3}\Gamma^2(2/3)}{7}\frac{\sqrt{\pi}}{\Gamma(7/6)} \simeq 6{,}6$$

Графики вещественной и мнимой частей функций $g_{I,II}$ приведены на рис.5. Вычислив показатель преломления (3.12) получаем β и γ (3.3), после чего можно найти $\rho(L)$ при любых значениях параметров, выбор которых диктуется условиями эксперимента. Заметим, что β и γ зависят от $\nu_{1(2)}$.

Полезно рассмотреть область $\gamma L \gg 1$, которая дает оценку вероятности расщепления сверху (относительно реалистических условий эксперимента). В этой области $\rho(L)$ дается элементарной формулой (3.4). Особенно просто провести анализ при $\varkappa \gg 1$. В этом случае

$$\gamma_{I\to II\,II} = \frac{\sqrt{3}\,\alpha}{12\pi}\, c_0\, \frac{eE}{m}\, \frac{1}{\varkappa^{1/3}}\left[1 + \frac{3}{2}\left(\nu_1^{-1/3} + \nu_2^{-1/3}\right)\right] \qquad (3.16)$$

с ростом $\varkappa$ γ падает: $\gamma \propto \varkappa^{-1/3}$. Поскольку в этой области $|T|^2/\omega \propto \varkappa^{-1/3}$, то $dW(L)$ (3.2) стремится к конечному пределу при асимптотически больших значениях $\varkappa \gg 1$. Этот результат нетрудно понять: действительно, длина, на которой фотоны еще не поглотились в силу рождения пар растет $\propto \varkappa^{1/3}$ и за счет этого эффективного удлинения области, где идет процесс расщепления фотона, вероятность $W(L)$ оказывается (как функция энергии) константой:

$$W_{I\to II\,II}(L) \simeq 0{,}15\,\frac{\alpha^2}{\pi^2}\,,\quad W_{I\to I\,I}(L) \simeq 0{,}024\,\frac{\alpha^2}{\pi^2} \qquad (3.17)$$

IУ. Заключение

Как отмечалось во введении, при $\vartheta_0 \ll \frac{V_0}{m}$ процесс фоторождения пары в полях осей (или плоскостей) можно рассматривать в приближении постоянного (по длине формирования) поля. Это означает, что процесс разыгрывается на данном расстоянии от оси ϱ (для определенности ниже обсуждается осевой случай). Поле оси $E=0$ при $\varrho=0$ достигает максимального значения при $\varrho \sim u_1$ (u_1 - амплитуда тепловых колебаний) и затем падает. Поэтому для получения вероятности в монокристалле необходимо провести интегрирование $S^{-1}\int d^2\varrho\, W(\varrho)$, где S - площадь поперечного сечения, приходящегося на одну ось. При $\vartheta_0 \gg V_0/m$ имеет место когерентное рождение пар, т.е. применимо борновское приближение. Развита общая теория рождения пар, применимая при любых углах ϑ_0 и переходящая в пределах в упомянутые выше случаи [16,17] .

Зависимость от угла влета фотона вероятности расщепления фотона в обсуждаемой квазиклассической области ($E/E_0 \ll 1$) совершенно аналогична описанной выше для вероятности фоторождения пар. Следовательно, при $\vartheta_0 \ll V_0/m$ применимы формулы, полученные в разделе Ш. Область применимости борновского приближения обсуждалась в [18] .

