

ЕФІ

ЕФИ-746(61)-84

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ИНФОРМАЦИИ И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

А.С. АРУТЮНЯН, ЯН ШИ

РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ
ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ
КАНАЛИРОВАНИИ И КВАЗИКАНАЛИРОВАНИИ

ЕРЕВАН-1984

© Центральный научно-исследовательский институт информации
и технико-экономических исследований по атомной науке
и технике (ЦНИИатоминформ) 1984

УДК 621.039.8

А.С. АРУТЮНЯН, ЯН ШИ

РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ
ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ
КАНАЛИРОВАНИИ И КВАЗИКАНАЛИРОВАНИИ

Введен модельный потенциал непрерывных кристаллографических плоскостей, весьма близкий к потенциалу Мольера - Эплтона, но позволяющий аналитически решить уравнения движения. С помощью полученных выражений для траекторий частиц вычислены полные радиационные потери энергии релятивистских электронов и позитронов при плоскостном каналировании и квазиканалировании в монокристалле алмаза. Исследованы угловые распределения радиационных потерь в зависимости от угла влета частиц в кристалл.

Ереванский физический институт

Ереван 1964

A.S.HARUTJUNIAN, C.YANG

RADIATION-ENERGY LOSS OF RELATIVISTIC ELECTRONS
AND POSITRONS AT PLANAR CHANNELING AND QUASICHANNELING

A model potential of continuous crystallographic planes, very close to the Moliere-Appleton potential, but allowing analytical solution of equation of motion is introduced. Total radiation energy loss of relativistic electrons and quasichanneling in a diamond single crystal is calculated for particle trajectories by means of the expressions obtained. Angular distributions of radiation loss as a function of the particle entrance angle into the crystal are investigated.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1984

Излучению релятивистских заряженных частиц при плоскостном каналировании и квазиканалировании посвящено немало работ (см., например, обзоры [1,2] и приведенные в них литературные ссылки). Однако число работ, посвященных исследованию полных потерь энергии частиц на излучение (радиационных потерь) в случаях осевого и плоскостного каналирования и квазиканалирования сравнительно невелико [3-5], а угловое распределение радиационных потерь рассматривалось в [6] без детального обсуждения.

В настоящей работе вычисляются и анализируются полные радиационные потери энергии релятивистских электронов и позитронов и угловое распределение потерь.

I. Модельный потенциал кристаллографических плоскостей

Формула для усредненного потенциала кристаллографических плоскостей имеет довольно сложный вид [7] и неудобна даже для численных расчетов. Поэтому целесообразно использовать приближенные, но более простые представления потенциала. Так, например, в случае позитронов часто используется гармонический (параболический) потенциал $U(x) = \alpha x^2$, а для электронов - потенциал

$U(x) = a \operatorname{sch}^{-2}(x/b)$, где x - расстояние до середины между двумя плоскостями (для позитронов) или до плоскости (для электронов), a, b - некоторые параметры. Однако указанные простейшие потенциалы не всегда удовлетворительны из-за того, что они недостаточно хорошо аппроксимируют более точный потенциал плоскости (потенциал Мольера, усредненный по тепловым колебаниям [7]).

В нашем расчете мы будем использовать потенциал вида

$$U(x) = \begin{cases} a_1 x^2 + b_1 x + c_1 & (0 \leq x \leq x_1) \\ a_2 x^2 + b_2 x + c_2 & (x_1 \leq x \leq x_2) \\ a_3 x^2 + b_3 x + c_3 & (x_2 \leq x \leq x_3) \end{cases} \quad (1)$$

(приближение трех парабол). Параметры a_i, b_i, c_i , ($i = 1, 2, 3$), x_1, x_2 выбираются путем минимизации интеграла квадрата отклонения напряженности электрического поля в этом приближении от поля в модели Мольера по x от 0 до x_3 , где $x_3 = d/2$, d - расстояние между соседними плоскостями. При этом $b_1 = c_1 = 0$.

В случае плоскостей (110) кристалла алмаза ($d = 1,261 \cdot 10^{-8}$ см $U_0 \equiv U(d/2) = 22,46$ эВ) указанные параметры имеют следующие значения:

$$a_i = (759,1; -93,35; -51,51) (10^{16} \text{ эВ/см}^2),$$

$$b_i = (0; 92,36; 64,96) (10^8 \text{ эВ/см}),$$

$$c_i = (0; -2,502; 1,984) (\text{эВ}),$$

$$x_i = (0,05418; 0,3274; 0,6306) (10^{-6} \text{ см})$$

для электрона и

$$a_i = (51,51; 93,35; -759,1) (10^{16} \text{ эВ/см}^2),$$

$$b_i = (0; -25,37; 957,3) (10^8 \text{ эВ/см}),$$

$$c_i = (0; 3,846; -279,3) (\text{эВ}),$$

$$x_i = (0,3031; 0,5764; 0,6306) (10^{-6} \text{ см})$$

для позитрона. При этом относительное среднее квадратичное отклонение по полю от модели Мольера составляет $\sim 4\%$. Графики

потенциала $U(x)$ и поля dU/dx представлены на рис.1.

