Известия НАН Армении, Физика, т.39, №2, с.78-86 (2004)

УДК 534.29

ВОЗДЕЙСТВИЕ ПРОДОЛЬНЫХ ГИПЕРЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ НА ПОТЕНЦИАЛЬНУЮ ЭНЕРГИЮ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЧАСТИЦЫ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ

Л.Ш. ГРИГОРЯН, Г.Ф. ХАЧАТРЯН, С.Р. АРЗУМАНЯН, К.С. БАГДАСАРЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 18 августа 2003 г.)

Исследовано воздействие продольных гиперзвуковых (ГЗ) колебаний на энергию взаимодействия релятивистской, планарно каналированной частицы с монокристаллом. Показано, что после усреднения (в плоскости каналирования) на расстояниях много меньше длины ГЗ волны воздействие ГЗ описывается дополнительным множителем в энергии взаимодействия, который не зависит от параметров монокристалла.

1. Введение

При прохождении заряженных частиц вблизи кристаллографических плоскостей или осей кристалла под углами меньшими, чем некоторый критический угол каналирования, возможно соответственно плоскостное или осевое каналирование. В этом случае частицы относительно долгое время движутся вдоль каналов, образованных кристаллографическими плоскостями или осями, где потенциальная энергия взаимодействия с кристаллом имеет минимум. Нерелятивистское движение поперек канала (осцилляции для случая планарного и вращение для случая осевого каналирования) ограничено размерами порядка межатомных расстояний.

Предсказанное Кумаховым [1,2] и подтвержденное экспериментально [2-9] интенсивное рентгеновское и гамма-излучение каналированнных релятивистских частиц может оказаться недорогим и компактным источником рентгеновского излучения, имеющим важные практические применения. Возможно также увеличение интенсивности этого излучения воздействием гиперзвуковых (ГЗ) колебаний на монокристалл (см. [10-22] и приведенные там ссылки). Настоящая работа посвящена исследованию воздействия продольных ГЗ колебаний (этот случай представляет наибольший практический интерес) на энергию взаимодействия планарно каналированной частицы с монокристаллом.

2. Непрерывный потенциал при наличии ГЗ колебаний

Направим ось OZ декартовой системы координат x,y,z вдоль направления каналирования релятивистской частицы, а ось OX – вдоль направления ее поперечных осцилляций в канале. Плоскость YOZ будем называть плоскостью каналирования.

В теории излучения каналированной частицы используется замена

$$qV(x,y,z) \to q\langle V(x)\rangle \tag{1}$$

энергии взаимодействия частицы с монокристаллом (q – заряд частицы) на упрощенное выражение $q\langle V\rangle$, где

$$\langle V\rangle = \lim_{l_y,l_z\to\infty} \frac{1}{4l_y l_z} \int_{-l_y}^{l_y} d\bar{y} \int_{-l_z}^{l_z} d\bar{z}\, V(x, y+\bar{y}, z+\bar{z}) \tag{2}$$

есть т.н. непрерывный потенциал в случае планарного каналирования (см., например, [2,6,7,9]). Он получается усреднением "дискретного потенциала" $V(x,y,z)$ по всей плоскости каналирования.

В случае планарного каналирования частица движется вдоль плоскости каналирования со скоростью, близкой к скорости света:

$$\mathrm{v}_y \cong 0\,, \quad \mathrm{v}_z \cong c \Rightarrow y \cong 0\,, \quad z \cong ct\,, \tag{3}$$

и осциллирует в поперечном направлении с нерелятивистской скоростью $|\mathrm{v}_x| << c$. После подстановки (3) в $V(x,y,z)$ имеем

$$V(x,y,z) \cong V(x,0,ct)\,. \tag{4}$$

По существу, частица совершает одномерные осцилляции в поле $V(x,0,ct)$. Частота ν_x этих осцилляций определяется выражением

$$\nu_x \sim \frac{c}{\delta_x}\sqrt{2\frac{q\Delta V}{E}} \tag{5}$$

(см., например, [2,6,7,9]), где δ_x – период кристаллической решетки вдоль направления оси OX, ΔV – амплитуда осцилляций потенциала вдоль этого направления, а E – энергия каналированной частицы. Частота ν_1 вариации $V(x,0,ct)$ во времени очень большая:

$$\nu_1 \sim c/\delta_1 >> \nu_x\,, \quad \text{где} \quad 2\pi/\delta_1 = \min\{|\mathbf{g}|; \mathbf{g} \neq 0; g_x = 0\} \tag{6}$$