Рассмотрим возможность наблюдения расщепления фотона в монокристаллах. Следует иметь в виду, что в отличие от случая магнитного поля, где при $\varkappa \ll 1$ процесс расщепления фотона может являться доминирующим (фоторождение пар подавлено экспоненциально) и для наблюдения его достаточно было бы взять достаточно большие пробеги, в монокристаллах наряду с рождением пар в поле осей идет также процесс фоторождения пар на отдельных ядрах (механизм Бете-Гайтлера). Поэтому при постановке эксперимента по расщеплению фотонов в монокристаллах следует учитывать следующие обстоятельства: I. Длина пробега фотонов должна не превышать радиационную длину (не учитывая технических сложностей, связанных с изготовлением больших монокристаллов). 2.Эксперимент будет ставиться в условиях поглощения (т.е. надо использовать формулы (3.2), (3.3)), основной процесс поглощения - фоторождение пар в поле осей (или по механизму Бете-Гайтлера). 3. В этих условиях нужно учитывать, вообще говоря, все амплитуды процесса. 4. Для получения максимальной величины эффекта необходимо ставить эксперимент при энергии, где величина $W_{\gamma\to\gamma\gamma}$ лежит вблизи своего максимального значения (напомним, что при этом доминирует переход $I \to II\, II$). 5. Основным фоновым процессом будет излучение фотонов частицами родившейся пары $\gamma \to e^+e^- \to e^+\gamma e^-\gamma$ в случае, когда фотоны уносят почти всю энергию частиц. Для подавления этого фона также необходимо брать пробег фотона в кристалле меньше радиационной длины. 6. Радиационная длина при движении электронов и фотонов вблизи кристаллических осей при обсуждаемых энергиях в 10-100 раз меньше (в зависимости от вещества и оси), чем в соответствующем аморфном веществе [16,17]. 7. Так же как в случае рождения пар наряду с расщеплением фотона в поле оси будет идти также расщепление фотона на отдельных ядрах /9/,вероятность которого мы обозначим $W^{\gamma\to\gamma\gamma}_{ядро}$.Отношение $r^{\gamma\to\gamma\gamma} \equiv W^{\gamma\to\gamma\gamma}_{поле}/W^{\gamma\to\gamma\gamma}_{ядро}$ может существенно превышать I только в области максимума $W^{\gamma\to\gamma\gamma}_{поле}$.Так что и с этой точки зрения эффект можно выделить только в этой области. 8.В области максимума величины $|T|^2/\omega$ параметр $\varkappa \gg 1$.При этом,как видно из Рис.5, $\mathrm{Im}\, g_{I,II} \gg \mathrm{Re}\, g_{I,II}$.Нетрудно видеть,что при выполнении этих условий и для $\gamma L \ll 1$ (поглощение фотона мало) в (3.2),(3.3) функция $g(L)=L$,и тогда $dW(L)/L$ есть стандартная вероятность.Заметим,что в этом предельном случае выражение для вероятности процесса не содержит ϑ -функции. 9.Для получения конкретных оценок мы использовали потенциал оси в форме принятой в /11,16,17/.Расчет проводился для вольфрама (ось $\langle 111 \rangle$,T = 77°K) при энергии ω = 400 ГэВ. При этом условии $r^{\gamma\to\gamma\gamma} \simeq 1{,}3$,но при увеличении энергии $r^{\gamma\to\gamma\gamma}$ в вольфраме может превышать 2.В других веществах,например в германии (при энергии,соответсвующему максимуму вероятности $|T|^2/\omega$) величина $r^{\gamma\to\gamma\gamma}$ может превышать 10.При указанных условиях $W^{\gamma\to\gamma\gamma}_{поле}/W^{\gamma\to e^+e^-}_{поле} \simeq 0{,}3\, \alpha^2/\pi^2$,отметим,что $W^{\gamma\to e^+e^-}_{поле}$ в вольфраме превышает вероятность рождения пар на отдельных ядрах в 10 раз.

Литература

I. В.Б.Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. Квантовая электродинамика, Наука, Москва, I980.

2. Z.Bialynicka-Birula, I.Bialynicki-Birula. Phys. Rev. 1970, D2, 2341.

3. S.L.Adler, J.N.Bahcall, C.G.Callan, M.N.Rosenbluth. Phys. Rev. Lett. 1970, 25, 1061.

4. S.L.Adler. Ann. of Phys. 1971, 67, 599.

5. В.О.Папанян, В.И.Ритус. ЖЭТФ, I97I, 6I, 223I.

6. В.О.Папанян, В.И.Ритус. ЖЭТФ, I973, 65, I756.

7. J.Schwinger. Phys. Rev. , I95I, 82, 664.

8. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.С.Фадин. Излучение релятивистских электронов, Атомиздат, I973.

9. V.N.Baier, V.S.Fadin, V.M.Katkov, E.A.Kuraev. Phys. Lett. 1974, 49B, 385.

I0. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко. ЖЭТФ, I975, 68, 405.

II. V.N.Baier, V.M.Katkov, V.M.Strakhovenko. Phys. Lett. 1984, 104A, 231.

I2. A.Belcacem, G.Bologna, M.Chevallier et al. Phys. Rev. Lett. 1984, 53, 2371; erratum 1985, 54, 852.

I3. И.А.Баталин, А.Е.Шабад. ЖЭТФ, I97I, 60, 894.

I4. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко ЖЭТФ, I974, 67, 453.

I5. V.I.Ritus. Ann. of Phys. 1972, 69, 555.

I6. V.N.Baier, V.M.Katkov and V.M.Strakhovenko. Phys. Lett. 1985, 109A, 179.