2. Законы движения каналированных и надбарьерных частиц

При плоскостном каналировании и квазиканалировании интегралами движения являются полная энергия E и продольная составляющая импульса $P_{||}$ частицы:

$$E = \gamma + U(x), \quad P_{||} = \gamma v_{||}, \quad \gamma = (1 - v_{||}^2 - \dot{x}^2)^{-1/2}. \quad (2)$$

Здесь и в дальнейшем используется система единиц, в которой $m_0 = c = 1$ (m_0 - масса покоя электрона); $v_{||}$ - продольная скорость частицы. С помощью соотношений (2) для поперечной координаты частицы получаем уравнение

$$\dot{x} = \sqrt{\frac{2}{E} (\epsilon - U(x))}, \quad (3)$$

где введено обозначение для поперечной энергии $\epsilon = E - (p_{||}^2 + 1)^{1/2}$. Решение уравнения (3) в потенциале вида (1), при $a_i > 0$, для каналированных и надбарьерных частиц имеет вид

$$x(t) = \frac{1}{2a_i} \left\{ \sqrt{\Delta_i} \sin \left[\sqrt{\frac{2a_i}{E}} (t - t_0) \right] - \beta_i \right\}, \quad (4)$$

где $\Delta_i = \beta_i^2 + 4a_i(\epsilon - c_i)$, t_0 определяется начальным условием.

При $a_i < 0$ для каналированных частиц ($\Delta_i > 0$) получается решение вида

$$x(t) = \pm \frac{1}{2|a_i|} \left\{ \sqrt{\Delta_i} \operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{2|a_i|}{E}} (t - t_0) \right] \pm \beta_i \right\}, \quad (5)$$

а для надбарьерных частиц ($\Delta_i < 0$) -

$$x(t) = \frac{1}{2|a_i|} \left\{ \sqrt{-\Delta_i} \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{2|a_i|}{E}} (t-t_0) \right] + \beta_i \right\}. \quad (6)$$

Здесь в выражении (5) верхние знаки относятся к случаю $dU/dx < 0$, нижние - $dU/dx > 0$.

3. Полные радиационные потери

Формула для полных (интегральных) радиационных потерь энергии $dE/d\ell$ частицы на единицу пути, усредненных по периоду (или квазипериоду) движения, имеет вид [3] :

$$\frac{dE}{d\ell} = \frac{2e_0^2}{3} E^2 \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{dU}{dx} \right)^2 dt, \quad (7)$$

где e_0 - заряд частицы, T - период поперечных колебаний для каналированных частиц и время пролета между соседними плоскостями (квазипериод) для надбарьерных частиц. В случае потенциала (1) выражение (2) принимает вид:

$$\frac{dE}{d\ell} = \frac{2e_0^2}{3} E^2 \frac{\sum_{i=1}^3 J_i}{\sum_{i=1}^3 T_i} \quad (8)$$

$$J_i = \int_{x_A}^{x_B} \left(\frac{dU}{dx} \right)^2 \frac{dx}{v_x}, \quad T_i = \int_{x_A}^{x_B} \frac{dx}{v_x} \quad (i=1,2,3). \quad (9)$$

Здесь $v_x = \dot{x}$ - поперечная скорость частицы, $x_A = 0, x_1$ или x_2 при $i = 1, 2$ или 3 , соответственно,

$$x_B = x_m \theta(U_i - \epsilon) + x_i \theta(\epsilon - U_i), \quad (10)$$

Точка поворота x_m определяется из условия $v_x = 0$, $\theta(x)$ - ступенчатая функция,

печатая функция Хевисайда, $U_i = U(x_i)$.