(см.(26)). По этой причине поперечное движение частицы представляет собой перемещение вдоль некоторой сравнительно плавной траектории (осциллирующей с частотой ν_x) с одновременными малыми и быстрыми осцилляциями (с частотой ν_1) вокруг нее. При этом с удовлетворительной точностью можно считать [2-9], что движение частицы происходит в усредненном поле (2). Ситуация изменяется после включения ГЗ колебаний.

Для простоты рассмотрим гармоническую ГЗ волну

$$\Delta\mathbf{r} = \mathbf{a}_* \sin(\mathbf{k}_s \mathbf{r} + \varphi_*), \tag{7}$$

возбужденную в направлении каналирования: $\mathbf{k}_s = (0,0,k_s)$, и поляризованную в плоскости XOZ так, что смешение $\Delta\mathbf{r}$ частиц определяется вектором $\mathbf{a}_* = (a_{*x}, 0, a_{*z})$. Зависимость от времени учитывается в $\mathbf{a}_*$ и φ_*. Например, для стоячей ГЗ волны

$$\mathbf{a}_* = \mathbf{a}_0 \sin\omega_s t, \quad \varphi_* = \varphi_0, \tag{8}$$

а для бегущей ГЗ волны

$$\mathbf{a}_* = \mathbf{a}_0, \quad \varphi_* = \varphi_0 - \omega_s t \tag{9}$$

(a_0, ω_s и φ_0 – амплитуда, циклическая частота и начальная фаза ГЗ колебаний).

Благодаря воздействию ГЗ в вариациях $V(x,0,ct)$ во времени появляется дополнительная (управляемая) частота

$$\nu_2 = c/\lambda_s, \tag{10}$$

где $\lambda_s = 2\pi / k_s$ – длина ГЗ волны. Эта частота намного меньше ν_1, так как $\lambda_s >> \delta_1$, и поэтому возможен резонанс [11-22]

$$\nu_2 \sim \nu_x. \tag{11}$$

Частота резонансных ГЗ колебаний

$$\nu_s = \frac{\mathrm{v_s}}{\lambda_s} \sim 1.5\alpha \text{ ГГц}, \quad \text{где} \quad \alpha = \frac{5\,\mathring{\mathrm{A}}}{\delta_{\mathrm{x}}} \frac{\mathrm{v_s}}{\text{км/с}} \sqrt{\frac{q\Delta V}{30\text{эВ}} \frac{100\text{МэВ}}{E}}, \tag{12}$$

а $\mathrm{v_s}$ – скорость распространения ГЗ в монокристалле. В связи с этим возможно заметное влияние ГЗ на каналированную частицу. Между тем $\langle V(x) \rangle$ не описывает воздействие ГЗ, так как после усреднения (2) зависимость от y и $z \equiv ct$ исчезает. Можно исправить положение, заменив (2) более общим выражением

$$\overline{V}(x,z) = \lim_{l_y \to \infty} \frac{1}{4 l_y l_z} \int_{-l_y}^{l_y} d\bar{y} \int_{-l_z}^{l_z} d\bar{z}\, V(x, y+\bar{y}, z+\bar{z}) \tag{13}$$

(оно переходит в (2) в пределе $l_z \to \infty$). В этом случае переход к непрерывному потенциалу осуществляется заменой

$$V(x,y,z) \to \overline{V}(x,z). \tag{14}$$

В (13) усреднение ведется по области, имеющей вдоль оси OZ конечный размер

$$l_z << k_s^{-1}, \tag{15}$$

и поэтому длинноволновые вариации $V(x,y,z)$, вызванные ГЗ волной (7), учитываются: $\overline{V}=\overline{V}(z)$. Дополнительно к (15) мы будем полагать

$$a_* \le l_z \quad \text{и} \quad \delta << l_z, \tag{16}$$

где δ определяется векторами $\mathbf{g}$ обратной решетки монокристалла:

$$2\pi/\delta = \min\{|\mathbf{g}|; \mathbf{g}\ne 0\} \le 2\pi/\delta_1 . \tag{17}$$

Условия (16) (они легко удовлетворяются) будут использованы в разделе 4.

