Препринт ЕФИ-914(65)-86

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Р.А.МЕЛИКЯН

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

ЦНИИатоминформ

ЕРЕВАН-1986

Նախնատիպ ԵФИ-914(65)-86

Ռ.Ա.ՄԵԼԻՔՅԱՆ

ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՈՒՄԸ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ԴԱՇՏՈՒՄ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Դիտարկված է էլեկտրոնների բևեռացման հնարավորությունը շրջանաձև բևեռացված էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտում՝ հաստատուն, համասեռ մագնիսական դաշտի ուղղությամբ տարածվող, էլեկտրոնների փոքր լայնական և մեծ երկայնական իմպուլսի դեպքում: Ցույց է տրված, որ ալիքի ինտենսիվության մեծ արժեքների, ալիքի բևեռացման որոշակի ուղղության դեպքում, ինչպես նաև ալիքի և ցիկլոտրոնային հաճախության միջև որոշակի հարաբերակցության առկայությամբ, կարելի է ստանալ էլեկտրոնային փնջի բևեռացման երևույթ՝ էլեկտրոնների լայնական հարթության մեջ պտտման մի քանի պարբերության տևողության և առանց փնջի լայնական չափերի նկատելի փոփոխության հետ մեկտեղ:

Երևանի Ֆիզիկայի ինստիտուտ
Երևան 1986

Preprint ЕФИ-914(65)-86

R.A.MELIKYAN

POLARIZATION OF ELECTRONS IN THE ELECTROMAGNETIC WAVE FIELD IN THE PRESENCE OF MAGNETIC FIELD

The possibility of electrons polarization in the field of circularly polarized electromagnetic wave at its propagation along the direction of constant homogeneous magnetic field discussed for the case of small transverse and large longitudinal momenta of electrons. It is shown that for large values of the wave intensity, definite direction of wave propagation as well as definite value of the ratio of wave cyclotron frequences, the effect of electron beam polarization can be obtained during several periods of electron revolution in the transverse plane without notable charge in transverse dimensions of the beam.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1986

Препринт ЕФИ-914(65)-86

УДК.539.12.539.124.185:538.56

Р.А.МЕЛИКЯН

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассматривается возможность поляризации электронов в поле циркулярно-поляризованной электромагнитной волны, распространяющейся по направлению постоянного однородного магнитного поля в случае малых поперечных и больших продольных импульсов электронов. Показано, что при больших значениях интенсивности волны, определенном направлении поляризации волны, а также при определенном соотношении между частотой волны и циклотронной частотой, можно получить эффект поляризации электронного пучка за время нескольких периодов вращения электрона в поперечной плоскости и без заметного изменения поперечных размеров пучка.

Ереванский физический институт

Ереван 1986

Получение поляризованных электронов в процессе отражения света от ускоренных электронов , основанное на зависимости комптоновского рассеяния от начальной поляризации электрона, малоэффективно и не нашло практического применения из-за большого разброса по энергиям и степени поляризации электронов, увеличения поперечных размеров пучка или потери числа частиц в пучке [I] .

В работе рассматривается возможность поляризации электронов, движущихся в поле циркулярно-поляризованной волны, распространяющейся по направлению постоянного однородного магнитного поля в случае малых поперечных ($P_{\perp}$) и больших продольных импульсов (P_{z}) электронов.

Отметим, что аналогичная задача исследовалась в работе [2], с использованием решения уравнения Дирака для указанных полей[3], в случае $P_{z}=0$. В то же время использование факторизованного по спиновым состояниям решения уравнения Дирака для рассматриваемых полей [4] позволяет существенно упростить анализ спиновых явлений.

В работе показано, что при больших значениях параметра интенсивности волны, определенном направлении поляризации волны, а также при определенном соотношении между частотой волны и циклотронной частотой, можно получить эффект поляризации электронного пучка за время порядка нескольких периодов вращения электрона в поперечной плоскости, без заметного изменения поперечных размеров пучка.

2. Внешние поля будем описывать классическим вектор-потенциалом $A(x) = A^B(x) + A^W(x)$, где $A^B(\vec{x}_\perp) = (0, -\frac{B}{2}y, \frac{B}{2}x, 0)$ — вектор-потенциал постоянного и однородного магнитного поля $\vec{B}$, направленного по оси z, а монохроматическая циркулярно-поляризованная волна, распространяющаяся вдоль $\vec{B}$, описывается потенциалом

$$A^W = a\,(0, [illegible]),$$

где [illegible] — соответствует правой или левой поляризации волны.