В случае потенциала (I) величины J_i и T_i легко вычисляются и имеют вид:

$$J_i = \sqrt{E/2} \left\{ F_i(x_B) - F_i(x_A) \right\}, \quad (II)$$

$$T_i = \sqrt{E/2} \left\{ \Phi_i(x_B) - \Phi_i(x_A) \right\}, \quad (I2)$$

$$F_i(x) = \begin{cases} \frac{1}{2\sqrt{a_i}} \left[\Delta_i \arcsin \frac{g_i}{\sqrt{\Delta_i}} - g_i \sqrt{\Delta_i - g_i^2} \right] & (a_i > 0) \\ -\frac{1}{2\sqrt{|a_i|}} \left[\Delta_i \ln \left| g_i + \sqrt{g_i^2 - \Delta_i} \right| + g_i \sqrt{g_i^2 - \Delta_i} \right] & (a_i < 0) \end{cases}, \quad (I3)$$

$$\Phi_i(x) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{a_i}} \arcsin \frac{g_i}{\sqrt{\Delta_i}} & (a_i > 0) \\ \frac{1}{\sqrt{|a_i|}} \ln \left| \sqrt{\epsilon - U_i(x)} - \frac{g_i}{2\sqrt{|a_i|}} \right| & (a_i < 0), \end{cases} \quad (I4)$$

где $g_i = 2a_i x + b_i$.

Формулы (8) - (I4) определяют полные радиационные потери энергии частиц в зависимости от E и ϵ . На рис.2 приведены графики $dE/d\ell$ для электронов и позитронов с энергией 10 ГэВ в зависимости от ϵ при движении вдоль плоскости (110) в кристалле алмаза.

Различие в поведении этих кривых обусловлено тем, что потенциальная яма для позитронов более пологая, и сила, действующая на частицу, имеет максимальное значение вблизи ее краев, в то время как потенциальная яма для электрона более узкая, и на

электрон с малой поперечной энергией ε действует большая сила. При стремлении ε к значению U_0 , равному высоте потенциального барьера, период колебаний T каналированных частиц стремится к бесконечности, что и является причиной стремления полных потерь к нулю при $\varepsilon = U_0$. При надбарьерном движении полные потери как электронов, так и позитронов при больших $\varepsilon \gg U_0$ стремятся к одному и тому же пределу.

Так как поперечная энергия ε частицы зависит от точки влета x_0 и угла влета ϑ_0 по отношению к плоскости, $\varepsilon = U(x_0) + E \vartheta_0^2 / 2$, то полученные выражения для полных радиационных потерь надо усреднить по случайным точкам влета. На рис. 3 приведены зависимости радиационных потерь энергии электронов и позитронов $\langle dE/d\ell \rangle$, усредненные по x_0 от отношения ϑ_0 к критическому углу для плоскостного каналирования: $S_L = \sqrt{2U_0/E}$. При этом точки влета x_0 считаются распределенными равномерно в пределах канала. Ход этих кривых обусловлен факторами как от каналированных, так и от надбарьерных частиц.

Эти зависимости как по форме, так и по порядку величины весьма близки к аналогичным зависимостям, рассчитанным Байефом, Катковым и Страховенко [5] для кремния с помощью модельных потенциалов типа $U(x) = ch(x/a_s) - 1$ (для позитронов) и $U(x) = ch\delta - ch(|x/a_s| - \delta)$ (для электронов). В работе [5] даны также кривые зависимостей отношения энергетических потерь позитронов $(\Delta E)_p$ к энергетическим потерям электронов $(\Delta E)_e$ от $\vartheta_0^2/\vartheta_L^2$ для произвольных кристаллов. Сравнение с результатами настоящей работы показывает, что результаты обеих работ хорошо совпадают, за исключением областей значений углов $\vartheta_0/\vartheta_L < 0,1$ и $0,7 < \vartheta_0/\vartheta_L < 1,1$. В первой области отношение $(\Delta E)_p/(\Delta E)_e$, полученное в настоящей работе, несколько больше (примерно в два

раза), а во второй области - несколько меньше (примерно на 30-40%). Это различие качественно можно понять следующим образом. Модельный потенциал, принятый в [5], дает завышенные значения поля (силы) на дне потенциальной ямы в случае электронов и на вершине потенциального барьера в случае позитронов. При малых ϑ_0/ϑ_1 частицы, в основном, движутся на дне потенциальной ямы, поэтому в модели работы [5] получено заниженное отношение $(\Delta E)_p/(\Delta E)_e$ (из-за завышенных значений $(\Delta E)_e$), а при $\vartheta_0/\vartheta_1 \sim 1$ частицы большую часть времени движутся вблизи вершины потенциального барьера, поэтому в [5] отношение $(\Delta E)_p/(\Delta E)_e$ несколько завышено (из-за завышенных значений $(\Delta E)_p$).

