ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДВИЖЕНИЕ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Р.М. Кешев, А.А. Киздермишов, М.Х. Хоконов

Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик

Адыгейский государственный университет, Майкоп

Рассматривается классические и квантовые аспекты влияния излучения на движение каналированных частиц, без учета многократного рассеяния. Приведены расчеты изменения средних значений поперечной энергии, углового момента и полной энергии вследствие излучения в кристалле Ge <110>.

Влияние излучения фотонов на движение частиц при каналировании рассматривалось в [1-4]. Ниже мы рассмотрим классические и квантовые аспекты этой проблемы.

Классическое выражение для силы радиационного трения Абрахама–Лоренца-Дирака, выраженное через напряженность электрического поля $\mathbf{E}$, действующего на частицу, имеет вид [9]:

$$\mathbf{f} = \frac{2\,e^3}{3m_0c^3}\gamma(\mathbf{v}\nabla)\mathbf{E} + \frac{2e^4}{3^2 m_0^5 c^5}(\mathbf{vE})\mathbf{E} - \frac{2e^4}{3m_0^2c^5}\gamma^2\mathbf{v}\left[\mathbf{E}^2 + c^{-2}(\mathbf{Ev})^2\right], \tag{1}$$

где $e\mathbf{E} = -\nabla U$ - сила действующая на электрон со стороны непрерывного поля цепочки, γ - Лоренц фактор.

В случае каналирования можно пренебречь вторым слагаемым в (1), а также вторым слагаемым в квадратных скобках. Тогда оставшиеся члены дают для аксиально-симметричного поля цепочки следующие выражения для поперечной составляющей силы радиационного трения:

$$\mathbf{f} = \frac{2e^2}{3m_0c^3}\gamma v_r U''\mathbf{e}_r + \frac{\mathbf{v}_\perp}{c}\left(\frac{dE}{dz}\right), \tag{2}$$

где $\mathbf{v}_\perp$ – поперечная скорость, $\mathbf{e}_r$ – единичный вектор в направлении поперечного радиус-вектора. $v_r = \mathbf{v}_\perp\mathbf{e}_\mathbf{r}$ – радиальная компонента поперечной скорости, $U'' = \dfrac{d^2U}{dr^2}$, $\left(\dfrac{dE}{dz}\right)$ – классические потери энергии на излучение

Первое слагаемое в (2) направленное вдоль поперечного радиус вектора, доминирует при относительно малых энергиях, когда $\Theta_L\gamma << 1$ т.е. когда излучение носит дипольных характер. Наоборот когда $\Theta_L\gamma >> 1$ доминирует второй член в (2). Это означает, что сила радиационного трения направлена против вектора скорости частицы.

Классические уравнения движения электрона с учетом силы радиационного трения

$$\frac{d\mathbf{p}_\perp}{dt} = -\nabla U + \mathbf{f}_\perp$$

Далее нас будет интересовать изменение поперечной энергии за счет излучения:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{\mathbf{p}_\perp^2}{2m_0\gamma} + U\right), \tag{3}$$

где $\mathbf{p}_\perp = m_0\gamma\mathbf{v}_\perp$

С учетом (1) выражение (3) примет вид

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{2e^2}{3m_0c^3}\gamma v_r^2 U'' + \frac{v_\perp^2}{2c^2}\left(\frac{dE}{dt}\right), \tag{4}$$

Аналогичное соотношение имеет место и при плоскостном каналировании, где под U надо понимать плоскостной потенциал, вместо v_r следует брать поперечную скорость v_x.