Решение уравнения Дирака в поле [illegible], найденное в [4], имеет вид

$$\Psi(x) = \exp[-i(f_v v + f_u u)]\left[1 + \frac{[illegible]}{2(\ldots)}(\vec{\gamma}\vec{A}_\perp)\right]\Phi(u, \vec{x}_\perp), \qquad (1)$$

где $\Phi(u, \vec{x}_\perp)$ удовлетворяет уравнению

$$\left[\gamma_u f_v + \gamma_v f_u - m + \gamma_v\left(\frac{i\partial}{\partial u} - \frac{\vec{\pi}_\perp^{\,2}}{2f_v} - \frac{|e|B}{2f_v}\Sigma^3\right)\right]\Phi(u, \vec{x}_\perp) = 0. \qquad (2)$$

Здесь $\hbar = c = 1$, $\vec{\pi}_\perp = \vec{P}_\perp + |e|\vec{A}_\perp$, $f_v = (f^0 - f^3)/\sqrt{2}$, $f_u = (f^0 + f^3)/\sqrt{2}$ — произвольные постоянные, $\Sigma^3 = -\gamma^0\gamma^3\gamma^5$, γ^μ — матрицы Дирака, $\gamma_u = (\gamma^0 + \gamma^3)/\sqrt{2}$, $\gamma_v = (\gamma^0 - \gamma^3)/\sqrt{2}$, $\gamma_v^2 = \gamma_u^2 = 0$, $\gamma_v\gamma_u + \gamma_u\gamma_v = 2$.

Важным вопросом является разделение решения (1) на электронные и позитронные состояния. Для этого заметим, что без ограничения общности можем наложить на постоянные f_v и f_u одно дополнительное условие

$$2f_v f_u = f^2 = (f^0)^2 - (f^3)^2 = m^2. \tag{3}$$

Отсюда следует, что

$$f^0 = \frac{2f_v^2 + m^2}{2\sqrt{2}\, f_v}. \tag{4}$$

Если предположить, что $A(x) \to 0$ при $x \to \infty$, то $\Psi(x)$ переходит в плоскую волну, а f^0 и f^3 имеют смысл энергии и компоненты импульса электрона вдоль оси Z при отсутствии внешних полей. Из (4) видно, что знаки f^0 и f_v всегда совпадают. Поэтому области изменений f_v в пределах $[0,\infty]$ - отвечает электронному состоянию, а область $[-\infty, 0]$ позитронному состоянию [5].

После замены

$$\Phi(u,\vec{x}_\perp) = \exp\left[\frac{iu}{2f_v}(2f_u f_v - m^2 - |e|\cdot B\,\zeta)\right]\cdot \chi(u,\vec{x}_\perp)\, U_{f,\zeta}, \tag{5}$$

где $U_{f,\zeta}$ - постоянный биспинор, из (2) имеем

$$\left(\frac{i\partial}{\partial u} - \frac{\vec{\pi}_\perp^{\,2}}{2f_v}\right)\chi(u,\vec{x}_\perp) = 0\,,$$
$$\Sigma^3 U_{f\zeta} = \zeta U_{f,\zeta}\,, \qquad [(\gamma, f) - m]\, U_{f,\zeta} = 0\,, \tag{6}$$

т.е. $U_{f,\zeta}$ - удовлетворяет уравнению для свободного электрона и является собственной функцией спинового оператора Σ^3 с собственным значением $\zeta = \pm 1$.

