

КАНАЛИРОВАНИЕ ЧАСТИЦ В ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ

А.М.Таратин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1063
КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ КАНАЛИРОВАНИЯ	1066
Приближение непрерывного потенциала.	1067
Уравнение движения. Основные характеристики.	1068
КАНАЛИРОВАНИЕ В ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ	1071
Основные особенности.	1071
Уравнение траектории частицы.	1074
Деканалирование в изогнутом кристалле.	1075
Эффективность отклонения пучка кристаллом.	1084
Эффективность кристаллического дефлектора.	1086
Каналирование релятивистских ядер.	1088
МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАЕКТОРИЙ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛЕ	1089
Модель системы атомных плоскостей.	1091
Моделирование деканалирования.	1093
КВАЗИКАНАЛИРОВАНИЕ В ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ	1095
Объемное отражение.	1095
Объемный захват частиц.	1098
Градиентный объемный захват.	1101
ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ	1103
ИЗЛУЧЕНИЕ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ	1107
Интенсивность излучения.	1108
Спектр излучения.	1109
ПРЕЦЕССИЯ СПИНА КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ	1112
ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ	1114
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1115
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1116

КАНАЛИРОВАНИЕ ЧАСТИЦ В ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ

А.М.Таратин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Каналирование заряженных частиц высоких энергий в изогнутых кристаллах находит все более широкое применение для управления пучками частиц в крупнейших ускорительных центрах, обеспечивая возможность вывода пучка или его гало из ускорителя и дробление выведенного пучка. Хорошие перспективы имеются для использования сильных внутрикристаллических полей изогнутых кристаллов в физике высоких энергий, например, для измерения магнитных моментов короткоживущих частиц по углу прецессии спина в изогнутом кристалле.

Дается обзор результатов исследований каналирования частиц высоких энергий в изогнутом кристалле. Рассматриваются особенности каналирования и квазиканалирования, ионизационные потери энергии и излучение каналированных частиц. Обсуждается возможность поляризационных эффектов для каналированных частиц.

The channeling of high energy charged particles in bent crystals finds wide use in particle beam steering at the largest accelerator centers to extract a beam or its halo from the accelerators and to split external beams. There are good perspectives to use strong electric fields of bent crystals in particle physics investigations, for example, to measure magnetic moments of short-lived particles by a spin precession angle in a bent crystal.

We review the results of investigations of high energy particle channeling in a bent crystal. The peculiarities of channeling and quasi-channeling, energy loss and radiation emitted by channeled particles are considered. The possibility of polarization effects for channeled particles is discussed.

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффект каналирования проявляется при прохождении быстрых заряженных частиц через ориентированный монокристалл* [1]. Если смотреть на кристаллическую решетку, ее модель вдоль плотноупакованного направления, то возникает картина двумерной решетки, образованной атомными рядами. Положительно заряженная частица, входящая в кристалл под малым углом к плотноупакованному направлению, движется вдоль атомных рядов, не подходя к ним близко за счет отталкивания в коррелированных малоугловых столкновениях с атомами ряда. Плоскостное каналирование осуществляется,

*В ориентированных кристаллах наблюдается также эффект теней, см. А.Ф. Тулинов, УФН, 1965, т.87, в.4, с.585.

когда поперечный импульс падающей частицы направлен вдоль плотноупакованной плоскости кристалла. В этом случае частица движется, совершая колебания между соседними плоскостями кристалла. Для каналированных частиц значительно уменьшается выход процессов, требующих близких столкновений с атомами, уменьшаются ионизационные потери энергии и многократное рассеяние частиц, их пробеги увеличиваются.

Движение каналированных частиц управляется усредненным вдоль кристаллографических осей или плоскостей электрическим полем атомов кристалла. Идея использования внутрикристаллических полей для управления пучками заряженных частиц высоких энергий с помощью изогнутых монокристаллов была выдвинута Э.Н. Цыгановым (ОИЯИ) в 1976 году [2]. Предполагалось, что в режиме плоскостного каналирования положительно заряженные частицы будут следовать изгибу кристалла до некоторого критического радиуса изгиба каналов, который определяется максимальной напряженностью усредненного вдоль плоскостей электрического поля атомов кристалла \mathcal{E}_{\max} :

$$R_c = \frac{E}{e\mathcal{E}_{\max}}, \quad (1)$$

где E — энергия частицы. Например, для канала (110) кристалла кремния $\mathcal{E}_{\max} \simeq 6$ ГВ/см и для протонов с энергией 1 ТэВ $R_c = 1,6$ м.

В 1978 году эффект отклонения каналированных частиц изогнутым кристаллом был обнаружен в компьютерном эксперименте по модели бинарных столкновений, которая позволяет детально воспроизводить траектории частиц в кристалле [3]. Причем, кроме плоскостного режима каналирования для положительно заряженных частиц, эффект отклонения обнаружен также при осевом каналировании для положительно и отрицательно заряженных частиц.

В 1979 году возможность управления пучками заряженных частиц с помощью изогнутых кристаллов была впервые продемонстрирована в эксперименте по отклонению на выведенном из синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ пучке протонов с энергией 8,4 ГэВ (см.рис.1) [4]. В то же время проведен эксперимент по отклонению электронов с энергией 900 МэВ в НИИЯФ ТПИ [5] и несколько позже на пучке вторичных частиц с импульсом до 12 ГэВ/с в ЦЕРН [6]. В 1984 году впервые с помощью изогнутого кристалла был осуществлен вывод циркулирующего протонного пучка из синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ [7]. В дальнейшем явление отклонения и вывод пучка частиц из циклического ускорителя изогнутым кристаллом исследовались в ИФВЭ [8, 9], ЦЕРН [10, 11], ФНАЛ [12, 13]. Достигнутая эффективность вывода пучка составляет 20–30 %.

Проведенные исследования открыли перспективу практического использования кристаллов для управления пучками частиц. Так, на синхротроне в ИФВЭ система вывода кристаллом является постоянно функционирующей,

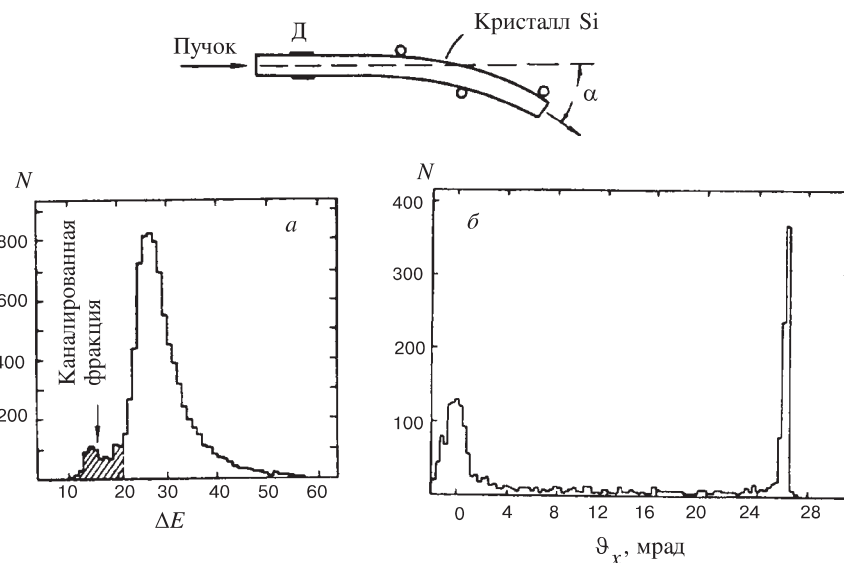


Рис. 1. Обнаружение эффекта отклонения частиц изогнутым кристаллом на пучке протонов с энергией 8,4 ГэВ синхрофазотрона ОИЯИ. Вверху схематически изображен изогнутый кристалл: Д — поверхностно-барьерный детектор, позволяющий производить отбор каналированных частиц по ионизационным потерям; а) полный спектр ионизационных потерь частиц, б) распределение углов отклонения протонов для каналированной фракции

что расширяет возможности для постановки экспериментов, а станция разделения выведенного протонного пучка на основе изогнутых кристаллов используется для организации одновременных исследований на нескольких экспериментальных каналах. Экспериментально показана возможность фокусировки пучков частиц изогнутым кристаллом, его использования для диагностики параметров пучка [9]. Изогнутый кристалл был использован для отклонения на экспериментальную установку выведенного из синхрофазотрона ОИЯИ пучка релятивистских ядер углерода [14].

Хорошие перспективы применения кристаллических дефлекторов имеются на сооружаемых протонных и ионных коллайдерах УНК, LHC, RHIC. Здесь есть возможность, не нарушая коллайдерного режима, выводить частицы из гало пучка для одновременных экспериментов на фиксированной мишени. При этом кристалл может работать как скрепер. Такой кристаллический скрепер-дефлектор в системе локализации потерь может радикально уменьшить радиационный фон коллайдерных экспериментов [15].

