[7] С и с а к я н И.Н., С м о л о в и ч А.М. В кн.: Компьютерная оптика. В. 7. М.: МЦНТИ, 1990. С. 56–60.

Центральное конструкторское бюро уникального приборостроения АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию 9 октября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 1 — 12 января 1991 г.

01; 10

© 1991

РАДИАЦИОННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПУЧКОВ В ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ

В.А. А р у т ю н о в, Н.А. К у д р я ш о в, О.А. М и ш и н, В.М. С а м с о н о в, М.Н. С т р и х а н о в

Использование нетрадиционных методов для получения поляризованных пучков частиц высокой энергии в настоящее время весьма актуально [1]. Предложенная в [2] кинематическая теория радиационной поляризации при отклонении лептонных пучков с помощью изогнутого кристалла (ИК) [3] не учитывает радиационные потери энергии и многократное рассеяние в кристалле. Хорошо известно, однако, что в кристалле при высоких энергиях происходит значительное сокращение радиационной длины [4], что делает необходимым более тщательный учет влияния радиационных процессов на поляризационные эффекты.

В настоящей работе предложено кинетическое уравнение для функции распределения радиационных потерь энергии частиц в поле изогнутых плоскостей кристалла с учетом многократного рассеяния. Проведены численные расчеты для лептонных пучков ТэВ-ной энергии.

Уравнение Больцмана для функции распределения частиц в поле изогнутых плоскостей кристалла имеет вид

$$\frac{\partial f_\xi(t,E,p_x,x)}{\partial t} + v_x\frac{\partial f_\xi}{\partial x} - \frac{\partial U_{eff}}{\partial x}\,\frac{\partial f_\xi}{\partial p_x} = I^{e}_{st} + I^{rad}_{st}, \qquad (1)$$

где t – время (глубина), E – энергия частиц; p_x, v_x, x – поперечные (радиальные) импульс, скорость и координата; ξ – проекция вектора поляризации на ось изгиба кристалла, $U_{eff}(x) = U(x) - pvx/R$ – эффективный потенциал ИК, $U(x)$ – потенциал плоскостей прямого кристалла, R – радиус изгиба. Упругую часть интеграла столкновений разложим по передаваемым импульсам

$$I_{st}^{e} \approx \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial p_x^2}\left[q_x^2(x) f_\xi(t,E,p_x,x)\right],$$ где $q_x^2(x) = \frac{1}{2} v p^2 \frac{\Delta\theta^2(x)}{\Delta S}$; $\Delta\theta^2(x)/\Delta S$ – средний квадрат угла многократного рассеяния, равный сумме вкладов от рассеяния на колеблющихся ядрах и электронах. Рассмотрим достаточно высокие энергии $\gamma \gg \gamma_c$, где γ – релятивистский фактор, $\gamma_c = M/\mathcal{E}_c$, M – масса частицы, $\mathcal{E}_c$ – глубина потенциальной ямы изогнутых плоскостей; используется система единиц $\hbar = c = 1$. В этом случае угол отклонения частицы при излучении $\sim \gamma^{-1}$ значительно меньше характерных углов движения частицы в кристалле θ_c ($\theta_c = \sqrt{2\mathcal{E}_c / p v}$ – критический угол Линдхарда) и радиационная часть интеграла столкновений приближенно может быть представлена в виде

$$I_{st}^{rad} = \int d\omega \Big[w_{\xi\to\xi}(E+\omega, \omega, x) f_\xi\left(t, E+\omega, \frac{E+\omega}{E} p_x, x\right) +$$
$$+ w_{-\xi\to\xi}(E+\omega,\omega,x) f_{-\xi}\left(t, E+\omega, \frac{E+\omega}{E} p_x, x\right)\Big] \frac{(E+\omega)}{E} -$$
$$- Q(E,x) = f_\xi(t, E, p_x, x), \tag{2}$$

где $Q_\xi(E,x) = \int d\omega \cdot w_\xi(E,\omega,x)$; $w_\xi(E,\omega,x) = w_{\xi\to\xi} + w_{\xi\to-\xi}$ – суммарная вероятность излучения с заданным ξ, ω – частота.

В рамках квазиклассического операторного формализма [4] имеем следующие выражения для вероятностей излучения:

$$w_\xi(E,\omega,x) = \frac{e^2}{\pi\sqrt{3}\gamma^2}\left\{ \frac{z^2}{(1-z)} K_{2/3}(\alpha) + \int_\alpha^\infty K_{5/3}(y)\,dy - \right.$$
$$\left. - \left(\vec{\xi}\left[\vec{v}, \frac{\vec{w}}{w}\right]\right) z K_{1/3}(\alpha) \right\}; \tag{3}$$
$$w_{\xi\to-\xi}(E,\omega,x) = \frac{e^2}{2\pi\sqrt{3}\gamma^2} \frac{z^2}{(1-z)} \left\{ K_{2/3}(\alpha) + \left(\vec{\xi}\left[\vec{v}, \frac{\vec{w}}{w}\right]\right) K_{1/3}(\alpha) \right\},$$

где $K_\nu(y)$ – функция Макдональда, $z = \omega/E$, $\alpha = 2z/[3(1-z)\chi(x)]$, $\chi(x) = \gamma\,|\partial U/\partial x|/M^2$ – квантовый параметр излучения $\vec{w} = \vec{e}_x(-\partial U/\partial x)$ – классическое ускорение частицы.