3. Взаимодействие с монокристаллом

Масса электрона много меньше массы ядра, и поэтому связанные электроны быстро реагируют на смещения ядер относительно положений равновесия, увлекаясь их движением. Можно говорить о движении каждого ядра и окружающих его электронов как о движении единого целого (rigid atom approximation) и полагать, что релятивистская каналированная частица встречает на своем пути мгновенную картину смещения атомов вокруг их положений равновесия. В соответствии с этим энергия взаимодействия $qV(\mathbf{r})$ определяется потенциалом

$$V(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{N}\sum_{\alpha=1}^{s} V_\alpha(\mathbf{r}-\mathbf{r}_{i\alpha}), \tag{18}$$

где

$$V_\alpha(\mathbf{r}) = \int \widetilde{V}_\alpha(\mathbf{k})\exp(i\mathbf{kr})d\mathbf{k} \tag{19}$$

– потенциал атома сорта $\alpha = 1,2,...s$, а

$$\mathbf{r}_{i\alpha} = \mathbf{R}_i + \mathbf{r}_\alpha + \mathbf{u}_{i\alpha} + \Delta\mathbf{r}_{i\alpha} \tag{20}$$

– радиус-вектор атома α-го сорта в элементарной ячейке. Мы пренебрегаем влиянием на поле атома химических связей, обычно искажающих его периферийную область. Относительное число электронов, ответственных за формирование монокристалла, мало, и поэтому (18) является достаточно хорошим приближением [2,6,7,9]. В (20) $\mathbf{R}_i$ – радиус-вектор i-го узла решетки Браве, $\mathbf{r}_\alpha$ – радиус-вектор атома α-го сорта в элементарной ячейке (в положении равновесия и при отсутствии ГЗ колебаний). Полное смещение $\mathbf{u}_{i\alpha} + \Delta\mathbf{r}_{i\alpha}$ (по отношению к положению равновесия $\mathbf{R}_i + \mathbf{r}_\alpha$) определяется тепловыми колебаниями ($\mathbf{u}_{i\alpha}$), происходящими с некоторой плотностью вероятности $P_{i\alpha}(u_{i\alpha})$, и ГЗ колебаниями, которые описываются смещением

$$\Delta\mathbf{r}_{i\alpha} = \mathbf{a}_* \sin[\mathbf{k}_s(\mathbf{R}_i + \mathbf{r}_\alpha) + \varphi_*] \tag{21}$$

(см.(7), в котором $\mathbf{r} = \mathbf{R}_i + \mathbf{r}_\alpha$).

Теперь подставим (19),(20) и (21) в (18) и затем усредним по тепловым колебаниям (флуктуациям) атомов. Введя фактор Дебая–Валлера[1]

$$P_\alpha(\mathbf{k}) \equiv \int P_\alpha(\mathbf{u}) \exp(-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{u})d\mathbf{u} \tag{22}$$

(Фурье-образ с точностью до постоянной) и воспользовавшись известным разложением [23]

$$\exp(ia\sin b) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} J_m(a)\exp(imb)\,, \tag{23}$$

находим

$$\begin{gathered} V(\mathbf{r}) = \sum_m \exp(-im\varphi_*) \int d\mathbf{k} J_m(\mathbf{k}\mathbf{a}_*)\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})\left\{\sum_\alpha \widetilde{V}_\alpha(\mathbf{k})P_\alpha(\mathbf{k})\exp[-i(\mathbf{k}+m\mathbf{k}_s)\mathbf{r}_\alpha]\right\}\times \\ \times\sum_i \exp[-i(\mathbf{k}+m\mathbf{k}_s)\mathbf{R}_i], \end{gathered} \tag{24}$$