Кроме систем кристаллооптики, изогнутый кристалл может быть использован в практике физического эксперимента для измерения энергии частиц по синхротронному излучению [16], измерения магнитного момента короткоживущих частиц по прецессии их спина [17] и создания поляризованных электронных и позитронных пучков высоких энергий [18].

В обзоре рассматриваются основные особенности каналирования частиц в изогнутом кристалле. Рассмотрение ограничено плоскостным режимом каналирования из-за его важности для практического применения и большей изученности. Обсуждается влияние изгиба кристалла на деканалирование частиц, процессы, происходящие с квазиканализованными частицами, на излучение и ионизационные потери энергии каналированных частиц, а также на возможность поляризационных явлений для каналированных частиц в усредненном электрическом поле плоскостей кристалла. Подробное изложение экспериментальных исследований и практических применений изогнутых кристаллов для управления пучками частиц высоких энергий можно найти в обзорах [9, 19–21].

2. КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ КАНАЛИРОВАНИЯ

Линдхардом [1] в рамках классической механики была развита теория ориентационных эффектов быстрых заряженных частиц в кристаллах, которая успешно объясняла наблюдавшиеся к тому времени экспериментальные результаты.

Правомочность использования классического описания процесса рассеяния частицы на отдельном атоме, то есть условие хорошо определенной классической траектории, когда поперечные размеры волнового пакета много меньше размеров рассеивающего поля $\Delta b \ll r_a$ и связанная с этим неопределенность угла рассеяния $\Delta\theta$ мала по сравнению с величиной угла рассеяния $\Delta\theta \ll \theta$, нарушается уже для протона с энергией ~ 1 МэВ. При прохождении через вещество ширина волнового пакета частицы в серии последовательных столкновений с атомами быстро увеличивается.

При каналировании частиц в кристалле ситуация изменяется. Канализованная частица движется под малым углом вдоль атомных рядов или плоскостей, испытывая коррелированные соударения с атомами, так что прицельный параметр в последовательных соударениях изменяется мало. В такой серии коррелированных соударений с атомами неопределенность угла рассеяния и поперечной координаты не растет аддитивно вкладом в индивидуальных соударениях, и ширина волнового пакета каналированной частицы остается примерно неизменной в большой серии столкновений [1]. Так, при рассеянии частицы цепочкой атомов уширение волнового пакета уменьшается с

ростом энергии частиц, что делает справедливым использование классической механики для релятивистских частиц [1].

При рассмотрении правомочности классического описания необходимо учесть еще одно обстоятельство. При каналировании частицы совершают финитное движение в поперечном направлении и их поперечные энергии квантованны. Расстояние между уровнями для положительно заряженных частиц в параболическом приближении для потенциала плоскостного канала (см. ниже) равно $\Delta E_x = \hbar\omega$, где ω — частота колебаний. Для числа уровней при глубине потенциальной ямы канала U_0 имеем [21]:

$$n^+ = U_0/\Delta E_x = \frac{d_p}{\hbar\sqrt{8}} \sqrt{U_0 m \gamma},$$

где d_p — расстояние между плоскостями, m , γ — масса и релятивистский фактор частицы. Когда число уровней велико и поперечная дебройлевская длина волны частицы много меньше ширины канала, квантовым туннелированием частиц в подбарьерную область можно пренебречь. Таким образом, классический подход вполне оправдан, $n^+ \gg 1$, для тяжелых релятивистских частиц, а также для позитронов (электронов) с энергиями выше ~ 100 МэВ.

2.1. Приближение непрерывного потенциала. Движение частиц в кристалле под малыми углами к атомным плоскостям в первом приближении описывается непрерывным плоскостным потенциалом [1], обладающим трансляционной симметрией в поперечном направлении:

$$Y(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} Y_1(x - nd_p), \quad (2)$$

$$Y_1(x) = 2\pi N d_p \int_0^{\infty} V(\sqrt{x^2 + r^2}) r dr, \quad (3)$$

где $Y_1(x)$ — потенциал отдельной плоскости, усредненный по расположению атомов в предположении их равномерного распределения, N — объемная плотность атомов.

Одномерный периодический непрерывный потенциал системы атомных плоскостей может быть также получен из разложения трехмерного периодического потенциала кристалла в ряд Фурье [22]:

$$\begin{aligned} V(\vec{R}) &= \sum_{k_x, k_y, k_z=0} V_{k_x} e^{ik_x x} + \sum_{k_y, k_z \neq 0} e^{ik_y y + ik_z z} \sum_{k_x} V_{\vec{k}} e^{ik_x x} = \\ &= Y(x) + W(\vec{R}). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $V_{\vec{k}}$ — фурье-компоненты потенциала кристалла, слагаемое $W(\vec{R})$ учитывает отклонение полного потенциала от усредненного вдоль плоскостей.

При использовании атомного потенциала Мольера непрерывный потенциал системы плоскостей принимает вид [23]:

$$Y(x) = 2\pi Z_1 Z_2 e^2 N d_p \sum_{i=1}^3 \frac{\alpha_i}{\kappa_i} \frac{\cosh [\kappa_i(x - d_p/2)]}{\sinh (\kappa_i d_p/2)}, \quad (5)$$

где $\kappa_i = \beta_i/a$. На рис.2 показан потенциал плоскостного канала (110) кристалла кремния, полученный в результате усреднения (5) по тепловым колебаниям атомов для комнатной температуры.

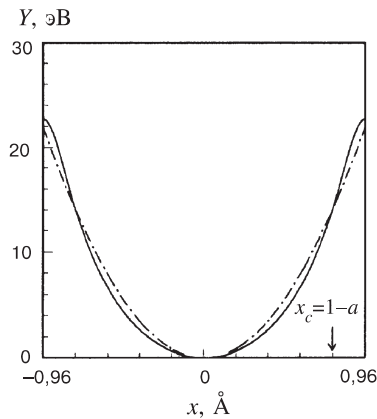


Рис. 2. Усредненный потенциал плоскостного канала (110) кристалла кремния при комнатной температуре в приближении Мольера для атомного потенциала. Пунктир — аппроксимация потенциала параболой

стиц высоких энергий усредненные потенциалы цепочек и плоскостей в значительной степени определяют их поведение и в надбарьерных состояниях. Понятие расстояния критического приближения в этом случае используется для определения области стабильности состояний каналированных частиц. Оно определяется размером области с повышенной плотностью ядер и пропорционально амплитуде тепловых колебаний атомов u_1 . Как показывают эксперимент [24] и компьютерное моделирование [25], хорошей оценкой для кремния является величина $r_c \simeq 2,5u_1 \simeq a$.

2.2. Уравнение движения. Основные характеристики. Уравнение движения релятивистской частицы в кристалле в направлении, поперечном плос-

В аналитических расчетах характеристик каналированных в кристалле частиц используются более простые модельные потенциалы. Так, при каналировании положительно заряженных частиц потенциал плоскостного канала на расстоянии от стенок канала, большем амплитуды тепловых колебаний атомов, хорошо аппроксимируется параболой (см.рис.2)

$$U(x) = U_0(x/x_c)^2, \quad (6)$$

где $U_0 = Y(a)$, $x_c = l - a$, $l = d_p/2$ — полуширина плоскостного канала, a — длина экранирования, для полностью ионизированной налетающей частицы $a = 0,8853 a_0 Z_2^{-1/3}$, $a_0 = 0,529 \text{ \AA}$ — радиус Бора.

Линдхардом было введено понятие критического приближения частицы к атомному ряду, плоскости, которое ограничивает область применимости приближения непрерывного потенциала. Для ча-

костям, в приближении непрерывного потенциала имеет вид

$$\frac{dp_x}{dt} = -\frac{dY(x)}{dx}. \quad (7)$$

Движение частиц вдоль плоскостей является свободным, и соответствующие проекции импульса p_y, p_z являются интегралами движения, так же, как и полная энергия частицы $W = m\gamma c^2 + Y(x)$. Изменением релятивистского фактора при поперечном движении частицы можно пренебречь, и уравнение движения сводится к нерелятивистскому уравнению Ньютона с массой частицы, равной релятивистской массе:

$$m\gamma\ddot{x} = -Y'(x), \quad (8)$$

то есть поперечная энергия частицы

$$E_x = \frac{m\gamma}{2}v_x^2 + Y(x) = E^*\vartheta_x^2 + Y(x) \quad (9)$$

является интегралом движения. Здесь $v_x = v\vartheta_x$, ϑ_x — угол наклона импульса частицы к плоскостям, $E^* = pv/2 \simeq E/2$.

Если $E_x < Y_0$, где $Y_0 \equiv Y(0)$ — глубина потенциальной ямы канала, движение частицы по x является финитным. Оно ограничено двумя соседними плоскостями, между которыми частица совершает колебания. При $E_x > Y_0$ движение частиц по x инфинитно. Частицы, совершающие финитное движение, называют каналированными, инфинитное — надбарьерными или квази-каналированными.