Усредняя (4) по координате и интегрируя первый член по частям получаем:

$$\left\langle \frac{d\varepsilon}{dt} \right\rangle = -\frac{2e^2}{3m_0c^3}\mu^2\left\langle \frac{U'}{r^3} \right\rangle + \gamma^{-2}\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle + \left\langle \frac{\varepsilon - U}{E}\frac{dE}{dt} \right\rangle, \tag{5}$$

где μ –угловой момент относительно атомной цепочки, а угловые скобки есть усреднение по периоду радиальных колебаний. Первых и второй члены в (5) одного порядка величины. Эти слагаемые преобладают при сравнительно малых энергиях, когда $\Theta_L\gamma << 1$, тогда как в противном случае больших энергий преобладает последний член (5). Для электронов с круговыми поперечными траекториями имеем $\frac{m_0\gamma v_\perp^2}{r} = U'$, $\mu = m_0\gamma v_\perp r$. Тогда как первые два члена в (5) взаимно уничтожаются, т.е. в этом случае сила радиационного трения направлена против вектора скорости электрона. Формула (5) верна также и для плоскостного каналирования , если положить $\mu = 0$ [2]. Заметим, что выражение, в точности, аналогичное последнему слагаемому в (5) было получено Белошицким и Кумаховым для случая ионизационных энергетических потерь[5].

Радиационное затухание углового момента за счет силы радиационного трения (2) описывается уравнением:

$$\frac{d\mu}{dt} = xf_y - yf_x,$$

где $\{x, y\}$ – поперечные координаты частицы. Принимая во внимание (2), находим:

$$\frac{d\mu}{dt} = \frac{\mu}{E}\frac{dE}{dt}, \tag{6}$$

т.е. уменьшение углового момента за счет излучения пропорционально уменьшению полной энергии $\mu(t) = \mu_0 E(t)/E_0$.

С квантовой точки зрения затухание поперечной энергии есть результат квантовых спонтанных переходов. Пусть электрон из начального состояния с поперечной энергией $\varepsilon(E)$ попадает в состояние $\varepsilon_f(E-\omega)$, где ω - энергия фотона (здесь и далее $c = h = 1$). Законы сохранения энергии и проекции импульса на направление цепочки приводят к следующему выражению для зависимости изменения поперечной энергии при излучении $\delta\varepsilon$ от угла вылета Θ_γ и частоты фотона ω:

$$-\delta\varepsilon(\omega) = \frac{\omega}{2\gamma^2}\frac{E}{E-\omega} + \frac{\Theta\gamma^2}{2}\omega, \tag{7}$$

здесь $\delta\varepsilon(\omega) \equiv \varepsilon_f(E-\omega) - \varepsilon_i(E)$, $\gamma = \left(1 - v^2\right)^{-\frac{1}{2}}$ – лоренц фактор, угол Θ отсчитывается от направления атомной цепочки.

Интерес представляют два предельных случая формулы (7). В дипольном приближении, когда характерные углы излучения много больше критического угла каналирования, т.е. $v_L\gamma << 1$, в (7) полагаем $\Theta_\gamma \approx \gamma^{-1}$. Тогда $-\delta\varepsilon \approx \omega\gamma^{-2}$. Усредняя это выражение по вероятности излучения за единицу времени ν , получаем связь между потерями полной и поперечной энергии:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{\gamma^2}\frac{dE}{dt}. \tag{8}$$

Этот же результат для дипольного излучения следует так же из (5) [2].

В другом предельном случае больших энергий, когда $\nu_L \gamma >> 1$, можно считать , что излучение фотона происходит строго в направлении движения частицы . Тогда угол Θ_γ в (7) можно заменить углом между вектором скорости электрона и атомной цепочкой $\Theta_\gamma \approx \vartheta$. Первое слагаемое в (7) зависящее только от энергии электрона и фотона , при больших энергиях в сотни ГэВ и для частот $\omega_0 \approx 0.5E$ дает вклад порядка 1 эВ , что много меньше вклада второго слагаемого. Тогда имеем в этом приближении:

$$-\delta\varepsilon(\omega,\mathbf{r}) = \frac{\omega}{E}\left[\varepsilon - U(\mathbf{r})\right], \tag{9}$$

т.е. изменение поперечное энергии зависит теперь от точки, в которой произошло излучение фотона.

