

АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНЫХ ПРОБЛЕМ ФИЗИКИ

Препринт

А. Р. Мергян, Р. А. Геворкян, Р. Т. Габриелян, А. Г. Мергян,
А. А. Асатрян, К. Г. Галоян, Л. А. Кочарян, Х. С. Мелроян
ИЗЛУЧЕНИЕ КАЛИБРОВАННЫХ ПОЗИТРОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ
ЭНЕРГИИ 4,0 ГЭВ В ПРЕЗЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ.

А. Р. Мергян, Л. Е. Григорян, Р. Т. Габриелян, А. А. Асатрян,
А. Р. Мергян
ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НА УЛЬТРАЗВУКОВОЙ СВЕРХШЕЛКЕ

А. Р. Мергян, Т. А. Галачян, Э. Г. Диванян
УПАВЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

ЕРЕВАН-1987

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНЫХ ПРОБЛЕМ ФИЗИКИ

Препринт

А.Р.МКРТЧЯН, Р.А.ГАСПАРЯН, Р.Г.ГАБРИЕЛЯН,
А.Г.МКРТЧЯН, А.А.АСЛАНЯН, К.Г.ГАЛОЯН,
Л.А.КОЧАРЯН, Х.С.МЕГРABЯН

ИЗЛУЧЕНИЕ КАНАЛИРОВАННЫХ ПОЗИТРОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ ЭНЕРГИИ 4.5 ГЭВ В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ.

ЕРЕВАН - 1987

Печатается по решению Ученого совета Института прикладных проблем физики Академии наук Армянской ССР от I.X.1987 г. и Редакционно-издательского совета Академии наук Армянской ССР от 23.XI.1987 г.

ՊՈՋՈՑՐՈՆՆԵՐԻ ԵՎ 4,5 ԳԷՎ ԷՆԵՐԳԻԱՅՈՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ
ՃԱՆՊԱԳԱՅՔՈՒՄԸ ՊՅԵԶՈՇԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

ՄԿՐՏՉՅԱՆ Ա.Ռ., ԳԱՍԳԱՐՅԱՆ Ռ.Զ., ԳԱՐԻՆԵԼՅԱՆ Ռ.Գ.,
ՄԿՐՏՉՅԱՆ Ա.Գ., ԱՍԼԱՆՅԱՆ Հ.Ա., ԳԱԼՈՅԱՆ Կ.Գ.,
ՔՈՉԱՐՅԱՆ Լ.Ա., ՄԵՀՐԱԲՅԱՆ Խ.Ս.

Ինտերկվում է կանալացված պոզիտրոնների և 4,5 ԳԷՎ էներգիայով էլեկտրոնների մոտազայման խնդիրը SiO_2 , LiNbO_3 և CdS պեղրակալի էլեկտրական բյուրեղներում հարթ և առանցքային կանալացման դեպքերում: Պոզիտրոնների մոտազայմումը դիտարկվում է նաև ընդլայնական հիպերձայնային ալիքների դաշտում:

Բերվում են հիպերձայնային ալիքների ռեզոնանսային ազդեցության պայմանները պեղրակալի էլեկտրոններում կանալացված պոզիտրոնի մոտազայման վրա:

ИЗЛУЧЕНИЕ КАНАЛИРОВАННЫХ ПОЗИТРОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ
ЭНЕРГИИ 4,5 ГЭВ В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ.

А.Р.МКРТЧЯН, Р.А.ГАСПАРЯН, Р.Г.ГАБРИЕЛЯН, А.Г.
МКРТЧЯН, А.А.АСЛАНЯН, К.Г.ГАЛОЯН, Л.А.КОЧАРЯН,
Х.С.МЕГРАВЯН

Рассматривается задача об излучении каналированных позитронов и электронов энергии 4,5 ГэВ в пьезоэлектрических кристаллах SiO_2 , LiNbO_3 , CdS в случаях плоскостного и осевого каналирования. Излучение каналированных позитронов рассматривается также в поле поперечной гиперзвуковой волны. Приводятся условия резонансного влияния гиперзвуковых волн на излучение каналированного позитрона в пьезокристаллах.

RADIATION OF CHANNELLED POSITRONS AND ELECTRONS
WITH THE ENERGY OF 4.5 GeV IN PIEZOELECTRIC CRYSTALS

A.R.Mkrtchyan, R.H.Gasparian, R.G.Gabrielyan,
A.G.Mkrtchyan, H.A.Aslanian, K.G.Galoyan,
L.A.Kocharyan, Kh.S.Meghrabian

The paper deals with the problem of radiation of channelled positrons and electrons with the energy of 4.5 GeV in piezoelectric crystals SiO_2 , LiNbO_3 and CdS in case of planar and axial channelling. The channelled positron radiation is also considered in the transverse hypersonic wave field. Conditions for the resonant effect of hypersonic waves on channelled positron radiation in piezocrystals are given.

В последние годы одной из актуальных проблем физики является получение узких и мощных пучков жестких гамма-квантов. Источником такого излучения могут служить релятивистские заряженные частицы при их каналировании в монокристаллах.

В теоретических работах [1-2] впервые было показано, что электроны и позитроны при каналировании могут излучать достаточно узкие и поляризованные пучки жестких гамма-квантов, а экспериментальное доказательство существования такого излучения [3-5] еще более повысил интерес к эффекту излучения ультрарелятивистских каналированных частиц.

Важное место в исследованиях спектрально-угловых характеристик каналированных частиц в кристаллах занимает выявление их толщинных зависимостей. Такие исследования позволяют судить как о вкладе различных механизмов излучения частиц по мере их углубления в толщу кристаллов, так и об оптимальных толщинах, необходимых для создания генераторов с максимально возможным выходом гамма-квантов.