4. Угловое распределение

Угловое распределение интегральных потерь энергии на излучение определяется выражением (см., например, [6] § 73):

$$\frac{dE}{d\Omega} = \frac{e_0^2}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{2(\vec{n} \cdot \vec{w})(\vec{v} \cdot \vec{w})}{\varkappa^4} + \frac{\vec{w}^2}{\varkappa^3} - \frac{\gamma^{-2}(\vec{n} \cdot \vec{w})^2}{\varkappa^5} \right\} dt \quad (15)$$

Здесь $\varkappa = 1 - \vec{n} \cdot \vec{v}$, $\vec{v} = (v_x, 0, v_z)$, $\vec{n} = (\vartheta \cos \varphi, \vartheta \sin \varphi, 1 - \vartheta^2/2)$ - единичный вектор в направлении излучения, $\vec{w} \equiv \dot{\vec{v}} = e_0 \gamma^{-1} (\vec{E} - \vec{v}(\vec{v} \cdot \vec{E}))$ - ускорение частицы, где $\vec{E} = (-\frac{dU}{e_0 dx}, 0, 0)$ - напряженность электрического поля атомной плоскости. Учитывая, что $v_z^2 = 1 - (\gamma^{-2} + v_x^2)/2$, для \varkappa получим:

$$\varkappa = \frac{\gamma^{-2}}{2} (1 + \eta^2 + \xi^2 - 2\eta\xi \cos \varphi), \quad (16)$$

где введены обозначения $\eta = \gamma \vartheta$, $\xi = \gamma v_x$.

Учитывая также, что скорость частиц почти перпендикулярна электрическому полю плоскостей: $\vec{v} \cdot \vec{E} \ll |\vec{E}|$, для углового распределения потерь энергии на единицу пути, усредненных по пери-

оду (или квазипериоду), получим

$$\frac{d^2 E}{d\Omega d\ell} = \frac{2e_0^2}{\pi} E^4 \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{dU}{dx} \right)^2 \frac{(1-\eta^2 - \xi^2 + 2\eta\xi \cos\varphi)^2 + 4\eta^2 \sin^2\varphi}{(1+\eta^2 + \xi^2 - 2\eta\xi \cos\varphi)^5} dt, \quad (I7)$$

где T имеет тот же смысл, что и в (7).

При конкретных расчетах удобнее вместо интегрирования по времени t провести интегрирование по координате x . Тогда приходим к следующей формуле для углового распределения энергии излучения

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E}{d\Omega d\ell} = \frac{4e_0^2}{\pi} E^4 \frac{1}{T} \int_0^{x_m} \left(\frac{dU}{dx} \right)^2 \left\{ \frac{(1-\eta^2 - \xi^2 + 2\eta\xi \cos\varphi)^2 + 4\eta^2 \sin^2\varphi}{(1+\eta^2 + \xi^2 - 2\eta\xi \cos\varphi)^5} + \right. \\ \left. + \theta(U_0 - \varepsilon) \frac{(1-\eta^2 - \xi^2 - 2\eta\xi \cos\varphi)^2 + 4\eta^2 \sin^2\varphi}{(1+\eta^2 + \xi^2 + 2\eta\xi \cos\varphi)^5} \right\} dx. \end{aligned} \quad (I8)$$

В случае, когда направление движения частицы на всей траектории отклоняется от первоначального на угол, значительно меньший γ^{-1} , имеем $|\xi| \ll 1$, и интеграл (I7) существенно упрощается (дипольное приближение):

$$\frac{d^2 E}{d\Omega d\ell} = \frac{3}{\pi} E^2 \frac{(1-\eta^2)^2 + 4\eta^2 \sin^2\varphi}{(1+\eta^2)^5} \cdot \frac{dE}{d\ell} \quad (I9)$$

Здесь $dE/d\ell$ определяется формулой (7).

В дипольном приближении основная доля энергии излучается под прямым азимутальным углом $\varphi = \pi/2$, который отсчитывается от плоскости движения частицы.

Угловое распределение полных потерь энергии на излучение для частиц с энергией 10 ГэВ в зависимости от поперечной энергии приведено на рис.4 (а-г). Для каналированных частиц с малой

поперечной энергией $\epsilon \ll U_0$ излучение направлено вперед в углы $\vartheta \lesssim \gamma^{-1}$ и почти не зависит от азимутального угла φ (рис. 4а). С ростом ϵ для канализированных частиц зависимость от φ становится более существенной, причем в плоскости движения ($\varphi = 0$) максимум излучения идет не под нулевым углом ϑ к средней скорости (рис. 4 б). Это обусловлено тем, что угловая часть подынтегрального выражения в (17) при данной ϵ имеет максимум в области углов $0 \leq \eta_m \leq 0,088 \sqrt{\epsilon(\text{эВ}) \cdot E(\text{ГэВ})}$. Для надбарьерных частиц этот максимум приходится на углы $0,088 \sqrt{(\epsilon - U_0)(\text{эВ}) \cdot E(\text{ГэВ})} \leq \eta_m \leq 0,088 \sqrt{\epsilon(\text{эВ}) \cdot E(\text{ГэВ})}$, и излучение направлено в сторону направления средней скорости движения частицы (рис. 4 (в, г)). При этом, с ростом ϵ основная доля излучения сосредоточена в плоскости движения ($\varphi = 0$).