где $J_m(x)$ – функция Бесселя целого порядка. Используя равенство

$$\sum_{i=1}^{N} \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{R}_i) = N\sum_{\mathbf{g}} \delta_{\mathbf{q},\mathbf{g}} = (2\pi)^3 n \sum_{\mathbf{g}} \delta(\mathbf{q}-\mathbf{g})\,, \tag{25}$$

которое справедливо при большом числе узлов N решетки (см., например, [24]), интегрирование по $\mathbf{k}$ заменим суммированием по векторам

$$\mathbf{g} = 2\pi n(g_1\mathbf{b}\times\mathbf{c} + g_2\mathbf{c}\times\mathbf{a} + g_3\mathbf{a}\times\mathbf{b}) \tag{26}$$

обратной трехмерной решетки монокристалла. Здесь $\delta_{\mathbf{q},\mathbf{g}}$ – символ Кронекера, $\delta(\mathbf{q})$ – дельта-функция Дирака, $g_{1,2,3} = 0,\pm1,\pm2,...,$ $\mathbf{a},\mathbf{b},\mathbf{c}$ – основные векторы трансляций монокристалла, а

$$n = |\mathbf{a}(\mathbf{b}\times\mathbf{c})|^{-1} \tag{27}$$

– плотность числа элементарных ячеек. В результате

$$V(\mathbf{r}) = (2\pi)^3 n \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{\mathbf{g}} J_m(\mathbf{G}\mathbf{a}_*)\overline{VP}(\mathbf{G};\mathbf{g})\exp[i(\mathbf{G}\mathbf{r} - m\varphi_*)], \tag{28}$$

где

$$\overline{VP} = \sum_{\alpha=1}^{s} \widetilde{V}_\alpha(\mathbf{G})P_\alpha(\mathbf{G})\exp(-i\mathbf{g}\mathbf{r}_\alpha)\,. \tag{29}$$

В (28), по существу, суммирование ведется по

$$\mathbf{G} = \mathbf{g} - m\mathbf{k}_s \equiv \mathbf{g} + \mathbf{g}_s\,, \tag{30}$$

т.е. по всем векторам $\mathbf{g}$ обратной трехмерной решетки монокристалла и по всем векторам

$$\mathbf{g}_s = -m\mathbf{k}_s \tag{31}$$

[1] Симметрия кристалла требует, чтобы $P_{i\alpha}=P_\alpha$.

обратной одномерной ГЗ решетки. В последнем случае основной вектор трансляции прямой решетки

$$\boldsymbol{\lambda}_s \equiv \lambda_s \mathbf{k}_s / k_s \tag{32}$$

соответствует периоду $\lambda_s >> a, b, c$. В этом смысле можно говорить о сверхрешетке, возбужденной ГЗ волной.

4. Усреднение в плоскости каналирования

Перейдем к усреднению (13). Согласно (28)

$$\overline{V} = (2\pi)^3 n \sum_{m;\mathbf{g};g_y=0} S_m(\mathbf{g}) \overline{VP}(\mathbf{G};\mathbf{g}) \exp[i(\mathbf{Gr} - m\varphi_*)], \tag{33}$$

где

$$S_m = J_m(\mathbf{Ga}_*) \frac{\sin u}{u}, \tag{34}$$

а $u = (g_z - mk_s) l_z$. Далее мы ограничимся случаем продольной ГЗ волны: $\mathbf{a}_* = (0,0,a_*)$, поскольку он представляет наибольший практический интерес.

Имеются две возможности:

$$S_m = \begin{cases} J_m(-mk_s a_*) \dfrac{\sin mk_s l_z}{mk_s l_z} & \text{при} \quad g_z = 0, \\ J_m(u\, a_* / l_z) \dfrac{\sin u}{u} & \text{при} \quad g_z \neq 0. \end{cases} \tag{35}$$

В случае $g_z = 0$

$$S_m \cong \begin{cases} J_m(-mk_s a_*) & \text{при} \quad |m| << (k_s l_z)^{-1} \equiv M_z, \\ 0 & \text{при} \quad |m| \geq M_z >> 1, \end{cases} \tag{36}$$