С другой стороны, представляет определенный интерес расширение круга исследуемых радиаторов за счет использования кристаллов с различными структурами и типами химической связи. Здесь следует отметить, что при выборе радиаторов особое значение имеет учет анизотропии тепловых колебаний атомов решетки в кристаллах. Эффект анизотропии тепловых колебаний особенно заметен в пьезоэлектрических кристаллах, в которых, как правило, упругая податливость в пьезоэлектрически активных направлениях больше. Следовательно, эти направления более удобны для каналирования частиц, т.к. в перпендикулярной плоскости к этим направлениям среднеквадратичные значения амплитуд тепловых колебаний атомов значительно

меньше. Действительно, малость амплитуд тепловых колебаний увеличивает как общее число захваченных в канал частиц, так и интенсивность жесткой части спектра излучения.

Наряду с этим важны также исследования влияния внешних воздействий на характеристики излучения каналированных заряженных частиц [6,7].

В настоящей работе сообщаются результаты теоретического и экспериментального исследования спектрального распределения излучения ультрарелятивистских электронов в условиях осевого и плоскостного каналирования в пьезоэлектрических кристаллах SiO_2 , $LiNbO_3$, CdS , а также проводится анализ резонансного влияния гиперзвуковых волн на излучение каналированных позитронов в этих пьезоэлектрических кристаллах вдали от найденного авторами [6,7] резонанса и учитывается влияние ангармонизма колебаний атомов на спектр излучения.

§ 1. Излучение электронов при аксиальном каналировании. Теория.

В случае аксиального каналирования электронов хорошей аппроксимацией (удобная для аналитических расчетов) к потенциалу Мольера является выражение [8,9]

$$U(\xi) = -\frac{\alpha}{\xi} + c \tag{1}$$

при соответствующем подборе параметров α и c , где ξ — расстояние электрона от оси каналирования.

На рис. 1 приведен ход модельного потенциала (1) для кварца в направлении оси [100] с постоянной решетки $d = 4,91 \text{ \AA}$ при

значениях параметров $\alpha = 11 \text{ эВ} \cdot \text{А}$ и $C = 6,5 \text{ эВ}$. Для сравнения на рисунке приведены также графики потенциалов Линхарда и Мольера для этой же оси. Как видно, согласие модельного потенциала (I) с потенциалами Мольера и Линхарда хорошее.

Как известно, траекторию электрона, движущейся в поле (I) можно представить в параметрическом виде [8,10]

$$\begin{aligned} x &= a(\cos \delta - \varepsilon), \quad y = a\sqrt{1-\varepsilon^2} \sin \delta, \\ t &= \frac{1}{\omega_0}(\delta - \varepsilon \sin \delta), \quad \bar{\rho} = \rho(1 - a^2 \omega_0^2 / 2c^2) = \beta(1 - \frac{E_1}{E}), \quad (2) \\ z &= c\bar{\rho}t + \delta z, \quad \delta z = -\frac{a^2 \varepsilon \omega_0}{c} \sin \delta, \quad \beta = \frac{v}{c}, \end{aligned}$$

где $a = \alpha / 2|E_1|$ амплитуда, ε - эксцентриситет, E_1, E - поперечная и полная энергии электрона,

Спектральная плотность излучения электрона при такой траектории можно считать по классической формуле излучения [9,11]

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c^3} \left| \int_{-\infty}^{\infty} [\vec{n} \times \vec{v}] \exp[i f(t)] dt \right|^2, \quad (3)$$

где фаза $f(t)$ в экспоненте определяется по формуле

$$\begin{aligned} f(t) &= \omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}(t) = \omega t - \frac{\omega}{c}(n_x x + n_y y + n_z z) = \\ &= \frac{\omega}{\omega_0} (1 - \beta n_z) (\delta - \varepsilon \sin(\delta + \chi)), \quad (4) \end{aligned}$$

где n_x, n_y, n_z - проекции единичного вектора \vec{n} , $\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2}$,

$$\begin{aligned} \varepsilon_x &= \frac{a\omega_0}{c} \cdot \frac{n_x}{1 - \beta n_z}, \quad \varepsilon_{y^2} = \varepsilon \left(1 - \frac{a^2 \omega_0^2}{c^2} \cdot \frac{n_z}{1 - \beta n_z} \right) + \\ &+ \frac{a\omega_0}{c} \sqrt{1 - \varepsilon^2} \cdot \frac{n_y}{1 - \beta n_z}, \quad \sin \chi = \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon}, \quad \cos \chi = \frac{\varepsilon_{y^2}}{\varepsilon}, \end{aligned}$$

После подстановки выражений (2) и (4) в формулу (3) и громоздких вычислений получаем

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2}{2\pi c \omega_0^2} \sum_k |a_k(\cos \theta)|^2 \delta\left(\frac{\omega}{\omega_0}(1 - \beta n_z) - k\right) \quad (5)$$

где $|a_k(\cos \theta)|^2 = \left\{ \sin^2 \theta \left(1 - \frac{\varepsilon \cos \chi}{\varepsilon} \right)^2 + \frac{2E_1}{E} (1 - \varepsilon^2 \cos^2 \chi) \frac{1}{\varepsilon^2} - \right.$
 $- 2\sqrt{\frac{E_1}{E}} \left(1 - \frac{\varepsilon \cos \chi}{\varepsilon} \right) \frac{\sin \theta}{\varepsilon} \left(\sqrt{1 - \varepsilon^2} \cos \chi \sin \varphi + \sin \chi \cos \varphi \right) \cdot$
 $\cdot J_k^2(k\varepsilon) + \left\{ \varepsilon^2 \sin^2 \theta \sin^2 \chi + \frac{2E_1}{E} (1 - \varepsilon^2 \sin^2 \chi) + 2\sqrt{\frac{2E_1}{E}} \varepsilon \cdot \right.$
 $\left. \sin \chi \sin \theta \left(\sqrt{1 - \varepsilon^2} \sin \chi \sin \varphi - \cos \chi \cos \varphi \right) \right\} J_k^2(k\varepsilon),$
 θ, φ - полярная и азимутальная углы излучения.