Рассмотрение упрощается, если использовать условие „статистического равновесия" Линдхарда. В этом случае для каналированных частиц, вводя поперечную энергию $E_\perp = p_x^2/2E + U_{eff}^{(x)}$, запишем „микроскопическую" функцию распределения в следующем виде:

$$f(t,E,p_x,x)\,dp_x = \mathcal{Y}(t,E,E_\perp) \frac{d}{T} \frac{dE_\perp}{v_x}, \tag{4}$$

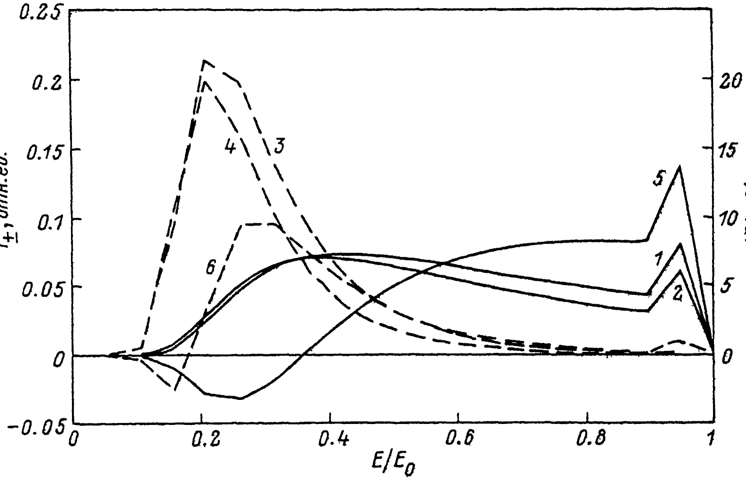

Рис. 1. Распределения радиационных потерь энергии (кривые 1–4) и распределения степени поляризации (кривые 5, 6) для электронного пучка с энергией 0.5 ТэВ в ИК кремния на различных глубинах: S_1=0.5 мм (кривые 1, 2, 5), S_2=1.5 мм (кривые 3, 4, 6)

где $\varphi(t, E, E_\perp)$ – функция распределения по поперечным энергиям, d – межплоскостное расстояние, T – период колебаний в канале.

После несложных преобразований получаем следующее кинетическое уравнение:

$$\frac{\partial \varphi_\xi(t,E,E_\perp)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial E_\perp}\left[TD\frac{\partial}{\partial E_\perp}\left(\frac{\varphi_\xi}{T}\right)\right] + \int d\omega \frac{1}{T}\oint\frac{dx}{v_x}\times$$
$$\times\frac{(E+\omega)}{E}\left[w_{\xi\to\xi}(E+\omega,\omega,x)\,\varphi_\xi(E+\omega,E'_\perp) + w_{-\xi\to\xi}(E+\omega,\omega,x)\times\right.$$
$$\times\varphi_{-\xi}(t,E+\omega,E'_\perp) - \langle Q_\xi(E,E_\perp)\rangle\varphi_\xi(t,E,E_\perp)\,, \qquad (5)$$

где D – коэффициент диффузии вследствие многократного рассеяния [5], $E'_\perp = E_\perp(E+\omega)/E - U_{eff}(x)\omega/E$, скобки $\langle\ldots\rangle$ означают усреднение по периоду колебаний в канале.

При малых значениях квантового параметра излучения $\chi(x) \ll 1$ эффективные частоты излучения, согласно (3), малы: $\omega_{eff}/E \ll 1$. В этом случае, выполняя необходимые разложения, из (5) непосредственно получаем известное уравнение „диффузионной модели" каналирования [5]. Для неканалированных частиц в уравнении (1) следует перейти к переменной $E_{2\perp} = P_x^2/2E + U(x)$, где $E_{2\perp} = P_x^2/2E + U(x)$ – „поперечная энергия в прямом кристалле" [6]. Полученную систему уравнений необходимо решить с соответствующими