Решение уравнения (6) имеет вид

$$\chi(u,\vec{x}_\perp)=\exp\left[-\frac{ie^2}{2f_v}\cdot\int A_L^2(u)du-i\sqrt{2}\int Re(\alpha_0 \sigma_a)du-iE_n u\right]\mathcal{F}_{f,n,s}(u,\vec{x}_\perp) \quad (7)$$

где

$$\alpha_0=\frac{|e|}{f_v}\sqrt{\beta_1}\left[A_y^L(u)-iA_x^L(u)\right],\quad \beta_1=\frac{|e|\cdot B}{2},\quad E_n=\frac{m}{f_v}\omega_c\left(n+\frac{1}{2}\right),\quad \omega_c=\frac{|e|B}{m},$$

$$\sigma_a=\xi\sqrt{2}\,\frac{f_u}{\Delta}\sqrt{\frac{\omega_c}{m}}\exp(-i\Omega u),\quad \Omega=\sqrt{2}g\omega,\quad \Delta=\omega-g\omega_c\cdot 2\alpha,\ \alpha=\frac{f_u}{\sqrt{2}m},\quad \beta=\xi\frac{2\alpha}{\Delta},$$

$$\mathcal{F}_{f,n,s}(u,\vec{x}_\perp)=\exp\left[-i\beta_1\beta(x\sin\Omega u-y\cos\Omega u)\right]\phi_{n,s}(x-\beta\cos\Omega u,\, y-\beta\sin\Omega u),$$

$n = 0,1,2,\ldots$ главные квантовые числа. Функции $\phi_{n,s}(x,y)$ в цилиндрических координатах (φ, r) имеют вид

$$\phi_{n,s}(x,y)=N_{n,s}\cdot\exp(i\ell\varphi)\,I_{n,s}(\eta)$$

$$I_{n,s}(\eta)=(n!\,s!)^{-1/2}\exp\left(-\frac{\eta}{2}\right)\cdot\eta^{\frac{n-s}{2}}L_s^{n-s}(\eta).$$

Здесь $\eta=\beta_1 r^2$ – безразмерная переменная, $N_{n,s}$ – нормировочный множитель, $L_m^k(\eta)$ – присоединенный полином Лагерра, $s = 0, 1, 2,\ldots$ – радиальные квантовые числа, $\ell = n-s = 0,1,2,\ldots$ – – орбитальные квантовые числа, определяющее значение углового момента вдоль направления магнитного поля. Свойства функций $I_{n,s}(\eta)$ исследованы в [6].

Таким образом, из (1), (5), (7) для волновой функции электрона получим выражение

$$\Psi(x)=e^{-iqx}\left[1+\frac{(\kappa\gamma)}{2(\kappa f)}(\vec{\gamma}\,\vec{\pi}_\perp)\right]\cdot U_{f,\zeta}\cdot\mathcal{F}_{f,n,s}(u,\vec{x}_\perp). \quad (8)$$

Согласно определению квазиимпульса [7], в состоянии $\Psi(x)$ электрон обладает квазиимпульсом q^μ с отличными от нуля компонентами q^0 и q^3

$$q^\mu = f^\mu + \frac{\kappa^\mu m^2}{2(\kappa f)}\left[\xi^2\frac{\omega}{\Delta} + \frac{\omega_c}{m}(2n+1+\zeta)\right].$$

Отсюда имеем

$$q_v = \frac{q^0 - q^3}{\sqrt{2}} = f_v\,,\quad q_u = \frac{q^0+q^3}{\sqrt{2}} = f_u\left[1+\xi^2\frac{\omega}{\Delta} + \frac{\omega_c}{m}(2n+1+\zeta)\right],$$

$$q^2 = (q^0)^2 - (q^3)^2 = 2q_v q_u = m_*^2 = m^2\left[1+\xi^2\frac{\omega}{\Delta} + \frac{\omega_c}{m}(2n+1+\zeta)\right].$$

Нормировочный множитель $N_{n,s}$ находим из условия $\int d^3x\,\Psi^*(x)\Psi(x)=1$, учитывая, что

$$\int_0^\infty d\eta\, I^2_{n,s}(\eta) = 0$$

и принимая нормировку $\bar{u}_{f,\zeta}\cdot u_{f,\zeta} = 2m$,

$$N_{n,s} = \left(\frac{\beta_1}{2\pi L_z f_0}\right)^{1/2}\cdot\left\{1+\frac{f_u}{f_u+f_v}\left[\frac{\omega_c}{m}(2n+1+\zeta)+\xi^2\frac{\omega}{\Delta^2}(\omega - g2\alpha\omega_c)\right]\right\}^{-1/2}.$$

2. Излучение, возникающее при взаимодействии с внешними полями, рассчитываем с точным учётом этого взаимодействия, т.е. за начальные и конечные состояния электрона берем волновые функции (8), а взаимодействие с испускаемыми фотонами – как малое возмущение.