При ориентации под углом ϑ_{x0} к плоскостям на входе в кристалл частица, пересекая входную грань в x_0 , приобретает добавку к поперечной энергии, обусловленную плоскостным потенциалом:

$$E_x(z = -0) = E^*\vartheta_{x0}^2 \rightarrow E_{x0} \equiv E_x(z = +0) = E^*\vartheta_{x0}^2 + Y(x_0). \quad (10)$$

При нулевом угле падения $E_{x0} = Y(x_0) \leq Y_0$, и практически все частицы захватываются в связанные состояния плоскостными каналами. При углах падения на кристалл $\vartheta_{x0} \geq \vartheta_c$, где ϑ_c определяется равенством $E^*\vartheta_c^2 = Y_0$, для всех частиц $E_{x0} \geq Y_0$, то есть все частицы являются надбарьерными. Угол

$$\vartheta_c = (Y_0/E^*)^{1/2} \simeq (2Y_0/E)^{1/2} \quad (11)$$

известен как критический угол каналирования Линдхарда. В кремнии для канала (110) при комнатной температуре $Y_0 = 22,7$ эВ и соответствующий критический угол каналирования для релятивистских протонов

$$\vartheta_c[\text{мкрад}] = 6,74/\sqrt{p[\text{ТэВ}/c]}. \quad (11a)$$

Часто используется другое определение критического угла, при котором вместо глубины потенциальной ямы плоскостного канала рассматривается критическая для существования стабильных траекторий каналированных частиц поперечная энергия $E_{xc} = Y(r_c)$. При $r_c = 2,5u_1$ имеем $E_{xc} = 14$ эВ, и соответствующий критический угол

$$\vartheta_c[\text{мкрад}] = 5,3/\sqrt{p[\text{ТэВ}/c]}. \quad (11)$$

В параболическом приближении для потенциала плоскостного канала частица совершает гармонические колебания в поперечной плоскости

$$x(t) = x_m \sin(\omega t + \varphi_0), \quad (12)$$

где x_m, φ_0 — амплитуда и начальная фаза колебания, $\omega = c\vartheta_c/x_c$ — частота колебаний. Продольная скорость в приближении $\gamma = \text{const}$ изменяется как

$$v_z = \sqrt{v^2 - v_x^2} \simeq v \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\beta_m}{\beta} \right)^2 \cos^2 \omega t \right]. \quad (13)$$

Продольное положение частицы колеблется при этом около среднего $\bar{z} = \bar{v}t$ с удвоенной частотой

$$z(t) = \bar{\beta}ct - \Delta z_m \sin(2\omega t), \quad (14)$$

$$\bar{\beta} = \beta \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{\beta_m}{\beta} \right)^2 \right], \quad \Delta z_m = \frac{v}{8\omega} \left(\frac{\beta_m}{\beta} \right)^2,$$

$$\beta_m = \frac{x_m \omega}{c}, \quad \frac{\beta_m}{\beta} = \frac{x_m}{l} \vartheta_c.$$

Соответствующий пространственный период осцилляций частицы в канале

$$\lambda \equiv z(t=T) = \frac{\pi d_p}{\vartheta_c} \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{\beta_m}{\beta} \right)^2 \right] \simeq \frac{\pi d_p}{\vartheta_c}, \quad (15)$$

что для протонов в канале (110) кремния составляет

$$\lambda[\text{мкм}] = 114\sqrt{p[\text{ТэВ}/c]}. \quad (15)$$

Вероятность захвата частиц в режим каналирования при произвольном угловом распределении падающего на кристалл пучка $P(\vartheta_{x0})$ и равномерном распределении координат x_0 точек входа частиц в канал $P(x_0) = 1/d_p$ определяется как

$$P_c^0 = \frac{2}{d_p} \int_{r_c}^{d_p - r_c} dx_0 \int_0^{\vartheta_c(x_0)} P(\vartheta_{x0}) d\vartheta_{x0}, \quad \vartheta_c(x_0) = \left(\frac{E_{xc} - Y(x_0)}{E^*} \right)^{1/2}. \quad (16)$$

Для пучка с гауссовским угловым распределением

$$P_c^0 = \frac{2}{d_p} \int_{r_c}^l \text{Erf}[\tilde{\vartheta}_c(x_0)] dx_0, \quad \tilde{\vartheta}_c(x_0) = \frac{\vartheta_c(x_0)}{\sqrt{2}\bar{\vartheta}_x}, \quad (16)$$

где $\bar{\vartheta}_x$ — среднеквадратичное отклонение. Для равномерного распределения частиц в пучке в интервале углов $(-\Phi, \Phi)$ вероятность захвата определяется отношением фазового объема каналирования в пространстве (x, ϑ_x) , то есть площади $S = \pi x_c \vartheta_c$ фазового эллипса каналированной частицы с $E_x = E_{x_c}$, ко всему фазовому объему пучка $2\Phi d_p$:

$$P_c^0 = \frac{\pi x_c \vartheta_c}{2\Phi d_p} = \frac{\pi \vartheta_c}{4\Phi} (1 - r_c/l). \quad (16)$$

Для мононаправленного пучка частиц, входящих в кристалл параллельно плоскостям, вероятность захвата определяется просто отношением полезной ширины канала $d_p - 2r_c$ к его полной ширине

$$P_c^0 = 1 - r_c/l. \quad (16)$$

3. КАНАЛИРОВАНИЕ В ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ

3.1. Основные особенности. Уравнение движения быстрых заряженных частиц при каналировании в изогнутых каналах кристаллической решетки было впервые рассмотрено в [26] в связи с изучением деканалирования частиц на дислокациях. Для практически реализуемого изгиба кристалла всегда выполняется условие $R \gg d_p$, где R — радиус изгиба, то есть на каналированную частицу всюду в поперечнике изогнутого канала действует одна и та же по величине центробежная сила $F_c = pv/R$. Таким образом, уравнение движения частицы в изогнутом кристалле имеет вид

$$x'' + \frac{1}{pv} Y'(x) = k, \quad (17)$$

где $k = 1/R$. В параболическом приближении для потенциала канала решение уравнения

$$x'' + \bar{\omega}^2 x = k \quad (17)$$

представляет собой гармоническое колебание, равновесный центр которого смещен в направлении радиуса изгиба на $x_0 = k/\bar{\omega}^2$, где $\bar{\omega} = \vartheta_c/x_c$.

В [27] для анализа доли частиц, увлекаемых изгибом кристалла, введен эффективный потенциал с центробежной добавкой, действующий на частицу в изогнутом кристалле:

$$Y_{\text{eff}}(x, R) = Y(x) \pm \frac{pv}{R} x + Y_{c0}(R). \quad (18)$$

Знак при центробежном члене зависит от направления отсчета поперечной координаты x , в направлении радиуса-вектора изгиба — минус, в противоположном — плюс. Постоянный член Y_{c0} выбирается так, чтобы в минимуме эффективный потенциал равнялся нулю. Эффективный потенциал изогнутого плоскостного канала показан на рис.3.

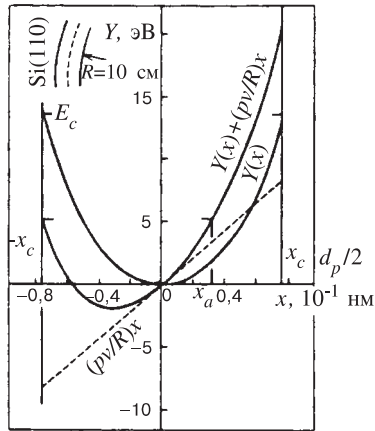


Рис. 3. Эффективный потенциал канала (110) кристалла кремния, изогнутого с радиусом 10 см, для протонов с энергией 10 ГэВ

В гармоническом приближении для потенциала плоскостного канала (6) эффективный потенциал можно представить в виде

$$U_{\text{эф}}(x, R) = U_0 \left(\frac{x - x_0}{x_c} \right)^2, \quad (19)$$

$$x_0 = \frac{E^* x_c^2}{U_0 R} = \frac{F_c}{2U_0} x_c^2.$$

Здесь через U_0 обозначена критическая поперечная энергия каналирования в прямом кристалле $U_0 = Y(r_c)$. При изгибе кристалла минимум эффективного потенциала смещается к внешней стенке канала на величину x_0 , что приводит к соответствующему смещению траекторий каналированных частиц. Одновременно величина потенциального барьера, разделяющего соседние плоскостные каналы, уменьшается. Следовательно, уменьшается критическая поперечная энергия каналирования [28, 29]:

$$E_{x_c}(F_c) = U_{\text{эф}}(x_c, F_c) = U_0(1 - x_0(F_c)/x_c)^2. \quad (20)$$

Критический радиус изгиба плоскостных каналов R_c можно определить как радиус, при котором минимум эффективного потенциала достигает границы области стабильности x_c :

$$x_0(R_c, E) = x_c \rightarrow R_c(E) = x_c \frac{E^*}{U_0}. \quad (21)$$

Наряду с R_c существует критическая энергия частиц E_c для каналирования в кристалле с данным радиусом изгиба [28, 29]:

$$x_0(R, E_c) = x_c \rightarrow E_c^* = U_0 \frac{R}{x_c}. \quad (22)$$

Критическая поперечная энергия в прямом кристалле практически не зависит от энергии частиц. В изогнутом кристалле она уменьшается с ростом