I7. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко. Препринт ИЯФ 85-79, Новосибирск, I985.

I8. С.М.Дарибян, К.А.Испирян. Материалы XIУ Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц. Издательство МГУ, I985, стр.III.

Подписи к рисункам

Рис.I. Диаграмма расщепления фотона во внешнем электромагнитном поле.

Рис.2. Величина $|T|^2/\omega$ для перехода I→II II в единицах $\xi = \frac{4\alpha^3}{\pi}\frac{eE}{m}$. Кривая I для $\nu_1 = \nu_2 = 0,5$, кривая 2 для $\nu_1 = 0,35$, $\nu_2 = 0,65$; кривая 3 для $\nu_1 = 0.2$, $\nu_2 = 0,8$.

Рис.3 То же, что на рис.2 для перехода I→I I.

Рис.4. То же, что на рис.2 для перехода II→I II.

Рис.5. Графики функций $g_{I,II}$, кривая I − $\mathrm{Re}\, g_{II}$, кривая 2 − $\mathrm{Re}\, g_{I}$, кривая 3 − $\mathrm{Im}\, g_{II}$, кривая 4 − $\mathrm{Im}\, g_{I}$.

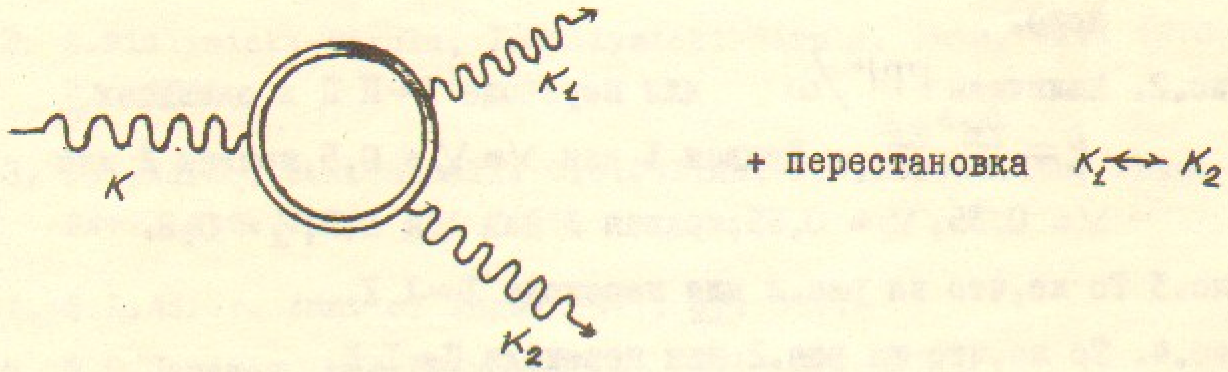

Рис.I

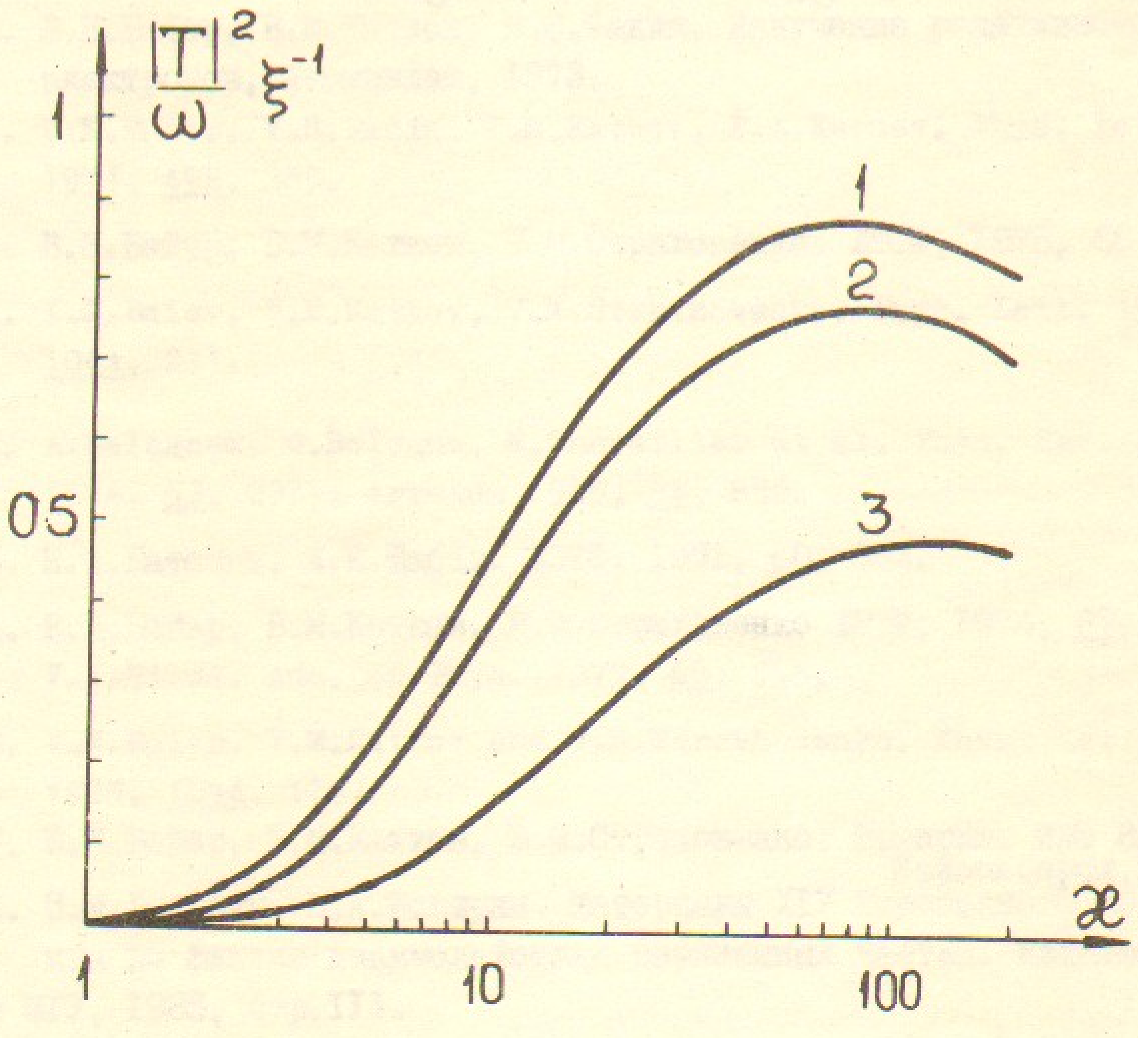

Рис.2

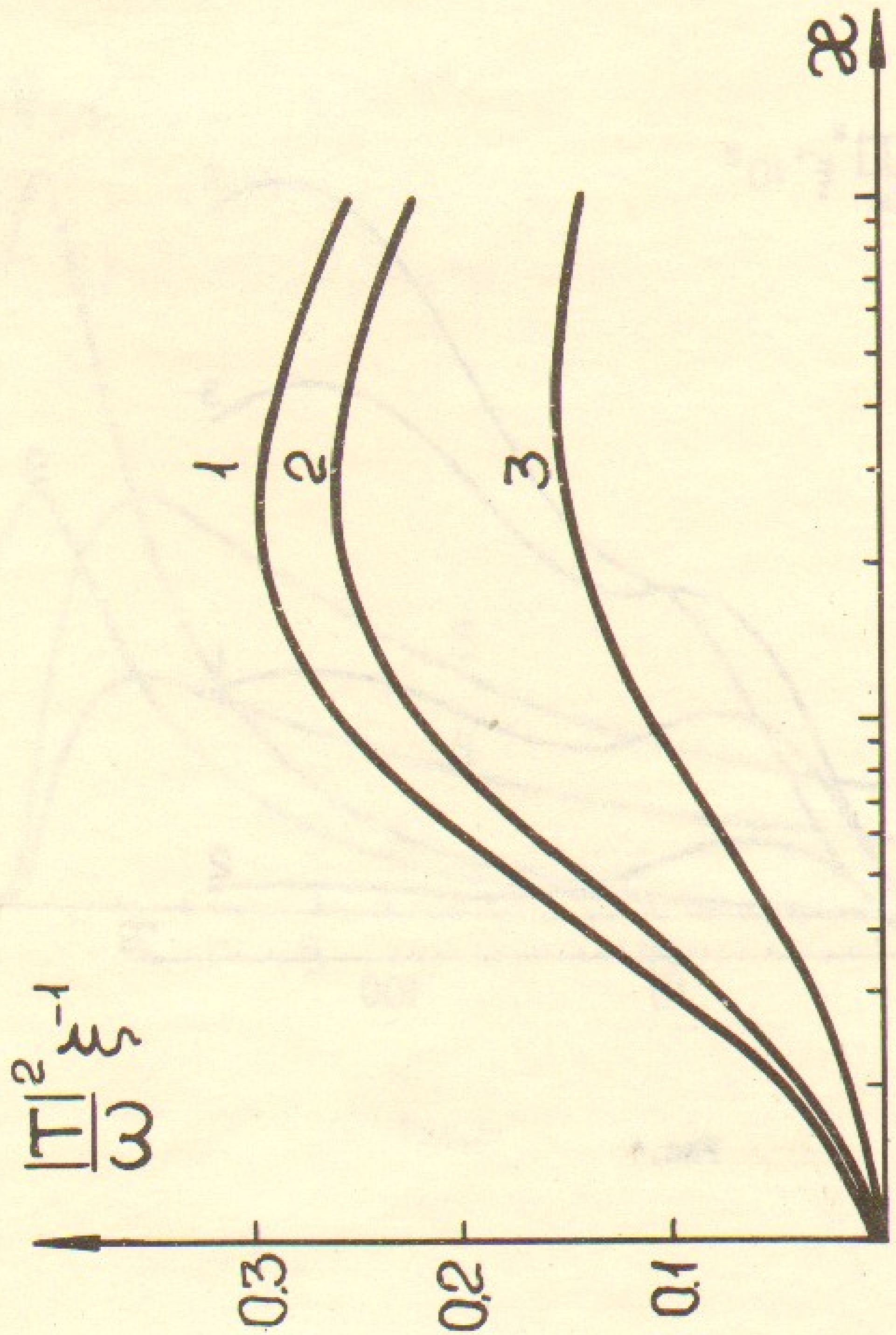

Рис.3

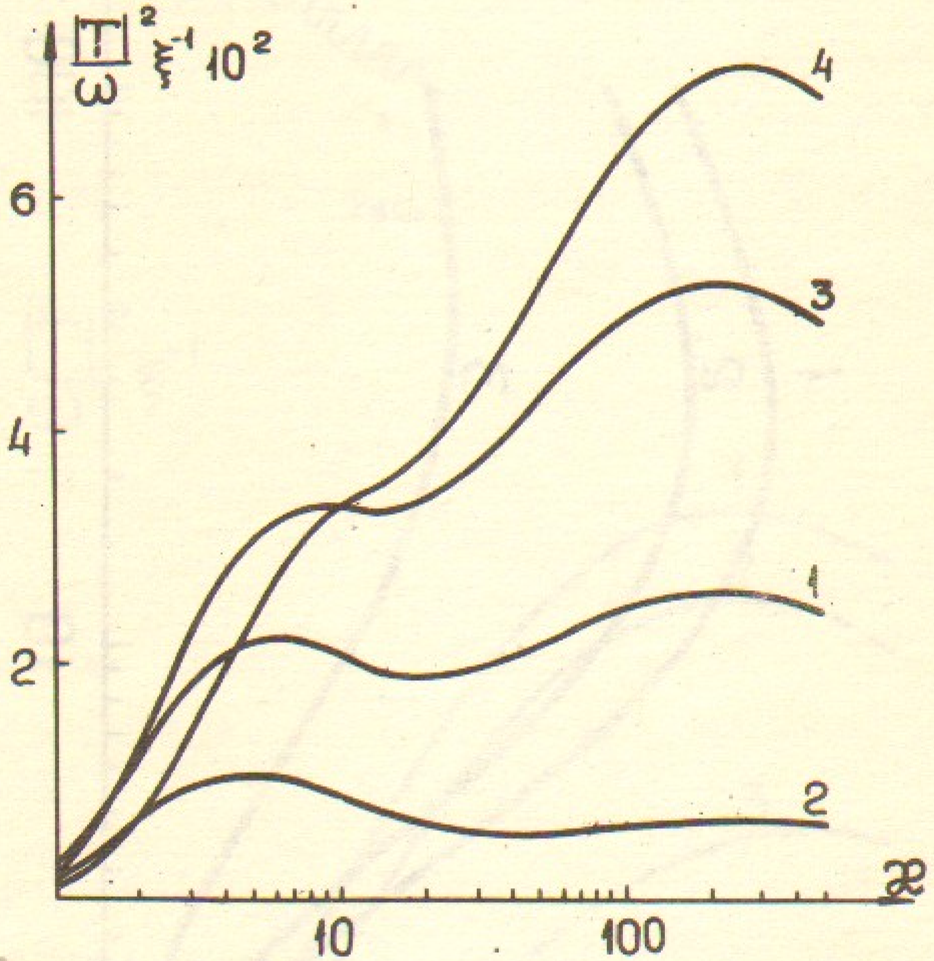

Рис.4

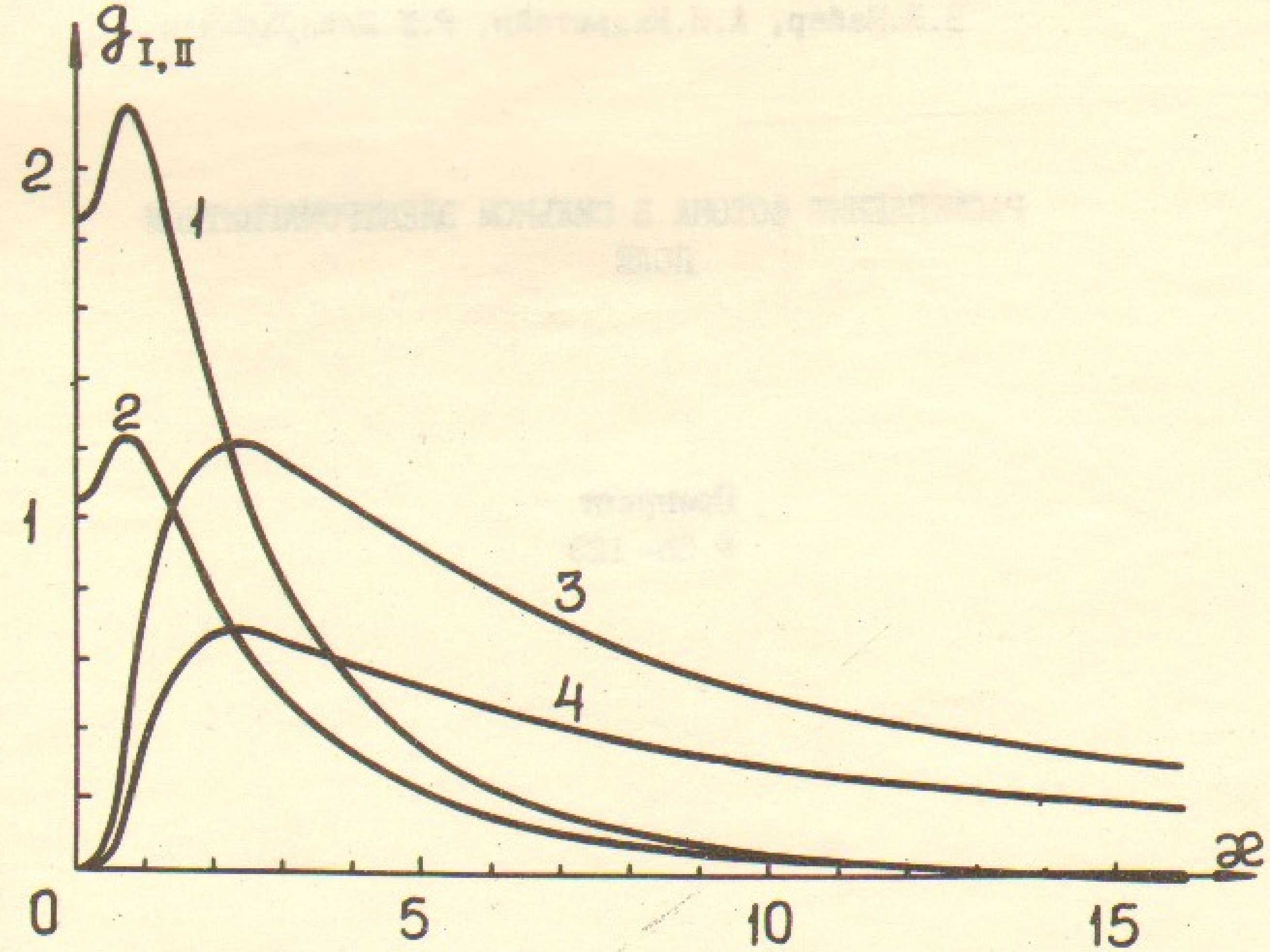

Рис.5

В.Н.Байер, А.И.Мильштейн, Р.Ж.Шайсултанов

РАСЩЕПЛЕНИЕ ФОТОНА В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Препринт
№ 85- I23

Работа поступила - I июля 1985 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 9.09-I985 г. МН 0673I
Формат бумаги 60x90 I/I6 Усл.I,8 печ.л., I,5 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № I23.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90