поскольку для больших $|m|$ и $k_s a_* << 1$ (на практике реализуется именно этот случай) $J_m(mk_s a_*)$ экспоненциально мало [23]. В случае $g_z \neq 0$

$$J_m \frac{\sin u}{u} \cong 0. \tag{37}$$

Последнее соотношение очевидно, если $|u| >> 1$. В обратном случае ($|u| \leq 1$) имеем

$$|g_z - mk_s| \leq \frac{1}{l_z} << \frac{1}{\delta} \leq \frac{|g_z|}{2\pi} \Rightarrow |m| k_s \cong |g_z| \geq \frac{2\pi}{\delta} \tag{38}$$

(использовано (16)), и поэтому $|m| \geq \lambda_s / \delta >> 1$. Однако

$$J_m(z) \sim \frac{1}{\sqrt{2\pi\, m}} \left(\frac{ez}{2m} \right)^m, \tag{39}$$

когда $m \to \infty$, , а z фиксировано (согласно (16) имеем $|z| = |u| a_* / l_z \leq 1$) [17], и поэтому J_m, а вместе с ним и (37) пренебрежимо малы.

Объединяя оба случая, получаем

$$S_m \cong \delta_{0,g_z} \begin{cases} J_m(-mk_s a_*) & \text{при} \quad |m| << M_z, \\ 0 & \text{при} \quad |m| \geq M_z. \end{cases} \qquad (40)$$

Подставив это выражение в (33), приходим к равенству

$$\bar{V} \cong (2\pi)^3 n \sum_{|m|<<M_z} \sum_{\mathbf{g};g_y=g_z=0} J_m(-mk_s a_*) \overline{VP}(\mathbf{g} - m\mathbf{k}_s; \mathbf{g}) \exp\{i[xg_x - m(k_s z + \varphi_*)]\}. \quad (41)$$

Слагаемые с $g_x = 0$ можно опустить, ибо они не зависят от x и поэтому не влияют на поперечные осцилляции в канале. К тому же

$$\mathbf{g} - m\mathbf{k}_s \cong \mathbf{g} \quad \text{при} \quad \mathbf{g} \neq 0, \quad |m| << M_z \qquad (42)$$

(это следует из (16)). В результате получаем, что непрерывный потенциал

$$\bar{V}(x,z) \cong \langle V(x) \rangle \Lambda(z), \qquad (43)$$

где

$$\Lambda = \sum_{|m|<<M_z} J_{-m}(mk_s a_*) \exp[im(k_s z + \varphi_*)], \qquad (44)$$

$$\langle V \rangle = (2\pi)^3 n \sum_{\mathbf{g};g_y=g_z=0} \overline{VP}^{(0)}(\mathbf{g}) \exp(ixg_x), \qquad (45)$$

а $\overline{VP}^{(0)} = \overline{VP}(\mathbf{g};\mathbf{g})$ не зависит от параметров ГЗ[2].

Как видим, благодаря воздействию ГЗ в непрерывном потенциале появился дополнительный множитель

$$\Lambda \cong 1 + 2 \sum_{m=1,2...} (-1)^m J_m(mk_s a_*) \cos[m(k_s z + \varphi_*)], \qquad (46)$$

не зависящий от параметров монокристалла. В (46) предел суммирования ($<< M_z$) не указан, поскольку с возрастанием m слагаемые в сумме стремятся к нулю экспоненциально. Как видим, $\Lambda(z)$ не зависит от l_z, что является следствием (15), (16).

Если формально заменить (15) обратным условием $k_s^{-1} << l_z \to \infty$ (усреднение по всей плоскости каналирования), то $M_z = (k_s l_z)^{-1} \to 0$ и в (44) останется слагаемое с $m = 0$. В результате $\Lambda(z) = 1$, а (43) перейдет в (45).

5. Заключение

При наличии продольной ГЗ волны энергия взаимодействия реляти-

[2] Выражение (43) верно и в том случае, когда слагаемые с $g_x = 0$ не отбрасываются, поскольку $\tilde{V}_\alpha(m\mathbf{k}_s)P_\alpha(m\mathbf{k}_s) \cong \tilde{V}_\alpha(0)P_\alpha(0)$. Последнее следует из того, что a_{sc}; $a_T << 1/|m|k_s$ при $|m| << M_z$, где a_{sc} и a_T – (по порядку величины) радиус экранирования и амплитуда тепловых колебаний ядер монокристалла, соответственно.