Усредняя выражение (9) по вероятности излучения за единицу времени получаем последнее слагаемое в (5)

Аналогично получаем, что угловой момент электрона относительно атомной цепочки изменяется при излучении фотона с частотой ω на величину:

$$-\delta\mu(\omega) = \frac{\omega}{E}\mu\,. \tag{9а}$$

Приближение (9) использовалось недавно авторами [6,7,8] для интерпретации спектров излучения электронов с энергиями 150-300 ГэВ в ориентированных кристаллах. Формулой (9) можно пользоваться, когда сила действующая на электрон со стороны цепочки меняется незначительно на длине формирования излучения.

Уменьшение полной и поперечной энергий, а также углового момента происходит скачками связанными с излучением отдельных фотонов. Причем число таких скачков относительно не велико (для каналированных частиц), хотя в результате каждого отдельного скачка соответствующие величины могут существенно измениться. Это приводит к тому, что конечные значения этих величин могут существенно отличаться от их средних значений из-за сильных флуктуаций связанных со скачкообразным характером процесса. Тем не менее, информация о характере изменения средних значений величин ε, μ, E весьма полезна. Система соответствующих дифференциальных уравнений имеет вид:

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \left\langle \lambda(\chi)\left(\frac{dE}{dt}\right) \right\rangle_{class}, \tag{10а}$$

$$\left\langle \frac{d\varepsilon}{dt} \right\rangle = \left\langle \frac{\varepsilon - U(\mathbf{r})}{E}\frac{dE}{dt} \right\rangle, \tag{10 б}$$

$$\left\langle \frac{d\mu}{dt} \right\rangle = \frac{\mu}{E}\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle. \tag{10 в}$$

На рис. 1 показаны результаты совместного, решения уравнений (10) для электронов с различными начальными энергиями в германии $\langle 110 \rangle$, $E_0, \varepsilon_0, \mu_0$ - начальные значения, а данном случае U_0 - глубина потенциального барьера.

Если средние значения полной энергии и углового момента в результате излучения уменьшаться до нуля, то средние значения поперечной энергии стремятся к предельному значению , не зависящему от начальной полной энергии. Как следует из рис. при больших энергиях частицы теряют одну и ту же долю своей первоначальной энергии на одной и той же глубине. Это означает, что при больших энергиях , так же как и в случае обычного тормозного излучения зависимость потерь энергии от глубины проникновения в кристалл z приближенно описывается законом

$$E(z) = E_0 \exp(-\lambda z)\,, \tag{11}$$

где величину λ^{-1} можно назвать для данного случая радиационной длиной. Эта величина не зависит от энергии электронов и приближенно равна:

$$\lambda \approx \frac{2e^2F}{3m_0c^3ah}, \tag{12}$$

где $a \approx 5$. Изменение со временем величин $\varepsilon(z)$ и $\mu(z)$ также происходит по закону (11) с тем же значением λ (12). Расчеты, основанные на решении систем уравнений (10) не учитывают многократного рассеяния, которое приводит к росту поперечной энергии.