На рис. 5, 6 приведены угловые зависимости полных радиационных потерь для разных углов влета ϑ_0 электронов (рис. 5) и позитронов (рис. 6) в кристалл, при этом произведено усреднение потерь по точкам влета X_0 частиц. Угол излучения ϑ' для удобства отсчитывается от направления начальной скорости \vec{v}_0 , поскольку излучение испускается, в основном, под небольшими углами к этому направлению.

На рис. 5 видно, что основная доля энергии излучается под углами ϑ' порядка γ^{-1} и меньше. С увеличением угла влета ϑ_0 кривые углового распределения потерь несколько сужаются. При этих значениях ϑ' интенсивность излучения вблизи плоскости движения (т.е. при $\varphi' \approx 0$) заметно больше, чем в направлении $\varphi' \approx \pi/2$ при том же значении $\vartheta' < \gamma^{-1}$. Такое распределение потерь энергии противоположно тому, которое получается при условиях дипольного приближения (см. (19)). При больших же углах $\vartheta' > \gamma^{-1}$ характер распределения интенсивности изменяет-

при $\varphi' \approx \pi/2$ энергия излучается интенсивнее, чем при $\varphi' = 0$. Заметим также, что вблизи плоскости движения электронов ($\varphi' \approx 0$) максимум излучения приходится не на нулевой угол ϑ' . Это объясняется отличием среднего направления движения частиц от направления начальной скорости \vec{v}_0 , причем для надбарьерных частиц это отличие тем менее существенно, чем больше ϑ_0 .

В случае же позитронов (рис.6) основная доля энергии также излучается под углами ϑ' порядка γ^{-1} и меньше, и с увеличением угла входа частиц ϑ_0 кривые углового распределения поперь также сужаются. Недипольный характер распределения интенсивности излучения проявляется, однако, в отличие от случая электронов, только при $\vartheta_0 < \vartheta_L$. Смещение максимума излучения относительно $\vartheta' = 0$ для $\varphi' = 0$ и тех же углов входа частиц ϑ_0 также наблюдается, но оно несколько менее выражено.

Изложенные выше результаты получены без учета рассеяния частиц на тепловых колебаниях атомов кристалла или других неоднородностях. Поэтому они верны в случае тонких кристаллов, с толщинами, меньшими длины деканализирования.

Авторы выражают благодарность Н.К.Жеваго за весьма полезные обсуждения.