Дифференциальная вероятность перехода из состояния q,n,s,ζ в состояние q',n',s',ζ' с излучением фотона 4-импульсом $\varkappa^\mu(\omega',\vec{\varkappa})$, просуммированная по поляризациям конечных фотонов, имеет вид

$$dW = \frac{e^2L_zL_y}{(2\pi)^2}\cdot\frac{d^3\varkappa}{\omega'}\cdot dq'^3\,\delta(q'_v - q_v + \varkappa_v)\cdot\sum_{n',s'}|M_{fi}|^2, \qquad (9)$$

где
$$|M_{fi}|^2=\int du\,du'\exp\left[i(u-u')(q'_u-q_u+æ_u)\right]\cdot\int dx_\perp dx'_\perp\cdot\exp\left[i\vec{æ}_\perp(\vec{x}'_\perp-\vec{x}_\perp)\right]\cdot$$
$$\cdot\mathcal{F}^*_{fns}(u',\vec{x}'_\perp)\mathcal{F}^*_{f'n's'}(u,\vec{x}_\perp)\cdot Sp\left[\rho G^{*\nu}(u',\vec{x}'_\perp)\rho' G_\nu(u,\vec{x}_\perp)\right]\cdot\mathcal{F}_{fns}(u,\vec{x}_\perp)\mathcal{F}_{f'n's'}(u',\vec{x}'_\perp),$$
$$G^\mu(u,x_\perp)=\gamma^\mu+\frac{\gamma^\mu(\kappa\gamma)(\vec{\gamma}\vec{\pi}_\perp)}{2(\kappa f)}-\frac{(\kappa\gamma)}{2(\kappa f')}(\vec{\gamma}\gamma^\mu(\vec{\pi}_\perp-\vec{æ}_\perp))+$$
$$+\frac{\kappa^\mu(\kappa\gamma)}{2(\kappa f)(\kappa f')}\left[\vec{\pi}_\perp^2+\zeta\omega_c m-(\vec{æ}\vec{\pi}_\perp)+i\zeta(\pi^1æ^2-\pi^2æ^1)\right],$$
$$æ_v=(æ^0-æ^3)/\sqrt{2},\qquad æ_u=(æ^0+æ^3)/\sqrt{2}.$$

Здесь произведена замена $d^4x\to dv\,du\,dx\,dy$, $(æx)\to æ_v v+æ_u u-\vec{æ}_\perp\vec{x}_\perp$. ρ,ρ' - поляризационные матрицы плотности соответственно начального и конечного электрона в $U_{f,\zeta}$- состояниях [8].

Для интегрирования выражения (9) по волновому вектору $\vec{æ}$ введем сферические координаты ($|æ|$, ϕ, ϑ). Ввиду аксиальной симметрии поля циркулярно-поляризованной волны и внешнего магнитного поля, вероятность излучения не зависит от азимутального угла ϕ. Поэтому, без ограничения общности, можем положить $\phi=\frac{\pi}{2}$. Тогда $æ_x=0$, $æ_y=\omega'\sin\vartheta$, $æ_z=\omega'\cos\vartheta$,
$$æ_v=\omega'(1-\cos\vartheta)/\sqrt{2},\qquad æ_u=\omega'(1+\cos\vartheta)/\sqrt{2}.$$

Интегрирование по $d^3æ$ и dq'^3 упрощается после замены
$$\frac{d^3æ\,dq'^3}{\omega'}=2\pi\,dæ_u dæ_v\left[1-\frac{\xi^2\omega\omega_c}{4\cdot(\Delta')^2}\cdot\left(\frac{m}{q'_v}\right)^2\cdot\frac{m}{q'_0}\right]\cdot\frac{q'_0}{q'_v}dq'_v.$$

Поляризация электронов возникает в процессе излучения с переворотом спина ($\zeta'=-\zeta$). В этом случае из (9) находим

$$dW=\frac{2e^2}{\pi}L_{\tau}L_v\,d\text{æ}_u\,d\text{æ}_v\,df_v'\,\delta(f_v'-f_v+\text{æ}_v)\cdot\sum_{n',s'}|Q|^2\cdot(ff'-m^2)\frac{q_0}{f_v'}\left[1-\frac{\xi^2\omega\omega_e}{4(\Delta')^2}\left(\frac{m}{q_v'}\right)^2\cdot\frac{m}{q_0'}\right], \qquad (10)$$