Ниже нас будет интересовать только спектральное распределение излучения. Поэтому проинтегрировав выражение (5) по углам θ и φ вылета кванта, для него получим следующее выражение

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{e^2 \omega}{2\pi c \beta \omega_0} \sum_k \int_0^{2\pi} \left| a_k \left(\frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{k\omega_0}{\omega} \right) \right) \right|^2 d\varphi. \quad (6)$$

Аналогичный результат получается также методом, разработанным для вычисления спектрального распределения ондуляторного излучения [12].

На рис.2 приведено спектральное распределение излучения электрона ($E = 4,5 \text{ ГэВ}$) вдоль оси [100] монокристалла кварца с поперечной энергией $E_1 = 60 \text{ эВ}$, соответствующей начальным параметрам электрона $S_0 = 0,16 \text{ А}$, $\theta_0 = 0$. Следует отметить, что подобная задача решена также в работе [13], но формулой, полученной в этой работе невозможно пользоваться, так как она при определенных E_1 , в частности, в случае $E_1 = 60 \text{ эВ}$ дает отрицательные значения для интенсивности.

Мы до сих пор имели дело со спектром излучения одного электрона с определенной поперечной энергией. Однако, так как в реальности на кристалл падает поток электронов с разными начальными координатами ϱ_0 и ϑ_0 (угол влета), то возникает необходимость усреднения спектра излучения по распределению ϑ_0 и ϱ_0 . Учитывая, что частицы падают на кристалл с очень узкими коллимированными пучками с расходимостью 4×10^{-5} рад, а также тот факт, что спектр слабо зависит от угла влета, можно приближенно в выражениях подставить $\vartheta_0 = 0$. Тогда $dI/d\omega$ нужно усреднить по прицельному параметру ϱ_0 . В дальнейшем распределение частиц по этой координате предполагается равномерным. Выражение (6) усредняем по следующей формуле

$$\left\langle \frac{dI}{d\omega} \right\rangle = \int_0^{E_{1,max}} \frac{dI}{d\omega} f(E_1) dE_1, \quad (7)$$

где $f(E_1)$ - функция распределения электронов по поперечным энергиям

$$f(E_1) = \frac{2\tilde{E}^2}{(\tilde{E} + |E_1|)^3}, \quad \tilde{E} = C + E\theta_0^2/2.$$

Верхний предел интегрирования определяется следующим образом: $|E_{max}^\perp| = \frac{\alpha}{S_T} - C - \frac{E\theta_0^2}{2}$, где S_T - амплитуда тепловых колебаний. Следует отметить, что результат усреднения очень сильно зависит от предела интегрирования, конкретно от значения S_T и для сложных кристаллов (несколько атомов в элементарной ячейке) для которых не разработан метод определения S_T , лучше пользоваться экспериментальными значениями этого параметра.

На рис. 3 приведено сравнение результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными для монокристаллического кварца X-среза толщины 1 мм. Коэффициент сопоставления этих кри-

сталлов находится приравниванием максимального значения $\langle dI/d\omega \rangle$ о соответствующим экспериментальным значением. Как видно из рисунка, значение частоты, при которой интенсивность излучения максимальна, хорошо согласуется с экспериментальным результатом. С другой стороны поведение теоретического и экспериментального кривых мало отличаются друг от друга.

§ 2. Излучение при плоскостном каналировании электронов. Теория.

Из теории излучения каналированных частиц хорошо известно, что гармонический потенциал неплохо описывает движение положительно заряженных частиц (например, позитронов) в случае плоскостного каналирования частиц. Однако, в случае электронов это приближение не адекватно отражает реальную картину межплоскостного потенциала в кристаллах, который описывается потенциалом Мольера. К сожалению, потенциал Мольера не годен для аналитических расчетов. Поэтому, с целью нахождения удобной для аналитических расчетов формулы, потенциал аппроксимируем квадратичным трехчленом следующего вида:

$$U(x) = -U_0 + U_1|x| - U_2x^2 \quad (8)$$

где U_0, U_1, U_2 - постоянные величины, x - координата, отсчитанная от середины межатомных плоскостей.

Абсолютный знак у линейного члена отражает симметрию потенциала относительно плоскости.

На рис. 4 приведен потенциал (согласно выражению (8)) кристаллографической плоскости (100) кварца с межплоскостным рас-

стоянием $d = 3,34 \text{ \AA}$. На этом же рисунке для сравнения приведен потенциал Мольера. Лучшую аппроксимацию к потенциалу Мольера в данном случае дают следующие значения постоянных $U_0 = 78,03 \text{ эВ}$, $U_1 = 145 \text{ эВ/\AA}$, $U_2 = 79,4 \text{ эВ/\AA}^2$. Как видно из этого рисунка в рабочем диапазоне катодной анодной разности аппроксимация удовлетворительна.