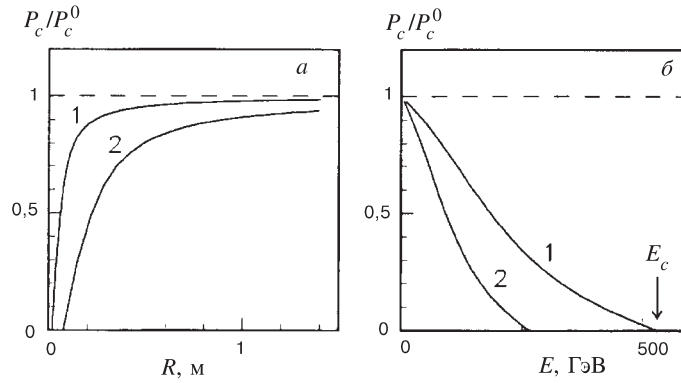


Рис. 4. Зависимость вероятности захвата протонов в режим каналирования каналом (110) кремния: *a*) от радиуса изгиба кристалла R для протонов с энергией 10 ГэВ (1) и 40 ГэВ (2), *б*) от энергии протонов E в кристалле, изогнутом с радиусом 100 см (1), 50 см (2)

энергии частиц из-за роста центробежной силы. Зависимость E_{xc} от R и E в изогнутом кристалле можно представить в виде

$$E_{xc}(R) = U_0 (1 - R_c/R)^2, \quad E_{xc}(E) = U_0 (1 - E/E_c)^2. \quad (23)$$

Соответственно изменяется критический угол каналирования

$$\vartheta_c(R) = \vartheta_c^0 (1 - R_c/R), \quad \vartheta_c(E) = \vartheta_c^0(E) (1 - E/E_c), \quad (24)$$

где $\vartheta_c^0 = (2U_0/E)^{1/2}$ — его значение в прямом кристалле.

Уменьшение критического угла каналирования и смещение траекторий к стенке канала с изгибом кристалла приводят к уменьшению вероятности захвата частиц в режим каналирования. Для параллельного пучка частиц, входящего по касательной к изогнутым плоскостям, уменьшение захвата происходит за счет уменьшения поперечника канала $2(x_c - x_0)$, где могут реализоваться стабильные траектории каналированных частиц. Для вероятности захвата имеем

$$P_c(R) = P_c^0 (1 - R_c/R), \quad P_c(E) = P_c^0 (1 - E/E_c). \quad (25)$$

Зависимость вероятности захвата частиц в режим каналирования плоскостным каналом (110) кремния от радиуса изгиба кристалла и энергии частиц представлена на рис.4. Вероятность захвата быстро уменьшается при $R < 10R_c$ (рис.4,*a*). В изогнутом кристалле захват падает с ростом энергии частиц, и происходит это тем быстрее, чем больше изгиб кристалла (рис.4,*б*).

Для широкого пучка с равномерным угловым распределением частиц зависимость вероятности захвата от R и E более сильная [30]:

$$P_c(R) = P_c^0 (1 - R_c/R)^2, \quad P_c(E) = P_c^0(E) (1 - E/E_c)^2. \quad (25)$$

Таким образом, при изгибе кристалла возникает сильная зависимость основных характеристик каналирования от энергии частиц [29].

3.2. Уравнение траектории частицы. В приближении непрерывного потенциала атомных плоскостей прохождение квазиканализованных частиц через кристалл, изогнутый с постоянным радиусом, есть процесс рассеяния участком аксиально-симметричного электрического поля, обладающего радиальной периодичностью [31]. Полагая для простоты скорость частицы вдоль оси поля (оси изгиба кристалла) равной нулю, для уравнений движения релятивистской частицы в аксиально-симметричном поле изогнутого кристалла в полярных координатах (r, φ) имеем

$$\frac{d}{dt}(m\gamma\dot{r}) = m\gamma r\dot{\varphi}^2 - \frac{dU}{dr}, \quad (26)$$

$$\frac{d}{dt}(m\gamma r^2\dot{\varphi}) = 0, \quad (27)$$

$$\frac{d}{dt}(m\gamma c^2) = -\dot{r} \frac{dU}{dr}. \quad (28)$$

Интегралами движения являются полная энергия и момент импульса частицы относительно центра поля

$$W = m\gamma c^2 + U(r), \quad (29)$$

$$M = m\gamma r^2\dot{\varphi}. \quad (30)$$

Из интегралов движения для уравнения траектории частицы имеем

$$\varphi(r) = \pm M \int \frac{r^{-2} dr}{[(W - U(r))^2/c^2 - M^2/r^2 - m^2 c^2]^{1/2}} + \varphi_0, \quad (31)$$

где φ_0 — константа. Интегралы движения W и M определяются начальными условиями (\vec{r}_0, \vec{v}_0) влета частицы в кристалл

$$W = E_0 + U(r_0), \quad M = m\gamma_0 |[\vec{r}_0 \vec{v}_0]| = r_0 E_0 \beta_0 c^{-1} \cos \vartheta_0,$$

где $E_0 = m\gamma_0 c^2$, $\beta_0 = v_0/c$, ϑ_0 — угол между импульсом частицы \vec{p}_0 и направлением касательной к изогнутым плоскостям на входе в кристалл. Для кристаллов, размеры которых в радиальном направлении Δr много меньше

радиуса изгиба — $\Delta r \ll R_0$, отсчитывая радиальную координату r от точки с радиусом изгиба R_0 , для частиц высоких энергий $E_0 \gg U(r)$ имеем [31]:

$$\varphi(r) = \frac{\sqrt{E^*}}{R_0} \cos \vartheta_0 \int_{r_0}^r \frac{dr}{\left[E^* \sin^2 \vartheta_0 + \frac{2E^*}{R_0}(r - r_0) - (U(r) - U(r_0)) \right]^{1/2}}. \quad (32)$$

Таким образом, приходим к обычно используемому для рассмотрения каналирования частиц в изогнутом кристалле приближению, согласно которому изгиб кристалла учитывается введением постоянной центробежной силы $F_c = 2E^*/R_0$ и эффективного потенциала, действующего на частицу:

$$U_{\text{eff}}(r, R_0) = U(r) - \frac{2E^*}{R_0} r. \quad (33)$$

При этом интегралом движения является поперечная (радиальная) энергия частицы $E_r = E^* \sin^2 \vartheta_0 + U_{\text{eff}}(r, R_0)$. Характеризуя изгиб кристалла центробежной силой F_c , действующей на частицу, и измеряя углы в критических углах $\vartheta_c = (U_0/E^*)^{1/2}$, приходим для уравнения траектории частицы к виду, не зависящему от энергии частицы:

$$\bar{\varphi}(r, F_c) = \frac{F_c}{2U_0^{1/2}} \int_{r_0}^r \frac{dr}{[U_0 \bar{\vartheta}_0^2 + U_{\text{eff}}(r_0, F_c) - U_{\text{eff}}(r, F_c)]^{1/2}}, \quad (34)$$

где $\bar{\varphi} = \varphi/\vartheta_c$, $\bar{\vartheta}_0 = \vartheta_0/\vartheta_c$.

3.3. Деканалирование в изогнутом кристалле. 3.3.1. Кинетическое уравнение. В приближении непрерывного потенциала атомных рядов и плоскостей поперечная энергия частиц является интегралом движения. Однако отличие реального потенциала кристалла от непрерывного — слагаемое $W(\vec{R})$ в уравнении (4), рассеяние на электронах и дефектах кристалла приводят к изменению поперечной энергии частиц и их деканалированию. В полупроводниковых кристаллах кремния и германия, обычно используемых в экспериментах по каналированию, концентрация дефектов очень незначительна. Вклад катастрофических соударений с электронами кристалла, приводящих к рассеянию на угол больше критического угла каналирования, в деканалирование мал. Деканалирование частиц происходит в результате многократного рассеяния на электронах и ядрах с постепенным изменением их поперечной энергии. Эволюция изменения плотности каналированных частиц в фазовом пространстве вблизи E_x за счет многократного рассеяния описывается уравнением Фоккера — Планка

$$\frac{\partial f}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial E_x}(Af) + \frac{\partial^2}{\partial E_x^2}(Bf). \quad (35)$$

При определении диффузионных коэффициентов A, B усреднение проводится по сечениям соответствующих процессов (электронное, ядерное рассеяние) и по равновесному распределению каналированных частиц в кристалле $P_0(E_x, x)$ [1]:

$$P_0(E_x, x) = \begin{cases} 2/[T(E_x) \dot{x}(E_x, x)], & E_x > U(x), \\ 0, & E_x < U(x), \end{cases} \quad (36)$$

$$\dot{x}(E_x, x) = c[2(E_x - U(x))/E]^{1/2},$$

где $T(E_x)$ — период колебания частицы в канале.