где

$$Q=\int du\, e^{iu(q_u'-q_u+\text{æ}_u)}\int dx\,dy\cdot\exp\left(-i\sqrt{2\text{æ}_u\text{æ}_v}\cdot y\right)\cdot\phi^*_{n's'}(x-\beta'\cos\Omega u,\, y-\beta'\sin\Omega u)\cdot$$

$$\cdot\exp\left[i\beta_1(\beta'-\beta)(x\sin\Omega u-y\cos\Omega u)\right]\cdot\phi_{n,s}(x-\beta\cos\Omega u\,,\ y-\beta\sin\Omega u).$$

Точное вычисление последнего интеграла при произвольном значении ϑ ($0\leqslant\vartheta\leqslant\pi$) затруднено. Для приближенного вычисления Q , при произвольном ϑ , произведем замену $x\to x-\beta'\cos\Omega u$, $y\to y-\beta'\sin\Omega u$ и разложим подынтегральное выражение по параметру

$$\sqrt{\beta_1}\cdot|\beta'-\beta|\ll 1. \qquad (11)$$

Тогда, пренебрегая величинами более высокого порядка малости чем $\sqrt{\beta_1}\cdot|\beta'-\beta|$, получим

$$Q=\frac{2\pi^2}{\beta_1}N_{n',s'}N_{n,s}I_{s,s'}(\lambda)\sum_{\nu=-\infty}^{\infty}R_\nu\cdot\delta(q_u'-q_u+\text{æ}_u-\sqrt{2}\,g\omega\nu), \qquad (12)$$

где

$$R_\nu=I_{nn'}(\lambda)\cdot J_\nu(b)+\sqrt{\beta_1}(\beta'-\beta)\left[\sqrt{n}\,I_{n-1,n'}(\lambda)J_{\nu+1}(b)-\sqrt{n+1}\,I_{n+1,n'}(\lambda)\cdot J_{\nu-1}(b)\right],$$

$$\lambda=\text{æ}_u\text{æ}_v/2\beta_1\,,\qquad b=\sqrt{2\text{æ}_u\text{æ}_v}\cdot\beta'.$$

Подставим (12) в (10) и произведем интегрирование по df_v' , $d\text{æ}_u$ используя наличие δ - функций. Для интегрирования по $d\text{æ}_v$ удобно перейти к безразмерной инвариантной величине

$$t = \frac{(\kappa æ)}{(\kappa f')} = \frac{æ_v}{f'_v}.$$

После суммирования по s' [6]

$$\sum_{s'=0}^{\infty} I^2_{s,s'}(\lambda) = 1,$$

полная вероятность излучения в единицу времени принимает вид

$$W = \frac{e^2}{4\pi} \cdot \frac{m^2}{f^\circ} \cdot \frac{1}{\mu} \cdot \sum_{n',\nu} \int \frac{dt \cdot t^2 \cdot R^2_\zeta}{(1+t)^2 \cdot \mu'} \frac{q'_o}{f'_o} \left[1 - \frac{\xi^2 \omega \omega_c}{4(\Delta')^2} \left(\frac{m}{f'_v} \right)^2 \cdot \frac{m}{q'_o} \right], \qquad (13)$$

где

$$\mu = 1 + \frac{f_u}{f_u + f_v} \left[\frac{\omega_c}{m}(2n+1+\zeta) + \xi^2 \frac{\omega(\omega + g 2\alpha\omega_c)}{(\omega - g 2\alpha\omega_c)^2} \right] \qquad (14)$$

и аналогично определяется μ'. Найдем пределы переменной t при поляризации волны $g=-1$ и в случае $2\alpha\omega_c > \omega$. Из закона сохранения

$$\frac{æ_u}{\sqrt{2}} = -\nu\omega + \frac{q_u - q'_u}{\sqrt{2}} = -\nu\omega + 2\alpha\omega_c(\zeta + n - n') - m\alpha t \left[F + \frac{\xi^2 \cdot \omega^2}{\Delta(\Delta + 2\alpha\omega_c t)} \right]$$