При плоскостном каналировании поперечная координата электрона удовлетворяет уравнению

$$\ddot{x} - \omega_0^2 x = -\frac{U_1}{m_0 \gamma} \operatorname{sgn} x, \quad (9)$$

где
$$\omega_0 = \sqrt{\frac{2U_2}{m_0 \gamma}}.$$

Решение этого уравнения с начальными условиями $x(0) = -x_0 = -0,7$, $\dot{x}(0) = c\theta_0$ ($\theta_0 = 2,5 \cdot 10^{-5}$) имеет следующий вид (см. рис. 5, сплошная линия)

$$x(t) = \begin{cases} x_1 \operatorname{sh} \omega_0 t + (x_2 - x_0) \operatorname{ch} \omega_0 t - x_2, & 0 \leq t \leq t_0 \\ x_2 [a \operatorname{sh} \omega_0 (t - t_0) - \operatorname{ch} \omega_0 (t - t_0) + 1], & t_0 \leq t \leq T + t_0, \end{cases} \quad (10)$$

где

$$x_1 = \frac{c\theta_0}{\omega_0}, \quad x_2 = \frac{U_1}{2U_2}, \quad T = \frac{1}{\omega_0} \ln \left| \frac{1+a}{1-a} \right|,$$

$$a = \frac{1}{x_2} [x_1 \operatorname{ch} \omega_0 t_0 + (x_2 - x_0) \operatorname{sh} \omega_0 t_0],$$

$$\operatorname{ch} \omega_0 t_0 = \frac{x_2(x_2 - x_0) - x_1 \sqrt{x_1^2 + 2x_2 x_0 + x_0^2}}{(x_2 - x_0)^2 - x_1^2}.$$

Нетрудно показать, что с большой точностью $x(t)$ можно представить более простой, чем (10) и удобной для вычислений формулой

$$x(t) = \frac{4/\pi x_2 (\frac{\omega_0 T}{\pi})^2}{1 + (\frac{\omega_0 T}{\pi})^2} \cdot \sin \frac{\pi}{T} (t - t_0) = x_m \sin \frac{\pi}{T} (t - t_0), \quad (11)$$

где T - полупериод движения (см. рис. 5).

Как видно из рис. 5 согласие точного решения (сплошная линия) с приближенным решением (11) (пунктирная линия) хорошее. После этого уже легко определить продольную координату движения

$$z(t) = c\beta t + \delta z, \quad \bar{\beta} = \beta \left(1 - \frac{x_m^2 \Omega^2}{4c^2}\right), \quad (12)$$

где
$$\delta z = \frac{1}{2v} \int_0^t (\bar{v}_1^2 - v_1^2) dt = -\frac{x_m^2 \Omega}{8v} \sin 2\Omega t, \quad \Omega = \frac{\pi}{T}.$$

Вычислим спектральное распределение излучения в случае плоскостного каналирования электронов и модельного потенциала вида (8). С помощью классической формулы (3), где фаза $f(t)$ определяется по формуле

$$f(t) = \omega t - \kappa \vec{z}(t) = \omega t - \frac{\omega}{c} (n_x x + n_z z) = \frac{\omega}{\Omega} (1 - \bar{\beta} n_z) (\Omega t - x_x \sin \Omega t - x_z \sin 2\Omega t),$$

где

$$x_x = \frac{x_m \Omega}{c} \cdot \frac{n_x}{1 - \bar{\beta} n_z}, \quad x_z = \frac{1}{8} \left(\frac{x_m \Omega}{c}\right)^2 \cdot \frac{n_z}{1 - \bar{\beta} n_z}.$$

После громоздких вычислений получим

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{e^2 \omega}{2\pi c \bar{\beta} \omega_0} \sum_k \int_0^{2\pi} |a_k|^2 d\varphi,$$

где

$$|a_k|^2 = b_{kz}^2 \sin^2 \theta + b_{kx}^2 - 2b_{kx} b_{kz} n_x n_z,$$

$$b_{kx} = \frac{x_m \Omega}{c x_x} \sum_p \left(1 + \frac{2p}{k}\right) J_p(k x_z) J_{k+2p}(k x_x), \quad (13)$$

$$b_{kz} = \sum_p J_p(k x_z) \cdot J_{k+2p}(k x_x),$$

что находится в полном соответствии с [12].

Как и в случае плоскостного каналирования надо производить

усреднение по начальным координатам x_c и θ_c . Опять таки принимая $\theta_c \ll 1$ можно ограничиться усреднением по x_c с помощью следующей функции распределения

$$f(E_{\perp}) = \frac{1}{x_2 \sqrt{u_1^2 + 4u_2(iE_{\perp} + \tilde{E} - u_c)}} \int_0^{u_c - \tilde{E}} f(E_1) dE_1 = 1$$

где

На рис.6 приведено усредненное спектральное распределение излучения при плоскостном каналировании электронов с $E = 4,5$ ГэВ в кварце (плоскость (10 $\bar{1}$ 1)).

§ 3. Экспериментальная часть

Эксперимент по наблюдению излучения каналированных электронов выполнен на выведенном пучке электронов Ереванского ускорителя с энергией 4,5 ГэВ [14,15]. Разброс электронов по энергиям и угловая расходимость пучка были соответственно 45 МэВ и $5 \cdot 10^{-5}$ рад. Эксперимент проводится по следующей схеме рис.7. Кристаллодержатель с исследуемыми кристаллами закреплен в гониометрическом устройстве (ГУ), установленном в вакуумной камере. ГУ позволяет вращать мишень (М) вокруг взаимно-перпендикулярных осей, лежащих в плоскости перпендикулярной направлению распространения электронов, а также перемещать поперек этому направлению. Ориентировка кристалла относительно пучка электронов производилась в пределах углов $\pm 0,066$ рад с шагом $4,4 \cdot 10^{-5}$ рад.

Пучок электронов до попадания на кристалл регистрируется скрещенными многопроволочными пропорциональными камерами МПК,

позволяющими определить координаты и размеры пучка.