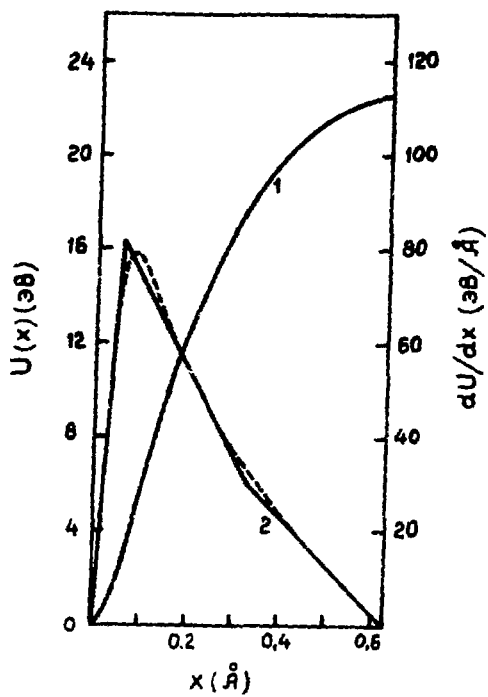


Рис. I

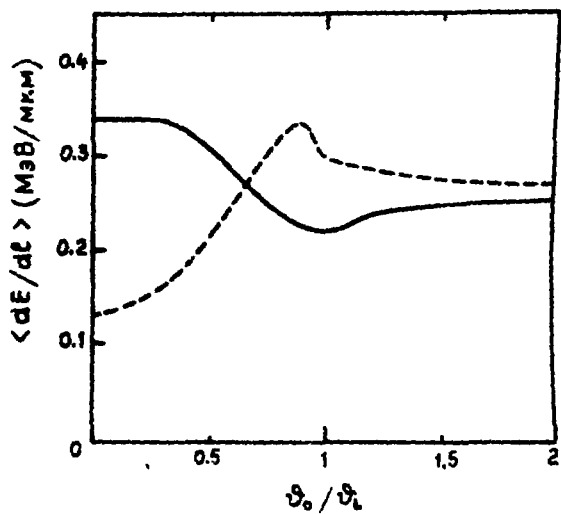


Рис. 2

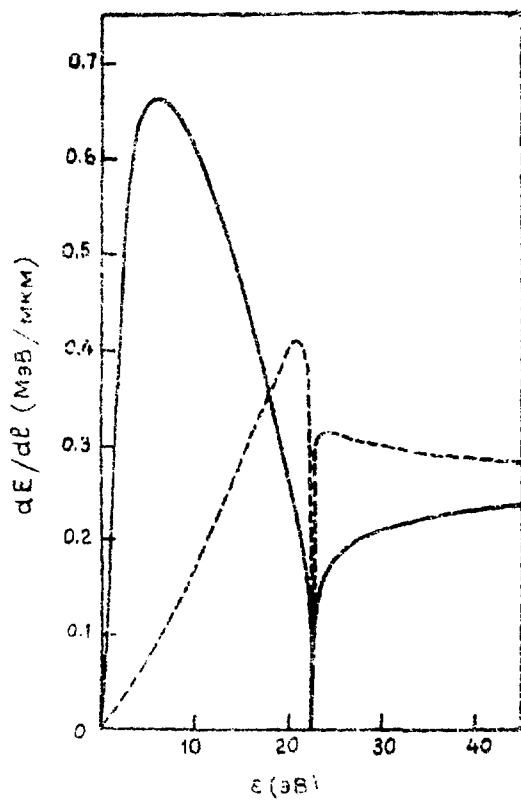


Рис.3

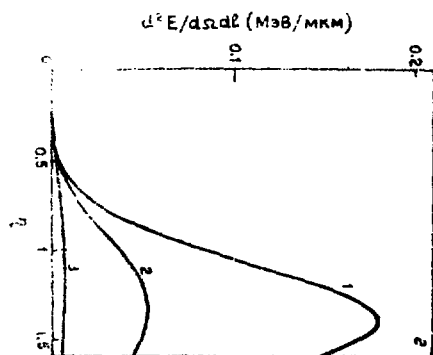
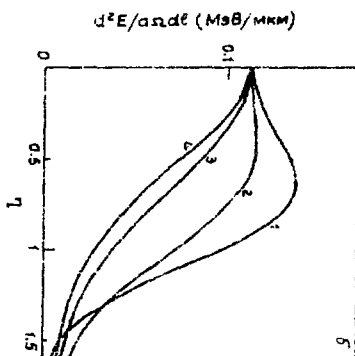
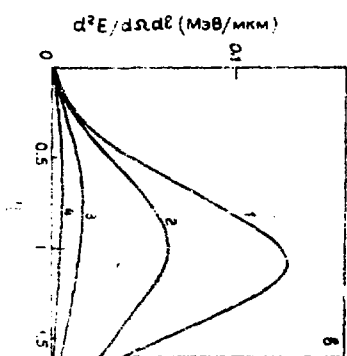
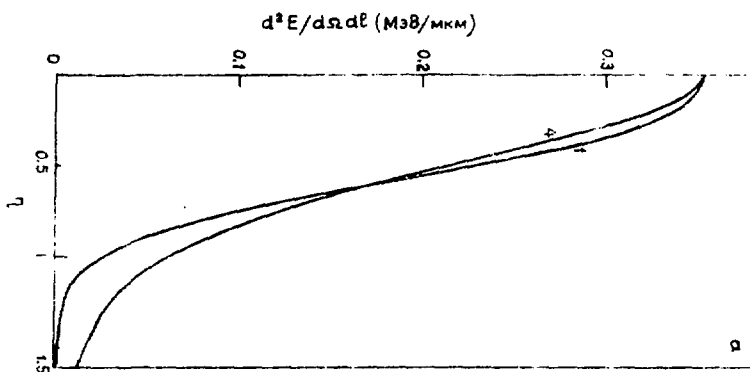