следует, что пределу $-1 \leq \cos \leq 1$ соответствует предел $0 \leq t \leq t_m$, где

$$t = -\frac{1}{2}\left[\frac{\Delta}{2\alpha\omega_c} + \frac{\xi^2\omega^2}{2\alpha\omega_c \cdot F \cdot \Delta} - \frac{D}{Fm\alpha} \right] + \left(\frac{1}{4}\left[\frac{\Delta}{2\alpha\omega_c} + \frac{\xi^2\omega^2}{F\Delta 2\omega_c} - \frac{D}{Fm\alpha} \right]^2 + \frac{D \cdot \Delta}{m\alpha F 2\alpha\omega_c} \right)^{1/2},$$

$$D = 2\alpha\omega_c(\zeta + n - n') - \nu\omega, \qquad F = 1 + \frac{\omega_c}{m}(2n' + 1 - \zeta).$$

Если $\omega_c \ll m$, то для t_m получим приближенное значение

$$t_m = \frac{2\alpha\omega_c(\zeta + n - n') - \nu\omega}{m\alpha\left\{ F + \frac{\xi^2\omega^2}{\Delta^2} - \frac{2\omega_c}{m\Delta}\left[2\alpha\omega_c(\zeta + n - n') - \nu\omega \right] \right\}}. \qquad (15)$$

Учитывая, что $t \ll 1$, и пренебрегая величинами второго порядка малости, для λ и b получим

$$\lambda = \frac{\varkappa_u \varkappa_v}{m\omega_c} = t\,(t_m - t)\,\frac{m}{2\omega_c}\left(F + \frac{\xi^2 \omega^2}{\Delta^2}\right),$$

$$\beta = \sqrt{2\varkappa_u \varkappa_v}\cdot\beta' = \sqrt{t(t_m-t)}\cdot M_0,\quad M_0 = \xi\cdot\frac{2\alpha m}{\Delta}\sqrt{F + \xi^2\frac{\omega^2}{\Delta^2}}.$$

Ввиду того, что $\lambda \ll 1$, можем использовать асимптотическое поведение функции $I_{n,n'}(\lambda)$ [6] :

$$I_{n,n'}(\lambda) = \left(\frac{n!}{n'!}\right)^{1/2}\frac{1}{(n-n')!}\cdot\lambda^{\frac{n-n'}{2}}. \qquad (16)$$

Как видно из (13), (15) вероятность радиационного перехода с обращением направления спина максимальна при $n = n'$. Пренебрегая величинами второго порядка малости из (13) получим

$$W = \frac{e^2}{4\pi}\cdot\frac{m^2}{f^0}\cdot\frac{1}{\mu^2}\left[1 + \frac{f_u}{f_v + f_u}\cdot\left(\frac{m_*}{m}\right)^2\right]\cdot\left\{1 - \frac{\xi^2\omega\cdot\omega_c\alpha}{2\Delta^2\left[\left(\frac{m_*}{m}\right)^2 + \frac{1}{4\alpha^2}\right]}\right\}\cdot M_1, \qquad (17)$$

где

$$M_1 = \sum_\nu \int_0^{t_m} dt\cdot t^2 J_\nu^2\left(\sqrt{t(t_m-t)}\cdot M_0\right) =$$

$$= \sum_\nu t_m^3\left(\frac{t_m M_0}{4}\right)^{2\nu}\left\{(2\nu+1)!!\,{}_1F_2\left[\nu+\frac{1}{2};\nu+1+\frac{1}{2}, 2\nu+1, -\left(\frac{t_m M_0}{2}\right)^2\right] - \right.$$

$$\left. - \frac{(\nu+1)!}{2\nu!\,(2\nu+3)!}\,{}_2F_3\left[2+\nu, \nu+\frac{1}{2}; \nu+2+\frac{1}{2}, \nu+1, 2\nu+1; -\left(\frac{t_m M_0}{2}\right)^2\right]\right\},$$

${}_pF_q(a_1 \ldots a_p, b_1 \ldots b_q; z)$ — обобщенная гипергеометрическая функция [9] .