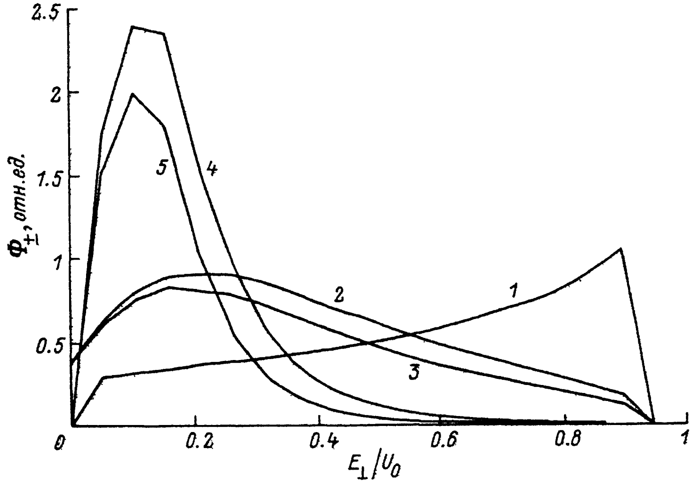

Рис. 2. Эволюция распределений по поперечным энергиям для пучка частиц в кристалле с теми же параметрами, что на рис. 1. Кривая 1 – начальное распределение; кривые 2, 3 – распределения на глубине s_1 =0.5 мм; кривые 4, 5 – распределения на глубине s_2 =1.5 мм; $U_0 \equiv \max U(x)$.

условиями сшивки функций распределения и потоков каналированных и неканалированных частиц [7].

На рис. 1 представлены результаты численных расчетов, согласно уравнению (5), распределений радиационных потерь энергии $F_\pm(t,E)= \int dE_\perp \varphi_\pm(t,E,E_\perp)$, соответствующим различным значениям $\xi = \pm 1$ (кривые 1–4) и распределений степени поляризации по энергиям частиц пучка $\langle\xi\rangle = \dfrac{F_+ - F_-}{F_+ + F_-}$ (кривые 5, 6) для электронного пучка с энергией 0.5 ТэВ на различных глубинах в ИК кремния: s_1 =0.5 мм (кривые 1, 2, 5), s_2 =1.5 мм (кривые 3, 4, 6). Частицы движутся в потенциале (100)-плоскостей ИК кремния с радиусом изгиба R/R_c =8, где $R_c = \gamma M/|\nabla U_{max}|$ - критический радиус Цыганова. Начальное распределение выбиралось в виде:

$$f_{in}(E_\perp) = T(E_\perp) \Big/ \int_0^{\mathcal{E}_c} T(E_\perp)\,dE_\perp,$$

что соответствует нормированному распределению при влете в кристалл прямоугольного пучка с угловой шириной $\Delta\theta_0 = 2\theta_c$ (см. напрммер, формулу (10) из работы [6])

На рис. 2 изображена эволюция распределения частиц по поперечным энергиям с глубиной $\Phi_\pm(t,E_\perp) = \int dE \varphi_\pm(t,E,E_\perp)$ для того же пучка. Видно, что „широкое" начальное распределения (кривая 1) несколько сужается (кривые 2–5).

Список литературы

[1] Тернов И.М. // ЭЧАЯ. 1986. Т. 15. В. 5. С. 884-928.
[2] Михалев В.Л., Рзаев В.А. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. В. 6. С. 1713-1724.
[3] Сумбаев О.И. // Препринт ЛИЯФ № 1201. 1986.
[4] Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М. Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах. Новосибирск: Наука, 1989. 396 с.
[5] Белошицкий В.В., Кумахов М.А. // ДАН СССР. 1973. Т. 221. В. 4. С. 846-849.
[6] Кудряшов Н.А., Петровский С.В., Стриханов М.Н. // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 4. С. 68-73.
[7] Белошицкий В.В., Старостин В.А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 8. С. 722-726.

Московский
инженерно-физический
институт

Поступило в Редакцию
14 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 1 12 января 1991 г.

03; 05.3

© 1991

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА КРИСТАЛЛИЗАЦИЮ ЖИДКИХ УПОРЯДОЧЕННЫХ БИОЛОГИЧЕСКИХ СТРУКТУР

Е.Н. Ведмеденко, М.В. Курик,
И.Н. Кувичка

Значительную часть молекулярной массы многих биологических жидкостей человеческого организма составляют сложные липидные и липид-белковые комплексы. Полярные частицы липидов сильно взаимодействуют с водой и могут смешиваться с ней в любых соотношениях. Возникающие смеси образуют многообразные упорядоченные фазы с периодической структурой.

Большинство биожидкостей организма человека кристаллизуется при высушивании. Известны различные виды кристаллов, образующихся при кристаллизации ротовой жидкости человека в норме и при ряде патологий [1, 2]. Форма этих структур, а также морфо-кинетический механизм кристаллизации существенно зависят от изменений в биохимическом составе, нарушений обмена с окружающей средой, фазовой структуры биологической жидкости и ее межмолекулярного упорядочения. Справедливость указанных заключений под-