Коэффициенты трения и диффузии каналированных частиц после проведения усреднения имеют вид

$$A(E_x) = \langle E \overline{\eta_z^2} \rangle, \quad (37)$$

$$B(E_x) = \langle 2(E_x - U(x)) E \overline{\eta_z^2} \rangle + \langle \frac{1}{2} E^2 \overline{\eta_z^4} \rangle, \quad (38)$$

где $\eta = \theta \cos \varphi$ — проекция угла рассеяния θ на ось x , индекс z означает, что рассматриваемые величины относятся к единице пути по z . Вторым членом в коэффициенте диффузии можно пренебречь для не очень малых поперечных энергий частиц, откуда следует связь между диффузионными коэффициентами [32]:

$$TA(E_x) = \frac{\partial}{\partial E_x} TB(E_x). \quad (39)$$

Соотношение (39) преобразует уравнение Фоккера — Планка в уравнение диффузионного типа

$$\frac{\partial f}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial E_x} \left[BT \frac{\partial}{\partial E_x} \left(\frac{f}{T} \right) \right] = AT \frac{\partial}{\partial E_x} \left(\frac{f}{T} \right) + BT \frac{\partial^2}{\partial E_x^2} \left(\frac{f}{T} \right). \quad (40)$$

Первый член в уравнении приводит к монотонному росту поперечной энергии каналированных частиц за счет многократного рассеяния и хорошо описывает поведение частиц с большими поперечными энергиями. Для частиц с небольшими поперечными энергиями существенной является диффузия, описываемая вторым членом.

В прямом кристалле деканалированные частицы, оставаясь некоторое время вблизи угловой области захвата, могут в результате сильного многократного рассеяния на ядрах при пересечении атомных плоскостей вновь захватиться в режим каналирования [33]. Однако в изогнутом кристалле деканалированные частицы за счет изгиба плоскостных каналов быстро покидают область захвата, и, как показывают результаты моделирования [33], перезахват практически отсутствует. Это обстоятельство делает вполне оправданным при решении уравнения (40) использование граничного условия

$$f(E_{xc}, z) = 0, \quad (41)$$

исключающего обмен между каналированной и квазиканалированной фракциями пучка.

В гармоническом приближении для потенциала плоскостного канала, когда отсутствует зависимость периода колебаний частиц в канале от их поперечной энергии, уравнение упрощается:

$$\frac{\partial f}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial E_x} \left[B \frac{\partial f}{\partial E_x} \right]. \quad (42)$$

Решение его с коэффициентом диффузии $B(E_x) = B_0 E_x^\alpha$ при граничном условии (41) и начальном

$$f(E_x, 0) = F_0(E_x), \quad (43)$$

где $F_0(E_x)$ — начальное распределение по поперечной энергии каналированных частиц, получено в работе [34]. Откуда для зависимости доли каналированных частиц от глубины проникновения пучка в кристалл имеем [28]

$$F_{ch}(z) = \int_0^{E_{xc}} f(E_x, z) dE_x = \sum_{n=1}^{\infty} q_n \exp(-z/\lambda_n), \quad (44)$$

$$\lambda_n = \left(\frac{2}{2-\alpha} \right)^2 \mu_{\nu,n}^{-2} \frac{E_{xc}^{2-\alpha}}{B_0},$$

где $\mu_{\nu,n}$ — нули функции Бесселя J_ν . Поскольку длина затухания n -члена разложения $\lambda_n \propto 1/\mu_n^2$ и быстро уменьшается с n , то для глубин проникновения $z > \lambda_2$ доля каналированных частиц определяется преимущественно первым членом и убывает экспоненциально. Проведенные экспериментальные исследования [24] и численные эксперименты по отклонению пучка изогнутым кристаллом [33] также указывают на экспоненциальную зависимость уменьшения числа каналированных частиц с глубиной проникновения в кристалл. Таким образом, для длины деканализации при $\alpha = 1$ имеем

$$z_{1/e} \simeq \lambda_1 = \frac{4E_{xc}}{\mu_{0,1}^2 A}. \quad (45)$$

Величина ее не зависит от начального распределения частиц по поперечной энергии на входе в кристалл.

Как отмечалось, при изгибе кристалла траектории каналированных частиц смещаются к внешней стенке канала. В результате частицы с той же поперечной энергией, двигаясь через области с более высокой плотностью электронов и ядер, испытывают более сильное рассеяние, чем в прямом кристалле. Кроме того, при изгибе кристалла уменьшается критическая поперечная энергия каналирования. Оба этих фактора приводят к уменьшению

длины каналирования при изгибе кристалла. Особенности деканалирования в равномерно изогнутом кристалле впервые рассмотрены в [28, 29].

3.3.2. *Роль снижения потенциального барьера.* При изгибе кристалла, далеко от критического, основной вклад в деканалирование вносит многократное рассеяние на электронах, плотность которых в центральной части плоскостного канала для кристалла кремния определяется преимущественно валентными электронами. В приближении постоянной по каналу плотности валентных электронов $\rho_v = NZ_v$ электронный коэффициент трения не зависит от поперечной энергии E_x каналированного протона, а коэффициент диффузии зависит от E_x линейно:

$$A = E^* \overline{\eta^2}, \quad B = A E_x, \quad (46)$$

то есть в степенной аппроксимации коэффициента диффузии $B_0 = A$ и $\alpha = 1$, и для длины деканалирования справедливо выражение (45). Средний квадрат угла рассеяния протона на электронах кристалла

$$\overline{\eta^2} = \frac{e^4}{E^{*2} b_{\max}^2} \ln(b_{\max}/b_{\min}) \quad (47)$$

можно оценить как в [35]. Максимальный прицельный параметр соударения b_{\max} определяется из условия, что происходит передача импульса электрону кристалла, достаточная для ионизации (возбуждения) внешних электронов атома

$$\Delta p = \frac{2e^2}{vb} \geq \frac{\hbar}{r_a}, \quad b_{\max} = 2r_a \alpha / \beta, \quad (48)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c$, r_a — атомный радиус, а минимальный b_{\min} определяется из условия $\theta(b_{\min}) = \theta_c$:

$$b_{\min} = \frac{e^2}{\vartheta_c E^*} = \frac{e^2}{\sqrt{E_{xc} E^*}}, \quad (49)$$

отделяя область многократных (кратных) соударений от области однократных соударений с электронами кристалла в процессе деканалирования.

Для длины деканалирования в прямом кристалле $S_{1/e}^0$ имеем

$$S_{1/e}^0 = k_1 E^* / \ln(k_2 \sqrt{E}), \quad (50)$$

$$k_1 = \frac{4}{\mu_{0,1}^2} \frac{E_{xc}}{NZ_v \pi e^4}, \quad k_2 = \sqrt{2} \alpha \frac{r_a \sqrt{E_{xc}}}{e^2}.$$

При использовании $E_{xc} = 14$ эВ для каналов (110) кремния длины деканалирования, рассчитанные по (50), согласуются с точностью не хуже 15 % с экспериментально измеренными величинами [36].

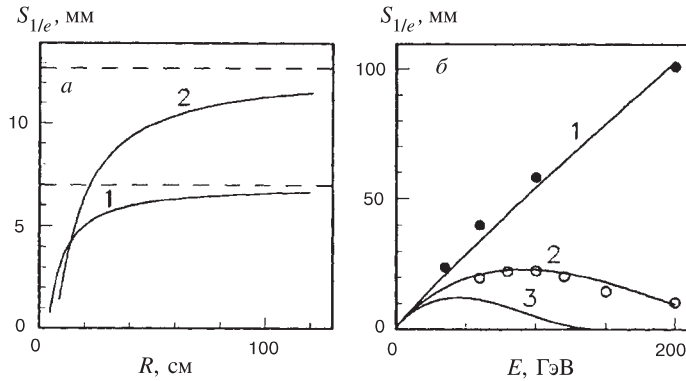


Рис. 5. Зависимость длины деканализации в канале (110) кремния: *a*) от радиуса изгиба кристалла R для протонов с энергией 10 ГэВ (1) и 20 ГэВ (2), *б*) от энергии протонов E в прямом кристалле (1) и изогнутом с радиусом 80 см (2), 40 см (3). Пунктир — для прямого кристалла. Точки — эксперимент в FNAL (Батавия)

Изменение длины деканализации при изгибе кристалла в рассматриваемом приближении определяется изменением критической поперечной энергии каналирования E_{xc} :

$$S_{1/e}(R) = S_{1/e}^0(1 - R_c/R)^2. \quad (51)$$

На рис.5,*a* представлены рассчитанные согласно (50),(51) длины деканализации протонов с энергией 10 и 20 ГэВ в канале (110) кристалла кремния от радиуса изгиба каналов. Длина деканализации резко уменьшается при изгибе, который приводит к существенному уменьшению E_{xc} , то есть при $R \leq 10R_c$.