вистской, планарно каналированной частицы с монокристаллом после усреднения (13), при условиях (15), (16) определяется выражением (43). При отсутствии резонанса (11) воздействие ГЗ мало. В этом случае можно перейти к пределу $l_z \to \infty$ (усреднение по всей плоскости каналирования) и тогда $\overline{V}(x,z)$ переходит в (45).

Согласно (43)-(45): 1) переменные x и z разделяются для произвольного монокристалла, 2) множитель $\Lambda(z)$ не зависит от параметров монокристалла, а $\langle V(x)\rangle$ – непрерывный потенциал при отсутствии ГЗ.

Если в (46) опустить малые слагаемые с $m = 2;3...$, то

$$\overline{V} \approx \langle V(x)\rangle [1 - 2J_1(k_s a_*)\cos(k_s z + \varphi_*)]. \tag{47}$$

В [11,13,14], следуя [25], использована аппроксимация

$$q\overline{V} \approx c_0 + b_0 \cos k_s z + b_1 (1 - \mu \cos k_s z) x^2 \tag{48}$$

для планарно каналированного позитрона. Подгоночные параметры b_0, b_1 и μ оставались неопределенными (c_0 – несущественная постоянная). Приравняв (47) и (48), находим

$$\mu = 2J_1(k_s a_*) \cong k_s a_* \ll 1, \tag{49}$$

$b_0 = -2c_0 J_1(k_s a_*)$, $\varphi_* = 0$, а $q\langle V(x)\rangle = c_0 + b_1 x^2$.

Авторы выражают признательность академику А.Р.Мкртчяну за ценные обсуждения.

Работа выполнена в рамках проекта А-100.2 Международного научно-технического центра и гранта 1361 Министерства образования и науки РА.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M.A.Kumakhov**. Phys. Lett. A, **57**, 17 (1976).
2. **М.А.Кумахов**. Излучение каналированных частиц в кристаллах. М., Энергоатомиздат, 1986.
3. **V.V.Beloshitsky, F.F.Komarov**. Phys. Rep. **93**, 117 (1982).
4. **J.U.Andersen, E.Bonderup, R.H.Pantell**. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **33**, 453 (1983).
5. **B.L.Berman, S.Datz**. In: Coherent Radiation Sources, eds. A.W.Saenz and H. Uberall, Berlin-Heidelberg-New York-Tokyo, Springer-Verlag, 1985, p.165.
6. **В.А.Базылев, Н.К.Жеваго**. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М., Наука, 1987.
7. **В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко**. Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах. Новосибирск, Наука, 1989.
8. **M.A.Kumakhov, R.Wedell**. Radiation of Relativistic Light Particles during Interaction with Single Crystals, Heidelberg-Berlin-New York, Spektrum Akademischer Verlag, 1991.
9. **А.И.Ахиезер, Н.Ф.Шульга**. Электродинамика высоких энергий в веществе. М., Наука, 1993.
10. **H.Ikezi, Y.R.Lin-Liu, T.Ohkawa**. Phys. Rev. B, **30**, 1567 (1984).
11. **A.R.Mkrtchyan, R.H.Gasparyan, R.G.Gabrielyan**. Phys. Lett. A, **115**, 410 (1986).
12. **А.Р.Мкртчян, Р.А.Гаспарян, Р.Г.Габриелян, А.Г.Мкртчян, А.А.Асланян, К.Г.Галоян, Л.А.Кочарян, Х.С.Меграбян**. Излучение каналированных позитронов и электронов энергии 4,5 ГэВ в пьезоэлектрических кристаллах. Препринт ИППФ АН Арм. ССР, 1987, с.1÷31.