Из (17) и (14) видно, что зависимость вероятности W от величины ω/ω_c имеет вид нелинейной резонансной кривой, параметры которой изменяются в зависимости от величины ξ . Из (14) следует, что μ стремится к некоторому минимальному значению $0<\mu_{min}\ll 1$ при

$$\frac{\omega}{\alpha\omega_c} = \frac{1}{1+\xi_1}\left[\xi_1 - 2 \pm \sqrt{\xi_1(\xi_1-8)}\right], \tag{19}$$

где

$$\xi_1 = \xi^2 \frac{f_u}{f_u+f_v}\left[1+\frac{f_u}{(f_u+f_v)}\cdot\frac{\omega_c}{m}(2n+1+\zeta)-\mu_{min}\right]^{-1} \geqslant 8 \tag{20}$$

Заметим, что условие (11) налагает на ξ ограничение сверху

$$\xi \ll \frac{\Delta^2}{2\alpha\omega_c\cdot\omega\cdot t_m}\sqrt{\frac{2\omega_c}{m}}.$$

Величина μ принципиально ограничена снизу. Связано это с тем, что характерное время излучения с переворотом спина электрона больше периода вращения электрона и значительно превышает время излучения без переворота спина. Поэтому условие резонанса (19) соблюдается лишь с точностью изменения энергии электрона при излучении без переворота спина. Очевидно, что для пучка частиц минимальное значение μ_{min} определится разбросом параметров ω , ω_c , α и т.д.

Из (17), (18), и (15) видно, что основной вклад в вероятность излучения с переворотом спина дает слагаемое с $\gamma = +1$. Возникновение поляризации электрона связано с тем, что при условии $2\alpha\omega_c > \omega$ излучение с переворотом спина из начального состояния $\zeta = -1$ подавлено по сравнению с излучением из начального состояния $\zeta = 1$, как это видно из (17), (18) и (15).

Таким образом, электроны, движущиеся в поле циркулярно-поляризованной электромагнитной волны в присутствии магнитного поля при $g = -1$, $2\alpha\omega_c > \omega$ и выполнении условий (19), (20), вследствие излучения будут поляризованы. Причем время поляризации ($\tau \sim \frac{1}{W}$), в принципе, может достигать порядка периода вращения электрона. Изменение поперечных размеров электронного пучка из-за излучения незначительно ввиду выполнения условия $\frac{|\beta' - \beta|}{\beta} = \frac{t\omega}{\omega + 2\alpha\omega_c} \ll 1$.

Автор благодарен А.Ц.Аматуни, Х.А.Симоняну, Г.А.Нагорскому и Я.С.Дербеневу за полезные обсуждения и критические замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

I. Harutyunian V.M., Harutyunian F.R., Tumanian V.A. A possibility of obtaining high energy polarized electrons by reflecting light from moving electrons. Phys.Lett., 1964, vol.8, p.39-40.

2. Тернов И.М., Багров В.Г., Халилов В.Р., Родионов L.Н. Эффекты интенсивности в рассеянии электромагнитных волн на электронах, движущихся во внешнем магнитном поле. ЯФ, I975, т.22, вып.5, с.I040-I046.

3. Redmond P.J. Solution of the Klein-Gordon and Dirac Equations for a Particle with a Plane Electromagnetic Wave and a Parallel Magnetic Field. J.Math.Phys.,1965, vol.6, p.1163-1169.

4. Bergou J., Ehlotzky F. Relativistic quantum states of a particle in an electromagnetic plane wave and a homogeneous magnetic field. Phys.Rev.A., 1983, vol.27,p.2291-2296.

5. Гольдман И.И. Дираковский электрон в поле плоской электромагнитной волны. Изв.АН Арм.ССР, Физика, I964, т.I7, с.I29-I35.

6. Соколов А.А., Тернов И.М. Релятивистский электрон: М.: Наука, I983.

7. Зельдович Я.Б. Рассеяние и излучение квантовой системой в сильной электромагнитной волне. УФН, I973, т.IIO,вып.I , с.I39-I5I.

8. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Квантовая электродинамика. М.: Наука, I980.

9. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды. Специальные функции. М.:Наука, 1983.

Рукопись поступила 18 июня 1986 г.

Р.А.МЕЛИКЯН

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 29/IX-86г. ВФ-05700 Формат 60x84/I6
Офсетная печать.Уч.изд.л. I,0 Тираж 299 экз.Ц.I5 к.
Зак.тип.№ Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, Маркаряна 2

индекс 3624

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