На рис.5,*б* показана рассчитанная зависимость длины деканализации протонов в канале (110) кремния от энергии частиц. В прямом кристалле длина деканализации растет приблизительно линейно с энергией частиц, так как коэффициент трения $A \sim 1/E$ (кривая 1). Здесь же показаны экспериментальные результаты [36]. Видно, что рассматриваемое приближение $\rho = \rho_v$ удовлетворительно описывает эксперимент. Сильная зависимость критической поперечной энергии E_{xc} от энергии частиц в изогнутом кристалле радикально изменяет зависимость от E длин деканализации [28, 29]:

$$S_{1/e}(E) = S_{1/e}^0(E) [1 - E/E_c]^2, \quad (52)$$

пропорциональность нарушается (кривые 2,3). Начиная с некоторой энергии протонов $E_m(R)$ уменьшение коэффициента трения A с ростом энергии частиц перестает компенсировать снижение E_{xc} в изогнутом канале. Вследствие

этого длина деканализирования имеет максимум при E_m и затем уменьшается до нуля при достижении критической для каналирования в изогнутом кристалле энергии протонов $E_c(R)$.

В первом эксперименте, проведенном в Дубне, по отклонению протонов с энергией 8,4 ГэВ кристаллом кремния, изогнутым вдоль каналов (111), радиус изгиба кристалла превышал более чем в 20 раз критический радиус, поэтому существенного изменения длины деканализирования не происходило. По результатам эксперимента длина деканализирования составляла 0,82 см. Расчетная оценка с использованием приближения $\rho = \rho_v = \text{const}$ дает $S_{1/e} = 0,7$ см. Однако следует отметить, что измерения были выполнены на участке кристалла с уменьшающейся кривизной, где должно наблюдаться увеличение длин деканализирования (см. ниже). В дальнейшем эксперимент в FNAL (Батавия, США) для более высоких энергий частиц [24], проведенный в условиях равномерного изгиба кристалла, полностью подтвердил предсказанный в [28] ход зависимости длины деканализирования от энергии частиц (экспериментальные точки около кривой 2 на рис.5,б).

3.3.3. Изменение многократного рассеяния. При сильном изгибе кристалла траектории каналированных частиц заметно смещаются к внешней стенке канала, и модель постоянной электронной плотности не может описать увеличения при этом многократного рассеяния на электронах кристалла, вклад в которое начинают давать и электроны остова, плотность которых заметно возрастает при приближении к стенкам канала. Для корректного определения длин деканализирования протонов в этом случае необходим учет распределения плотности электронов по сечению канала и учет многократного рассеяния на ядрах.

В [28] было показано, как с изгибом кристалла изменяются электронные и ядерные диффузионные коэффициенты. В прямом кристалле ядерное рассеяние существенно лишь на периферии канала для частиц с большой поперечной энергией. С увеличением изгиба кристалла ядерный коэффициент диффузии растет для фиксированной поперечной энергии частиц и при достаточно сильном изгибе кристалла с $R \simeq 2R_c$ становится близким по величине к электронному коэффициенту диффузии. Таким образом, при сильном изгибе кристалла длины деканализирования в значительной степени определяются ядерным рассеянием в отличие от прямого кристалла [28]. Это обуславливает и большую температурную зависимость длин деканализирования в сильно изогнутом кристалле, что было впоследствии обнаружено в эксперименте [24].

3.3.4. Изгибное деканализирование. В кристалле, изогнутом неравномерно, на участке с нарастающей кривизной или при переходе из неизогнутой в изогнутую часть кристалла определенная доля пучка выбывает из режима каналирования за счет механизма, не связанного с многократным рассеянием, — центробежное или изгибное деканализирование [37–39]. При переходе из прямой в равномерно изогнутую часть кристалла выбывание частиц из режима

каналирования происходит на длине, не превышающей длины колебаний λ частиц в канале. Судьба частицы при переходе в пренебрежении незначительным многократным рассеянием однозначно определяется ее входными параметрами.

В изгибающих устройствах с тремя или четырьмя опорами, которые использовались в первых экспериментах по отклонению пучков заряженных частиц, кривизна изгиба изменяется по всей длине изогнутой части кристалла. Так, в устройстве с тремя опорами кривизна изгиба увеличивается примерно линейно с приближением к центральной точке кристалла. Центробежное деканалирование происходит в этом случае на всем протяжении участка кристалла с нарастающей кривизной, размеры которого значительно превышают λ , то есть представляет собой длительный процесс, обусловленный постепенным уменьшением глубины эффективной потенциальной ямы и смещением траекторий частиц к внешней стенке канала.

В [40] получена зависимость доли частиц, деканализованных за счет центробежного механизма на участке кристалла с нарастающей кривизной. В гармоническом приближении для потенциала канала $U(x) = \alpha x^2/2$ решение уравнения движения

$$\frac{d^2x}{dz^2} + \frac{1}{pv}U'(x) = \kappa(z) \quad (53)$$

на участке, кривизна которого растет линейно $\kappa(z) = \kappa_0 z$, имеет вид

$$x(z) = x_m \cos(\bar{\omega}z + \phi_0) + (\kappa_0/\omega^2)z, \quad (54)$$

где $\bar{\omega}^2 = \alpha/pv$. Второй член описывает смещение равновесной орбиты, увеличивающееся с z за счет роста кривизны канала. Частица деканализует при условии $x_m + (\kappa_0/\bar{\omega}^2)z \geq l$. Доля деканализованных частиц растет линейно с глубиной

$$F_d(z) = \frac{\kappa_0}{l\bar{\omega}^2} z. \quad (55)$$

Наряду с центробежным деканализованием на участке с нарастающей кривизной действует, конечно, и обычный механизм деканализования за счет многократного рассеяния.

В практически реализуемых случаях изменение кривизны изгиба кристалла на длине колебаний каналированных частиц мало, что позволяет рассматривать движение частиц в эффективном потенциале, параметры которого адиабатически медленно изменяются. Связанный с изменением кривизны дрейф поперечной энергии частицы описывается коэффициентом [21]

$$A_c = \left\langle \frac{\Delta E_x}{\Delta z} \right\rangle_c = k'(\langle x \rangle + x_c), \quad (56)$$

где $\langle x \rangle$ — средняя за период координата каналированной частицы, $k' = dk/dz$, $k = pv/R(z)$. При постоянной кривизне изгиба кристалла длина деканалирования определяется через электронный коэффициент трения A_e (45). При неравномерном изгибе дрейф поперечной энергии вызывается как многократным рассеянием на электронах кристалла, так и изменением кривизны изгиба каналов

$$A = A_e + A_c . \quad (57)$$

В пренебрежении диффузией при многократном рассеянии длину деканалирования в неравномерно изогнутом кристалле можно оценить как [21]:

$$S_d(k' \neq 0) \sim \frac{S_d^{R=\text{const}}}{1 + A_c/A_e} . \quad (58)$$

При растущей кривизне кристалла, когда $k', A_c > 0$, длина деканалирования за счет дополнительного центробежного механизма дрейфа становится меньше, чем в равномерно изогнутом кристалле $S_d^{R=\text{const}}$.

3.3.5. Влияние уменьшения кривизны на деканалирование. Неравномерность изгиба кристалла может вызвать и обратный эффект. На участке с уменьшающейся кривизной изгиба, когда $k', A_c < 0$, увеличение глубины эффективной потенциальной ямы плоскостных каналов вдоль кристалла вызывает дрейф поперечной энергии частиц, замедляющий рост E_x за счет многократного рассеяния. В результате длина деканалирования становится больше, чем в равномерно изогнутом кристалле (58).

Это увеличение длины деканалирования было обнаружено в эксперименте [41]. Так, длина деканалирования протонов с энергией 100 ГэВ в прямом кристалле кремния вдоль направления (110) около 60 мм [36], тогда как вдоль направления (111) в изогнутом кристалле на участке с уменьшающейся кривизной 100 мм [41]. Хотя экспериментальные результаты получены при разной ориентации кристалла, наблюдавшееся различие длин деканалирования намного превосходило ожидаемое, около 20 %, и связано с градиентным механизмом "углубления" уровней поперечной энергии каналированных частиц при уменьшении кривизны каналов. Гораздо больший эффект наблюдался при энергии протонов 60 ГэВ, для которых длина деканалирования на участке с уменьшающейся кривизной превосходила более чем в три раза ее значение в прямом кристалле.