После прохождения через кристаллы электроны отделяются от пучка гамма-квантов отклоняющим магнитом ОМ и регистрируются телескопом пластических сцинтилляторов $C_{11}-C_{22}$. Гамма-кванты, образованные в кристалле регистрируются спектрометром полного поглощения СПП, собранном на основе кристалла NaJ размерами $13 \times 13 \times 30$ см³, и осматриваемом одним ФЭУ-32. Следует напомнить, что СПП и $C_{11}-C_{22}$ работают в режиме совпадения.

В эксперименте измеряется спектральное распределение числа гамма-квантов на один электрон для случаев осевого и плоскостного каналирования, а также для дезориентированного кристалла (пунктирные линии на рисунках). Ниже приведем некоторые экспериментальные результаты для пьезоэлектрических кристаллов SiO_2 , $LiNbO_3$, CdS .

На рис.8 приведена спектральная зависимость интенсивности излучения электрона в кристалле X-среза толщины $t = 1; 286; 3,5$ и 6 мм в случае осевого каналирования в направлении [100]. В правой части рис.8 дана зависимость интегральной интенсивности излучения от толщины кварцевой пластины. Как видно из рисунка, с увеличением толщины пластины интенсивность излучения почти линейно увеличивается.

На рис.9 приведены спектральные распределения излучения в кристалле ниобата лития Y-среза толщины 2 мм для осевого каналирования в направлении $[\bar{1}10]$ (точки) и для плоскостного (плоскость (112)) каналирования (кружки). Эта же зависимость в кристалле $LiNbO_3$, толщины $t = 3$ мм, Y-среза в случае осевого каналирования в направлении $[\bar{1}10]$ приведена на рис.10. Спектр

излучения электрона при осевом каналировании вдоль [001] в случае монокристалла CdS z-среза толщины $t = 3,5$ мм приведена на рис. II.

Таким образом, как видно из экспериментальных результатов по мере увеличения пьезосвойств и эффективного заряда ядер радиаторов увеличивается выход излучения каналированной частицы.

§ 4. Резонансное влияние поперечной гиперзвуковой волны на излучение каналированного позитрона в монокристаллах.

В работах [6-7] был рассмотрен вопрос о влиянии продольной и поперечной гиперзвуковой (ГЗ) волны на излучение позитрона при их каналировании в кристаллах. В частности, было показано, что существуют определенные резонансные условия, которые приводят к существенному увеличению интегрального излучения ультрарелятивистской каналированной частицы в поле стоячей акустической волны. Этими резонансными условиями для продольных и поперечных ГЗ волн являются соответственно $\lambda_0/2 = \lambda_s$ и $\lambda_0 = \lambda_s$ (λ_s - длина волны ГЗ, λ_0 - пространственный период движения позитрона)

В настоящем параграфе покажем, что в спектре излучения каналированного позитрона в присутствии поперечных гиперзвуковых волн, кроме указанного выше основного резонанса, существуют также дополнительные резонансы, когда параметр λ_0 кратен величине λ_s . Другими словами, вклад в излучение могут давать также электроны с поперечными энергиями, соответствующие пространственные периоды которых кратны вышеотмеченным значениям длины ГЗ волны. Здесь обсудим также возможность учета ангармонизма в потенциале на

спектр излучения.

В поле поперечной ГЗ волны в модели гармонического потенциала траектория ультрарелятивистского позитрона представляется

в следующем виде [7]

$$x(t) = x_m \sin \omega_0 t - \frac{A \omega_0^2}{\omega_0^2 - \Omega^2} (\cos \omega_0 t - \cos \Omega t),$$

$$z(t) = c \sqrt{t} + \delta z(t), \quad \bar{\beta} = \beta (1 - B(\xi)/2), \quad B(\xi) = \frac{1}{2} \left(\frac{x_m \omega_0}{c} \right)^2 \left[1 + \frac{4 \mu \xi^2}{\pi (\xi^2 - 1)^2} \sin^2 \pi \xi \right], \quad \delta z = \frac{1}{2V} \int (\bar{v}_1^2 - v_1^2) dt = \quad (15)$$

$$= \frac{x_m^2 \omega_0}{2V} \left\{ -\frac{\sin 2\psi}{2} + \frac{\mu}{\xi^2 - 1} \left[\frac{1 - \cos 2\psi}{2} - \frac{\xi}{1 + \xi} \right] \right. \\ \left. + (1 - \cos(\xi + 1)\psi) - \frac{\xi}{\xi - 1} (1 - \cos(\xi - 1)\psi) \right\}, \quad \xi = \frac{\Omega}{\omega_0},$$

где A, Ω - амплитуда и частота ГЗ волны, $x_m = v_{01}/\omega_0, v_{01}$ - поперечная начальная скорость частицы, ω_0 - частота поперечных колебаний при отсутствии ГЗ волны, $\mu = A/x_m, \psi = \omega_0 t$.

Спектральное распределение вычислим по формуле (3), где в этом случае $f(\psi)$ имеет следующий вид:

$$f(\psi) = \frac{\omega}{\omega_0} (1 - \beta n_z) \psi - \alpha_1 \sin \psi + \alpha_2 \sin 2\psi - \mu \frac{\omega}{c} \frac{n_x x_m}{\xi^2 - 1} (\cos \psi - \cos \xi \psi) - \mu \frac{\omega}{c} \frac{x_m^2 \omega_0}{2V} \frac{n_z}{\xi^2 - 1} \left[\frac{1 - \cos 2\psi}{2} - \xi \frac{1 - \cos(\xi + 1)\psi}{\xi + 1} - \xi \frac{1 - \cos(\xi - 1)\psi}{\xi - 1} \right],$$

где $\alpha_1 = \frac{\omega}{c} n_x x_m, \alpha_2 = \frac{\omega}{8c^2} x_m^2 \omega_0 n_z$.