13. **А.Р.Мкртчян, Р.А.Гаспарян, Р.Г.Габриелян.** ЖЭТФ, **93**, 432 (1987).
14. **A.R.Mkrtchyan, R.H.Gasparyan, R.G.Gabrielyan, A.G.Mkrtchyan.** Phys. Lett. A, **126**, 528 (1988).
15. **А.Р.Мкртчян.** Усиление излучения каналированных частиц и параметрического рентгеновского излучения гиперзвуковыми сверхрешетками, доклад на Рабочем Совещании "Рентгеновское излучение электронных пучков", февраль 2000г., Розендорф, Германия.
16. **L.Sh.Grigoryan, A.H.Mkrtchyan, H.F.Khachatryan, R.P.Vardapetian, H.Prade, W.Wagner.** Radiation Effects & Defects in Solids, **152**, 225 (2000).
17. **L.Sh.Grigoryan, A.R.Mkrtchyan, B.V.Khachatryan, H.F.Khachatryan, H.Prade, W.Wagner.** Radiation Effects & Defects in Solids, **152**, 269 (2000).
18. **L.Sh.Grigoryan, A.R.Mkrtchyan, H.F.Khachatryan, A.H.Mkrtchyan, H.Prade, W.Wagner.** Radiation Effects & Defects in Solids, **153**, 13 (2000).
19. **A.R.Mkrtchyan, A.H.Mkrtchyan, L.Sh.Grigoryan,** et al. "Influence of external hypersonic fields on the channeling radiation of 20 MeV electrons in quartz single crystal", Proceedings of the V Int. Symp. on "Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures" (RREPS-01), Sept. 10-14, 2001, Lake Aya, Altai Mountains, Russia, p.15.
20. **L.Sh.Grigoryan, A.R.Mkrtchyan, A.H.Mkrtchyan, H.F.Khachatryan, W.Wagner, M.A.Piestrup.** Radiation Effects & Defects in Solids, **153**, 221; 289; 307 (2001).
21. **L.Sh.Grigoryan, A.R.Mkrtchyan, A.H.Mkrtchyan, H.F.Khachatryan, H.Prade, W.Wagner, M.A.Piestrup.** Nucl. Instr. & Meth. B, **173**, 132; 184 (2001).
22. **L.Sh.Grigoryan, A.H.Mkrtchyan, H.F.Khachatryan, V.U.Tonoyan, W.Wagner.** Nucl. Instr. & Meth. B, **201**, 25 (2003).
23. Справочник по специальным функциям. Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М., Наука, 1979.
24. **А.С.Давыдов.** Теория твердого тела. М., Наука, 1976.
25. **M.A.Kumakhov, R.Wedell.** Phys. Stat. Sol. B, **76**, 119 (1976).

ԵՐԿԱՅՆԱԿԱՆ ՀԻՊԵՐՁԱՅՆԱՅԻՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՊԼԱՆԱՐ ԿԱՆԱԼԱՑՎԱԾ ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԱԿԱՆ ՄԱՍՆԻԿԻ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՎՐԱ

Լ.Շ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Հ.Ֆ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Ս.Ռ. ԱՐԶՈՒՄԱՆՅԱՆ, Կ.Ս. ԲԱՂԴԱՍԱՐՅԱՆ

Հետազոտված է երկայնական հիպերձայնային (ՀՁ) տատանումների ազդեցությունը ռելյատիվիստական պլանար կանալացված մասնիկի և մոնոբյուրեղի միջև փոխազդեցության էներգիայի վրա: Ցույց է տրված, որ ՀՁ ալիքի երկարությունից շատ փոքր հեռավորությունների վրա միջինացնելուց հետո (կանալացման հարթության մեջ) ՀՁ ազդեցությունը նկարագրվում է փոխազդեցության էներգիայում լրացուցիչ արտադրիչով, որը կախված չէ մոնոբյուրեղի պարամետրերից:

INFLUENCE OF LONGITUDINAL HYPERSONIC VIBRATIONS ON THE POTENTIAL ENERGY OF A PLANARLY CHANNELED RELATIVISTIC PARTICLE

L.SH. GRIGORYAN, H.F. KHACHATRYAN, S.R. ARZUMANYAN, K.S. BAGHDASARYAN

The influence of longitudinal hypersonic (HS) vibrations on the energy of interaction between a relativistic planarly channeled particle and single crystal is investigated. It is shown that after averaging (in the plane of channeling) at the distances much smaller than the wavelength of HS wave the action of HS wave is described by an additional factor in the interaction energy which does not depend on single crystal parameters.