3.3.6. Угловая развертка деканалирования. Частицы, выбывающие из режима каналирования в изогнутой части кристалла при некотором значении продольной координаты z , отклоняются на угол

$$\vartheta(z) = \int_0^z \kappa(z') dz' . \quad (59)$$

Измеряемые в эксперименте распределения углов отклонения позволяют с хорошей точностью восстановить зависимость $F_d(z)$. Эта угловая развертка

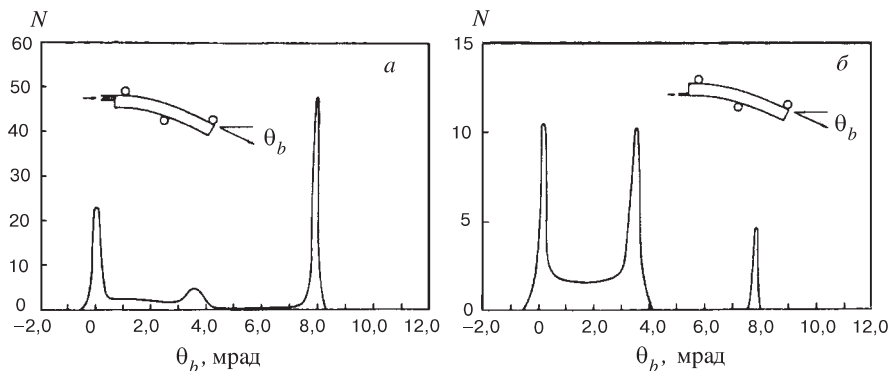


Рис. 6. Распределения углов отклонения протонов с энергией 60 ГэВ кристаллом кремния, изогнутым вдоль плоскостей (111) в изгибающем устройстве с тремя опорами, отдельно для фракций частиц, идущих вблизи внешней (а) и внутренней (б) граней кристалла (результаты эксперимента в Батавии)

процесса деканализирования в изогнутом кристалле — ”спектрометр деканализирования” [12] — дает удобный инструмент для изучения деканализирования частиц.

В эксперименте [12] по отклонению протонов с энергией до 180 ГэВ кристаллом кремния, изогнутым вдоль плоскостей (111), изгибное деканализирование проявилось очень отчетливо, так как кривизна изгиба кристалла была близка к критической при высоких энергиях. На рис.6 показаны распределения углов отклонения протонов с энергией 60 ГэВ, полученные отдельно для фракций частиц, идущих вблизи внешней и внутренней граней изогнутого кристалла.

Распределения содержат, кроме максимумов в направлении падающего пучка и при угле изгиба, еще один примерно посередине. Он формируется частицами, покинувшими режим каналирования вблизи центральной опоры, и проявляется более сильно для частиц, проходящих в слое кристалла, граничащем с опорой. Дело в том, что помимо изменения ”глобальной” кривизны вдоль кристалла при его изгибе на трех опорах имеются локальные искажения кристаллической решетки, вызванные давлением опор, которые для слоев кристалла, прилегающих к опорам, максимальны и постепенно уменьшаются с удалением слоя от опоры. Сильное локальное искривление каналов кристалла около центральной опоры вызывает центробежное деканализирование частиц, в результате чего в значительной степени и формируется центральный максимум в угловом распределении.

Максимум в направлении падающего пучка образован частицами, выбывшими из режима каналирования за счет многократного рассеяния в неизогну-

той части кристалла и за счет центробежного деканализирования около передней опоры. Отличительной особенностью угловых распределений является также наличие большого числа частиц, деканализированных в передней изогнутой части кристалла и практическое их отсутствие за центральной опорой. Выбывание частиц из режима каналирования в передней части кристалла с растущей глобальной кривизной каналов обусловлено как центробежным деканализированием, так и многократным рассеянием. Малые потери частиц за центральной опорой объясняются тем, что рост глубины потенциальной ямы с уменьшением кривизны каналов замедляет процесс выбывания частиц за счет многократного рассеяния.

В формировании центрального максимума, в силу малой протяженности участка кристалла около опоры с повышенной локальной кривизной, многократное рассеяние вносит небольшой вклад, то есть центробежное деканализирование здесь проявляется в наиболее чистом виде. Это обстоятельство было использовано для измерения зависимости фракции частиц, деканализированной за счет центробежного механизма, от "силы изгиба" pv/R [12].

3.4. Эффективность отклонения пучка кристаллом. При использовании изогнутых кристаллов для управления пучками заряженных частиц высоких энергий полезны предварительные оценки эффективности, с которой пучки могут отклоняться кристаллом. Эффективность отклонения пучка равномерно изогнутым кристаллом P_d определена в [28, 29]. Показано существование оптимальных параметров кристалла для отклонения пучка на заданный угол.

Эффективность отклонения определяется вероятностью захвата частиц в режим каналирования P_c и вероятностью для частиц пройти весь кристалл в режиме каналирования P_{ch} . Так, для эффективности отклонения частиц на заданный угол α имеем

$$P_d(\alpha, R) = P_c(R) \times P_{ch}(\alpha, R), \quad (60)$$

$$P_{ch}(\alpha, R) = \exp [-\alpha R/S_{1/e}(R)].$$

Поворот пучка на угол $\alpha = L/R$ можно осуществить при различных радиусе изгиба R и длине кристалла L .

На рис.7,а показана зависимость эффективности отклонения на угол 20 мрад параллельного пучка протонов с энергией 10 ГэВ от радиуса изгиба кристалла R . Здесь же приведены зависимости $P_c(R)$, $P_{ch}(R)$. Вероятность "проканализировать" через весь кристалл максимальна при изгибе кристалла с радиусом $R'_m \simeq 3R_c$. Уменьшение ее при $R < R'_m$ происходит за счет резкого уменьшения длины деканализирования, при больших R из-за увеличения требуемой для отклонения на угол α длины кристалла. Эффективность отклонения пучка имеет максимум при $R_m > R'_m$ из-за резкой зависимости вероятности захвата в режим каналирования в области $R < 10R_c$.

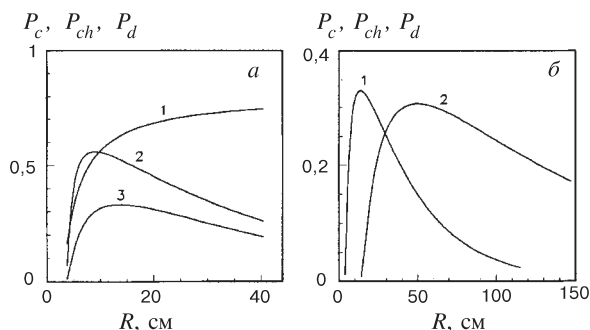


Рис. 7. *а*) Зависимость вероятности захвата в режим каналирования (1), вероятности пройти весь кристалл в режиме каналирования (2) и эффективности отклонения на угол 20 мрад (3) для протонов с энергией 10 ГэВ от радиуса изгиба кристалла кремния вдоль плоскостей (110). *б*) Сравнение эффективности отклонения на угол 20 мрад протонов с энергией 10 ГэВ (1) и 40 ГэВ (2)

Оптимальный радиус изгиба кристалла может быть определен из (60) согласно условию $\partial P_d / \partial R = 0$. При использовании в качестве переменной приведенной кривизны $\rho = R_c / R$ эффективность отклонения для пучка с равномерным угловым распределением принимает вид [30]:

$$P_d(\alpha, \rho) = P_c^0 (1 - \rho)^2 \exp \left(-\frac{\alpha / \theta_D}{\rho(1 - \rho)^2} \right), \quad (61)$$

и уравнение для поиска оптимального изгиба записывается в виде

$$\alpha / \theta_D = \frac{2\rho^2(1 - \rho)^2}{1 - 3\rho}, \quad (62)$$

где параметр $\theta_D = S_{1/e}^0 / R_c$ характеризует некоторый угол отклонения кристаллом, близкий к максимально возможному. Из (62) следует ограничение — $\rho_m > 1/3$, то есть оптимальный радиус изгиба всегда больше $3 R_c$.

На рис.7,б проводится сравнение эффективности отклонения протонов для двух значений энергии частиц. При одинаковом эффективном изгибе кристалла ρ вероятность захвата в режим каналирования и локализация траекторий каналированных частиц в поперечнике изогнутого канала одинакова. Однако слабая зависимость от E остается, $\theta_D \sim 1 / \ln(kE^{1/2})$, поэтому с ростом энергии частиц наряду с изменением масштаба по R происходит медленное уменьшение величины эффективности отклонения.