Подставим выражение (16) в следующие формулы

$$b_{x,z} = \frac{1}{2\pi c} \int_{-\infty}^{\infty} v_{x,z}(\psi) e^{i f(\psi)} d\psi, \quad (17)$$

и разлагая величины $\exp[i\alpha_1 \sin \psi], \exp[i\alpha_2 \sin 2\psi]$ в ряд по функциям Бесселя и с учетом малости параметра μ получим δ -функции с аргументами $k - n + 2m + \xi, k - n + 2m + \xi + 1,$

$k-n+2m-\zeta, k-n+2m-\zeta+1$, где $k = \omega/\omega_s (1 - \beta v_2)$, n и m целые положительные числа. Эти члены в выражении спектрального распределения излучения в (3) отличаются от нуля только при целочисленных значениях ζ . Другими словами, в интенсивности излучения при выполнении условия $\zeta = 1, 2, 3, \dots$ наблюдается резонансное увеличение. Такая резонансная зависимость имеет простое физическое объяснение. Дело в том, что резонансные условия ($\zeta = n$, $n = 1, 2, 3, \dots$) выполняются, когда λ_0 является кратным длины волны ГЗ, т.е. $\lambda_0 = n \lambda_s$, $n = 1, 2, 3, \dots$.

Следует отметить, что из всех этих резонансов наиболее сильным является резонанс с номером гармоники $n = 1$, т.е.

$$\lambda_0 = \lambda_s, \text{ обсужденной ранее в работе [7].}$$

Как показывают оценки коэффициентов при δ -функциях, которые фактически определяют интенсивность излучения соответствующей гармоники с номером n , то они малы по сравнению с соответствующим его значением для $n = 1$, но в сумме они могут дать значительный вклад в интегральное излучение частицы.

Все вышеприведенные выкладки произведены в поле стоящих гиперзвуковых волн, условие возникновения которых определяется

$$d = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_s \quad (11)$$

d - толщина кристалла, $m = 0, 1, 2, \dots$.

С другой стороны, в расчетах следует учесть наличие в кристаллах более высоких гармоник гиперзвуковой волны с частотами $\omega = n \omega_s$, где $n = 3, 5, 7, \dots$, которые приводят к усложнению вида потенциала в канале.

Следует отметить, что гармонический потенциал не совсем адекватно отражает реальную ситуацию. В наиболее общем случае

потенциал в канале для позитронов в присутствии продольных гиперзвуковых волн имеет следующий вид

$$U(x, z) = V_0 \left(1 - \mu \cos \frac{2\pi}{\lambda_s} z\right) x^2 - \frac{\alpha}{2} x^4, \quad (18)$$

где α - параметр ангармоничности, μ - параметр пропорциональный мощности звука.

Поперечная координата позитрона при этом сильно видоизменяется

$$x(t) = x_m \left\{ \sin \omega_+ t - \frac{\mu \omega_+^2}{2} \left(\frac{\sin \omega_+ t}{\omega_+^2 - \omega_0^2} - \frac{\sin \omega_- t}{\omega_-^2 - \omega_0^2} + \frac{2 \sin \omega_0 t}{\Omega^2 - 4\omega_0^2} \right) + \frac{\alpha x_m^2}{32} (9 \sin \omega_+ t + \sin 3\omega_+ t - 12 \omega_+ t \cos \omega_+ t) \right\} \quad (19)$$

где $\omega_{\pm} = \Omega \pm \omega_0$, $\omega_0 = \sqrt{2V_0/m_0\delta}$.

С помощью этого выражения находится $z(t)$ и, следовательно, $dS/d\omega$. Как показывают численные расчеты, учет ангармонизма приводит к усилению интенсивности излучения и с возрастанием номера гармоники его вклад заметно увеличивается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кумахов М.А. Phys Lett. 1976, 57A, p17
2. Кумахов М.А. - ЖЭТФ, 1977, т.72, с.1489.
3. Агаянц А.О. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.29, с.554.
4. Воробьев С.А. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.29, с.414.
5. Alquard M.J. et al. - Phys. Rev. Lett., 1979, 42, p1148
6. Mntchyan A.R., Gasparian R.H., Gabzicklyan R.G., Phys Lett. A, 1986, v.115, p.410.
7. Мертчан А.Р., Гаспарян Р.А., Габриелян Р.Г. - ЖЭТФ, 1987, т.93, с.432.

8. Кумахов М.А., Трикалинос Х.Г. - ЖЭФ, 1980, т.78, с.1623.

9. Khokhlov M.Kh., Komarov F.F., Telegin V.I., *Radi. Eff.*, 1984, v.81, p.179.

10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. - Механика, "Наука", М., 1973.

11. Джексон Дж. - Классическая электродинамика, М., "Мир", 1965.

12. Алферов Д.Ф. и др. - Тр. ФИАН, 1975, т.80, с.100.

13. Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.Н. - ЖЭФ, 1981, т.80, с.1348.

14. Мкртчян А.Р., Гаспарян Р.А. и др. Письма в ЖЭФ, принята в печать.

15. Авакян Р.О., Аветисян В.А. и др. Письма в ЖЭФ, в печати.

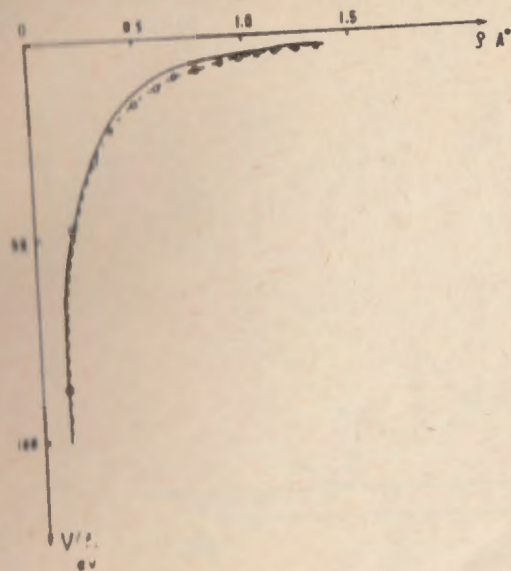


Рис. 1 Модельный потенциал оси [100] монокристалла кварца.