FIG. 4

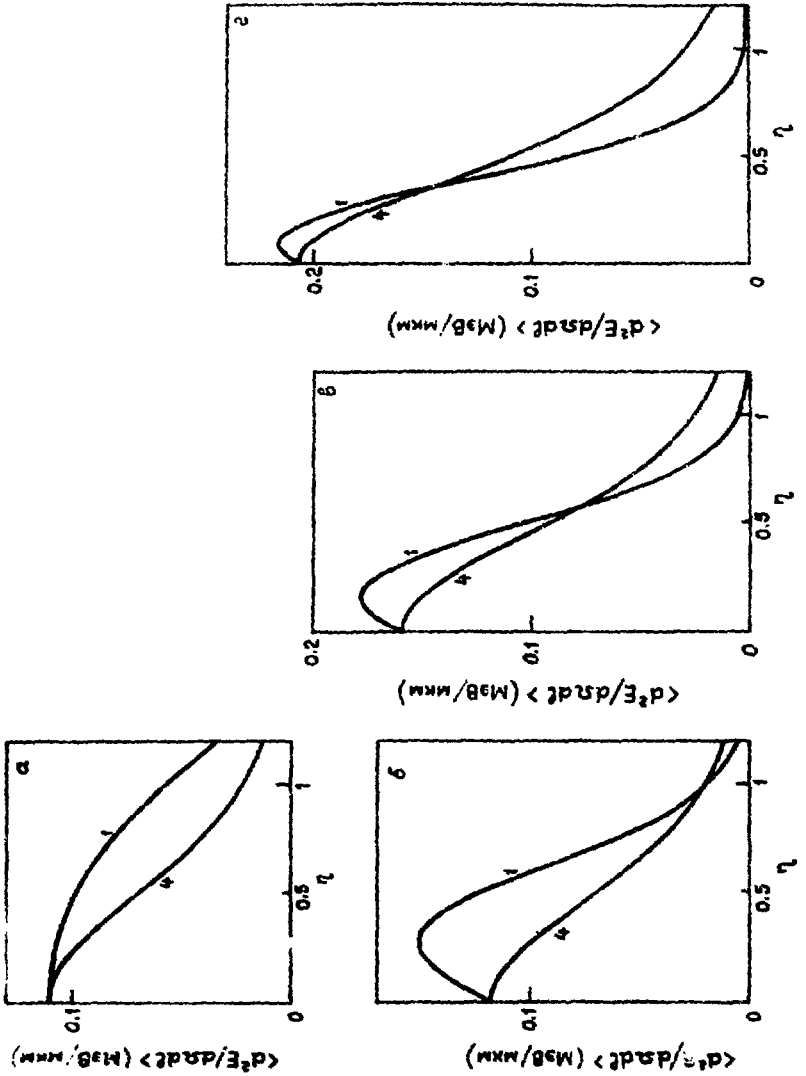


Рис.5

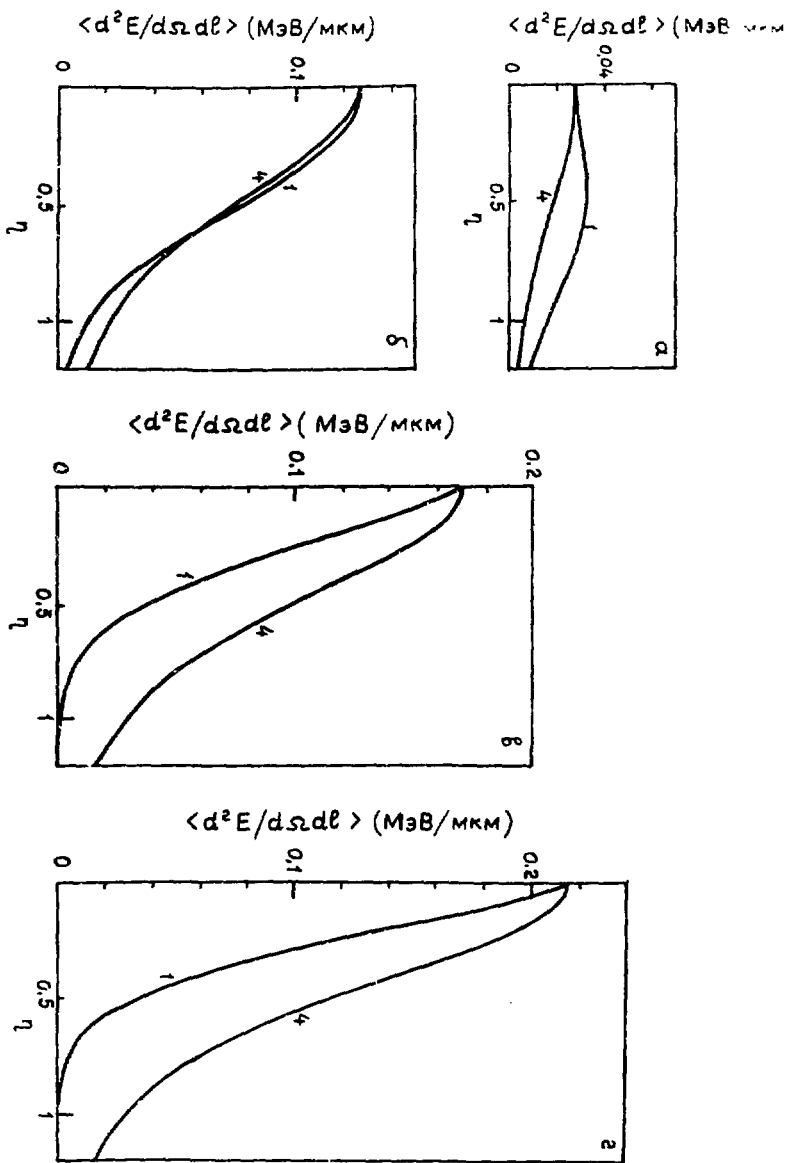


Рис. 6

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1 Сплошные кривые - потенциальная энергия электрона $U(x)$ (гладкая кривая) и сила du/dx , действующая на него (ломаная кривая) при движении вдоль плоскостей (110) в кристалле алмаза в модели трех парабол. Пунктирная кривая - сила, действующая на электрон, полученная из потенциала Мольера, усредненного по тепловым колебаниям.

Рис.2 Сплошная кривая - полные радиационные потери энергии $dE/d\ell$ электрона с энергией 10 ГэВ в зависимости от поперечной энергии ϵ . Пунктирная кривая - то же для позитрона.

Рис.3 Сплошная кривая - полные радиационные потери энергии $\langle dE/d\ell \rangle$ электрона с энергией 10 ГэВ, усредненные по 1000 точкам входа X_0 в зависимости от начального угла влета ϑ_0 . Пунктирная кривая - то же для позитрона.

Рис.4а Угловое распределение полных радиационных потерь энергии электрона с поперечной энергией $\epsilon = 5$ эВ в зависимости от полярного угла $\eta = \chi \vartheta$. Цифрами 1, 2, 3, 4 обозначены кривые, соответствующие значениям азимутального угла $\varphi = 0, \pi/6, \pi/3, \pi/2$, соответственно. Углы ϑ и φ отсчитываются от среднего направления скорости каналированного электрона.

Рис.4б То же, что на рис.4а, $\epsilon = 15$ эВ.

Рис.4в То же, что на рис.4а, $\epsilon = 25$ эВ.

Рис.4г То же, что на рис.4а, $\epsilon = 35$ эВ.

Рис.5а Угловое распределение полных радиационных потерь энергии электронов ($E = 10$ ГэВ) с начальными углами влета $\vartheta_0 = 0$, усредненных по 50 точкам входа X_0 в зависимости от по-

лярного угла $\eta' = \gamma \vartheta'$. Углы ϑ' и φ' отсчитываются от направления начальной скорости частиц \vec{v}_0 . Остальные обозначения как на рис.4.