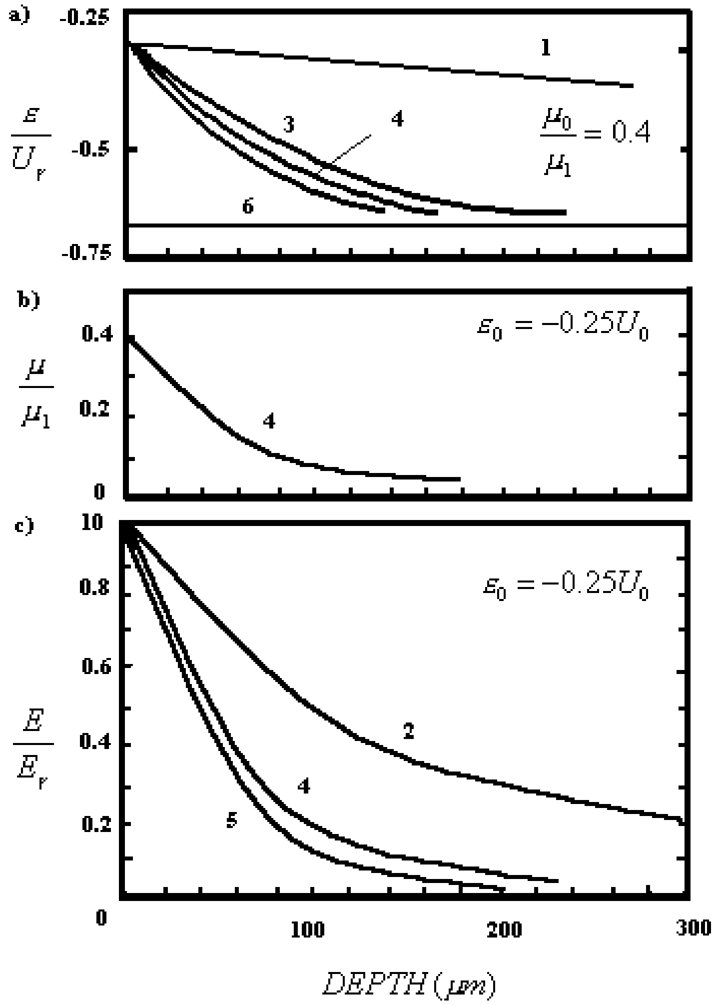

Рис. 1

Изменение средних значений поперечной энергии (a), углового момента (b) и полной энергии (c) вследствие излучения в Ge$\langle 110 \rangle$, E_0, ε_0, μ_0 -начальные значения. Вычисления произведены без учета многократного рассеяния для различных начальных энергий: (1)-1ГеВ, (2) – 10 ГэВ, (3) – 50 ГэВ, (4) – 150 ГеВ, (5) –500 ГеВ, (6) – 1000 ГеВ, здесь $\mu_1 = \Theta_L \ Ea_F / c$

Литература

1. *Бонч-Осмоловский А.Г., Подгорецкий М.И.* Возможно ли радиационное охлаждение каналирующих частиц.//Препринт р 2-11634, ОИЯИ, Дубна, 1978, 13с.
2. *Базылев В.А., Жеваго Н.К.* Влияние излучения на движение плоскоканалированных частиц//ЖЭТФ, 1979, т.77, с.1925-7

3. *Хоконов М.Х.* Плоскостное каналирование электронов и позитронов при ТеВ-ных энергиях//Письма в ЖТФ, 1988 , т.14, с, 1925-7
4. *Хоконов М.Х.* Плоскостное каналирование легких частиц при сверхвысоких энергиях// тезисы докладов 3-ей Всесоюзной конференции по излучению релятивистских частиц в кристаллах, Нальчик, 1988 г., с.70-71
5. *Белощицкий В.В., Кумахов М.А.* Многократное рассеяние каналированных частиц в кристалле//ЖЭТФ, 1972, т.62, с. 1144-55
6. *Kononets Yu.U., Ryabov V.A.* Cascade processes in radiation by high-energy electrons in crystals the radiation peak.// Nucl. Instr.Meth.B,1990, v.48, p.169-273
7. *Kononets Yu.U., Ryabov V.A* Radiative-cooling and multiple scattering effects in the deceleration kinetics of superelativistic channeled electrons //Nucl. Inst. Meth. B, 1990, v. 48, p.274-7
8. *Beloshitsky V.V., Kumakhov M.A., Khokonov A.Kh.* Radiation energy loss of high energy electrons channeling in single crystals// Nucl. Inst. Meth. b, v.62, p. 207-12
9. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. – Москва, Наука, 1973, 504с.

INFLUENCE OF RADIATION ON MOTION OF CHANNELING PARTICLES

R.M. Keshev, A.A. Kisdermishov, M.Kh. Khokonov

The classical and quantum aspects of influence radiation on motion channeling particles without regard to multiple scattering are considered. The change of mean significances of transverse energy, angular momentum and the total energy due the radiation in crystal of Ge<110> are calculated.