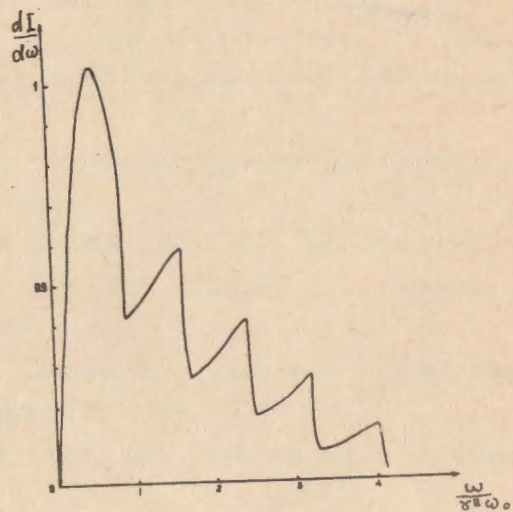


Рис.2 Спектральное распределение излучения электрона с поперечной энергией $E_{\perp} = 60$ эВ. Ось 100 монокристалла кварца. $E = 4,5$ ГэВ.

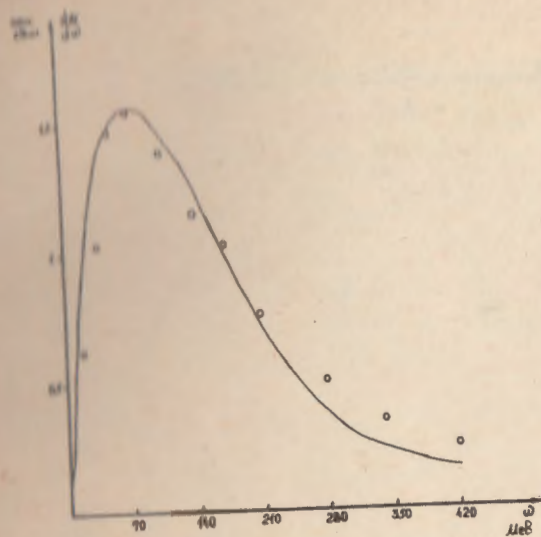


Рис.3 Усреднённое спектральное распределение излучения для монокристаллического кварца χ -срезы толщины 1 мм. Сплошная кривая - теория, кружки эксперимент.

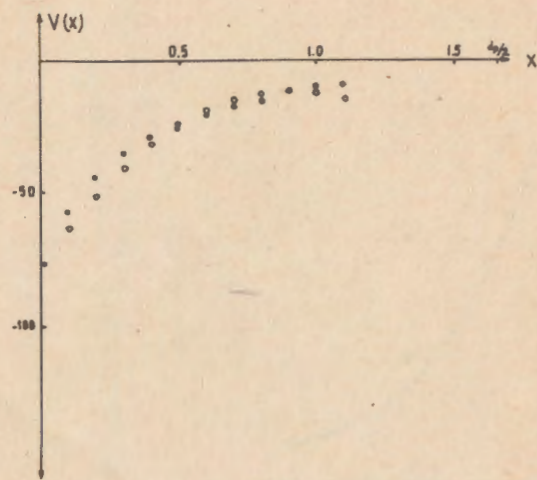


Рис.4 Потенциал кристаллографической плоскости ($10\bar{1}1$) для монокристалла кварца.

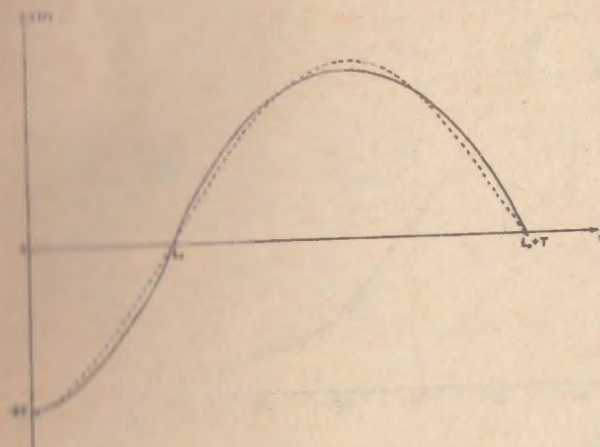


Рис.5 Траектория позитрона в поле модельного потенциала (сплошная линия). Пунктир - приближенное решение.

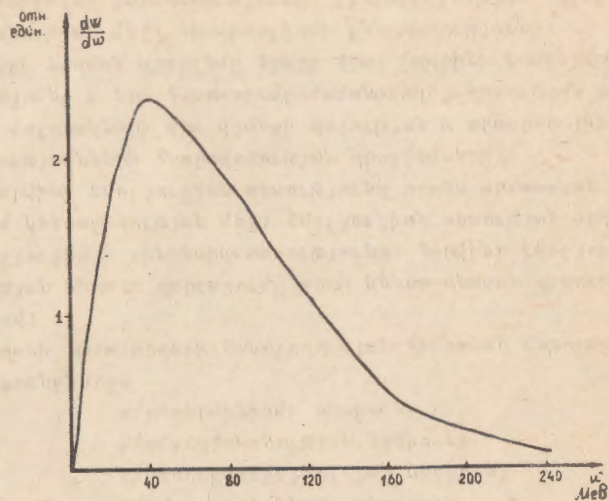


Рис.6 Спектральное распределение излучения при плоскостном каналировании электронов в кварце (плоскость $(10\bar{1}1)$), $E = 4,5$ ГэВ.