Рис.5б То же, что на рис.5а, $\vartheta_0 = 0,8 \vartheta_L$.

Рис.5в То же, что на рис.5а, $\vartheta_0 = 1,2 \vartheta_L$.

Рис.5г То же, что на рис.5а, $\vartheta_0 = 2 \vartheta_L$.

Рис.6а-г То же, что на рис.5а-г, для позитронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Базылев В.А., Жеваго Н.К. Генерация интенсивного электромагнитного излучения релятивистскими частицами. УФН, 1982, т.137, с.605-662.
2. Ахизер А.И., Шульга Н.Ф. Излучение релятивистских частиц в монокристаллах. УФН, 1982, т.137, с.561-604.
3. Авакян А.Л., Жеваго Н.К., Ян ШИ. Излучение электронами и позитронами при осевом квазиканалировании. ЖЭТФ, 1982, т.82 с.573-591.
4. Авакян А.Р., Глебов В.И., Жеваго Н.К., Ян ШИ. Явление минимума радиационных потерь энергии релятивистских электронов в кристалле. Препринт ЕФИ-514(1)-82, Ереван, 1982.
5. Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М. Излучение релятивистских частиц при плоскостном каналировании. ЯФ, 1981, т.33, с.1284-1296.
6. Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М. Излучение релятивистских частиц при квазипериодическом движении. ЖЭТФ, 1981, т.80, с. 1348-1360.
7. Gemmell D.S. Channeling and Related Effects in the Motion of Charged Particles Through Crystals.--Rev.Mod.Phys., 1974, vol.46, p.129-227.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973.

Рукопись поступила 28 июня 1984 г.

А.С. АРУТЮНЯН, ЯН ШИ

РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ
И ПОЗИТРОНОВ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ И КВАЗИКАНАЛИРОВАНИИ

Редактор Л.П. Мукаян

Технический редактор А.С. Абрамян

Подписано в печать 20/ХП-84г. БФ-03001 Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч. изд. л. 1,5

Тираж 299 экз. Ц. 22 к.

Зак. тип. № 939

Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, Маркаряна 2

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