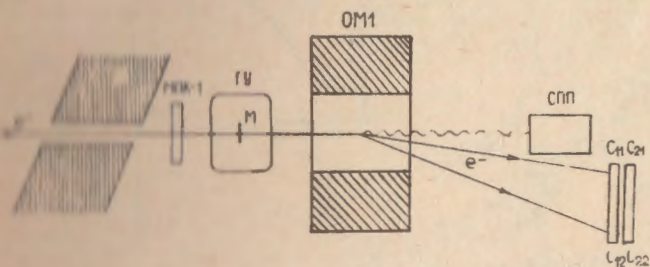


Рис.7 Схематическое изображение экспериментальной установки.

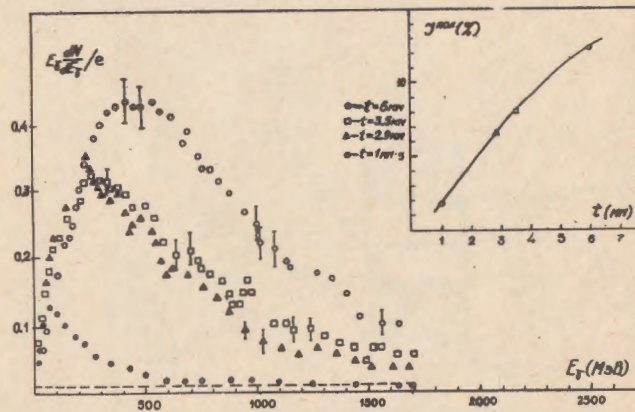


Рис.8 Спектральная и толщинная зависимости интенсивности излучения электрона в монокристалле кварца ось [100].

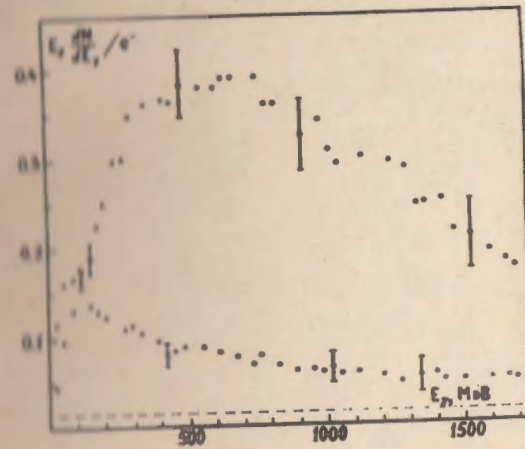


Рис.9 Спектральная зависимость и интенсивности излучения электронов в монокристалле ниобата лития с толщиной 2 мм. Точки - ось $[110]$, кружки - плоскость (112)

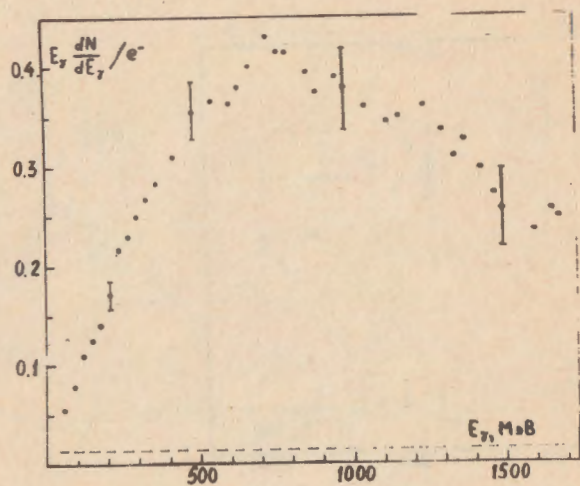


Рис. 10 Спектральная зависимость интенсивности излучения электрона в монокристалле ниобата лития с толщиной 3 мм, ось $[\bar{1}10]$.

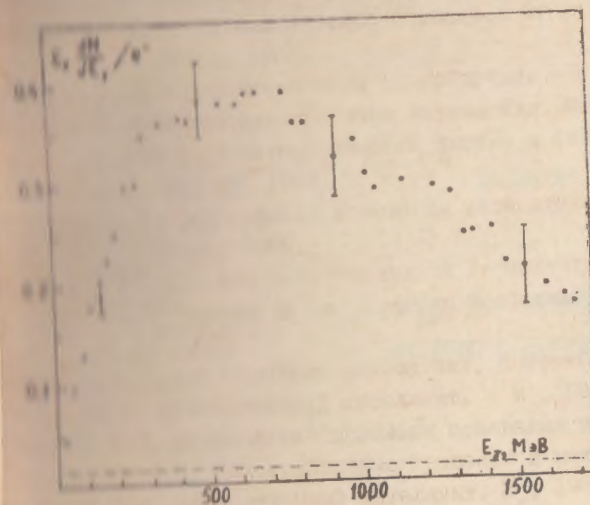


Рис. 11 Спектральная зависимость излучения электрона в монокристалле сульфида кадмия толщины 3,5 мм, ось $[001]$.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНЫХ ПРОБЛЕМ ФИЗИКИ

Препринт

А.Р.МИРТЧЯН, Г.А.ГАЛЕЧЯН, Э.Г.ДИВАНЯН
УСИЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

Ереван - 1987

ВФ 06173 Заказ 27 Тираж 300

Сдано в производство 8.01.1988 г.

Подписано к печати 18.12.1987 г., печ.2 л., бумага 60x84 1/16

Эчмиадзинская тип. АН Арм.ССР.