Естественно ожидать, что увеличение угла отклонения должно уменьшать эффективность отклонения пучка кристаллом, так как требует увеличения длины кристалла, либо его изгиба — и то, и другое приводит к росту де-каналирования частиц. На рис.8,а представлена зависимость максимальной

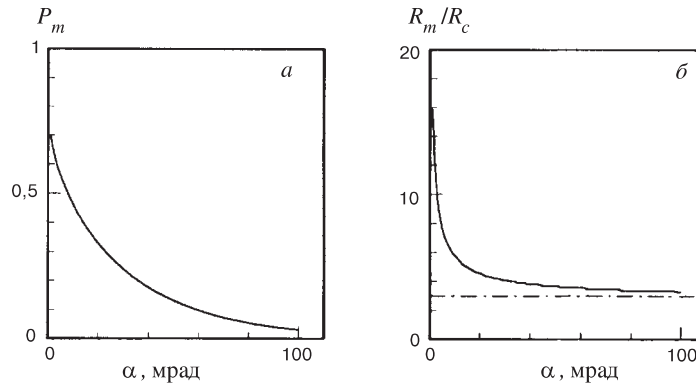


Рис. 8. Зависимости максимальной эффективности отклонения (а) параллельного пучка протонов с энергией 10 ГэВ кристаллом кремния, изогнутым вдоль плоскостей (110), и оптимального радиуса изгиба кристалла (б) от величины угла изгиба

эффективности отклонения параллельного пучка протонов с энергией 10 ГэВ изогнутыми плоскостными каналами (110) кремния от величины угла изгиба. Эффективность отклонения экспоненциально убывает с увеличением α . Зависимость от α оптимального радиуса изгиба R_m представлена на рис.8,б. Для больших углов $\alpha > 0,01$ рад оптимальным является сильный изгиб кристалла с $r < 5$, так как всякое увеличение R приводит к приращению длины кристалла, сопоставимому с длиной деканализирования.

3.5. Эффективность кристаллического дефлектора. До настоящего времени в качестве дефлектора для разделения и вывода пучка из ускорителя использовался только кристалл кремния. Это объясняется высоким совершенством получаемых монокристаллов с рекордно низким содержанием примесей и практически бездислокационных. Кроме того, кристалл кремния является полупроводником и позволяет создавать встроенные поверхностно-барьерные детекторы, которые делают кристалл "живой" мишенью, давая информацию о состоянии проходящих через кристалл частиц по производимой ими ионизации.

Использование кристаллов с более высоким атомным номером может существенно повысить эффективность кристаллических дефлекторов за счет увеличения внутрикристаллических полей. В последнее время предпринимались попытки использовать кристаллы германия ($Z_2 = 32$) в экспериментах по отклонению на протонных пучках [9, 10]. В эксперименте в ЦЕРН на пучке протонов с энергией 450 ГэВ было отмечено увеличение эффективности отклонения по сравнению с кремниевым дефлектором для больших углов изгиба.

Благодаря малым амплитудам тепловых колебаний, высокой температуре плавления и высокой радиационной стойкости, вольфрам ($Z_2 = 74$) является одним из лучших возможных материалов для изготовления кристаллических дефлекторов [17]. Однако получение кристаллов вольфрама необходимых размеров с низкой плотностью дислокаций является серьезной проблемой [41].

Сечение деканалирования на дислокациях растет с энергией частиц. Как показывают оценки с учетом близких и далеких столкновений частиц с дислокациями, применение существующих кристаллов вольфрама с плотностью дислокаций ниже 10^4 см^{-2} может обеспечить значительный выигрыш в эффективности отклонения на пучках релятивистских ядер с энергией в несколько ГэВ/нуклон. Имеется проект исследования дефлекторов из вольфрама на пучке релятивистских ядер нуклотрона (ОИЯИ) [42].

В таблице представлены основные параметры плоскостных каналов (110) в кристаллах кремния и вольфрама (при $r_c = 2, 5 u_1$). Значительный рост глубины потенциальной ямы и напряженности электрического поля в вольфраме обеспечивают увеличение более чем вдвое критических углов каналирования, тогда как критические радиусы изгиба уменьшаются примерно в 7 раз, что позволяет сильнее изогнуть кристалл и получить большее угловое отклонение пучка при одинаковой длине кристалла. Сравнительно малые амплитуды тепловых колебаний атомов в вольфраме обеспечивают большую эффективную ширину каналов, $A_s = 1 - 2r_c/d_p$, что наряду с ростом углов каналирования увеличивает захват частиц в режим каналирования. Хотя электронная плотность в каналах вольфрама выше, длины деканалирования оказываются больше, чем в кремнии, из-за значительно большей критической поперечной энергии каналирования [42].

Таблица. Параметры плоскостных каналов (110) кристаллов кремния и вольфрама

Кристалл	$d_p, \text{Å}$	$u_1, \text{Å}$	A_s	$U_0, \text{эВ}$	$E_{xc}, \text{эВ}$	$\mathcal{E}_{\max}, \text{ГВ/см}$
Si	1,92	0,075	0,8	22,7	14,32	5,97
W	2,238	0,05	0,89	131,9	91,61	42,52

На рис.9 представлена зависимость эффективности отклонения ядер ^{12}C с энергией 6 ГэВ/нуклон кристаллами кремния (а) и вольфрама (б), изогнутыми на угол 100 мрад вдоль плоскостей (110), от радиуса изгиба. Точки показывают результаты компьютерного эксперимента [42] по модели системы атомных плоскостей. Эффективность отклонения кристаллом вольфрама более чем на порядок выше, чем кристаллом кремния. Однако следует отметить, что для небольших углов отклонения кристалл вольфрама не может дать значительного выигрыша в эффективности.

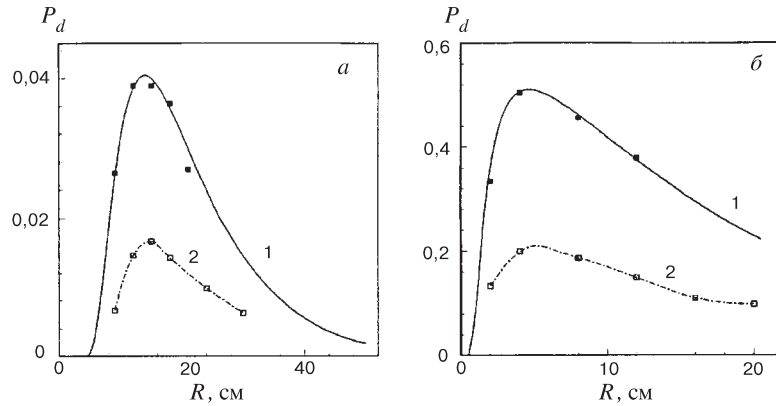


Рис. 9. Зависимость эффективности отклонения ядер ^{12}C с энергией 6 ГэВ/нуклон кристаллами кремния (а) и вольфрама (б), изогнутыми на угол 100 мрад вдоль плоскостей (110), от радиуса изгиба; 1 — параллельный пучок, 2 — пучок с равномерным угловым распределением в интервале $(-\vartheta_c, \vartheta_c)$. Точки — результаты моделирования

При использовании изогнутых кристаллов для вывода частиц гало пучка из коллайдера эффективность вывода в значительной степени определяется многократными прохождениями циркулирующих частиц через кристалл [11, 43, 44]. Вклад многократных прохождений сильно зависит от угла многократного рассеяния и потерь в ядерных неупругих взаимодействиях в кристалле, которые для вольфрама больше. Выбор оптимального кристалла и его параметров для вывода пучка из ускорителя должен проводиться для конкретной ситуации.

3.6. Каналирование релятивистских ядер. Возможность использования изогнутых кристаллов для управления пучками релятивистских ядер была успешно продемонстрирована в Дубне [14] и ЦЕРН [45]. При переходе от протонов к ядрам с увеличением заряда частиц увеличивается сила, действующая на частицу в канале, и глубина потенциальной ямы плоскостных каналов кристалла $U(x) = Z_1 U^1(x)$, где $U^1(x)$ — плоскостной потенциал для протонов. Соответственно увеличивается критическая поперечная энергия частиц E_{xc} . Однако параметры каналирования, определяемые усредненным потенциалом, такие как пространственный период колебаний частиц в плоскостном канале λ и критический угол каналирования ϑ_c , остаются инвариантными относительно величины $p_z = p/Z_1$, где p — полный импульс частицы [46].

Критический для каналирования радиус изгиба кристалла также инвариантен с p_z :

$$R_c(p_z) = \frac{p_z c}{e \mathcal{E}_{\max}}, \quad (63)$$

поэтому и в изогнутом кристалле при одинаковом радиусе изгиба R параметры каналирования инвариантны. Это означает одинаковую вероятность захвата частиц в режим каналирования, которая для пучка с гауссовским распределением по углам имеет вид (см.(16а))

$$P_c(p_z; R, \xi) = \frac{1}{d_p} \int_{r_c}^{x_{ch}} \text{Erf} \left[\frac{1}{\sqrt{2}\xi} \left(1 - \frac{U_{\text{eff}}^1(x_0, R)}{E_{xc}^1(R)} \right) \right] dx_0, \quad (64)$$

где $\xi = \bar{\vartheta}_x / \vartheta_c$, x_0 — координата точки входа частицы в канал, x_{ch} — координата, определяющая область каналирования в изогнутом канале, $U_{\text{eff}}(x_{ch}) = E_{xc}$.

Длина деканалирования частиц в кристалле определяется в основном рассеянием на электронах кристалла, и ее зависимость от параметров частицы не выражается только через p_z , имеется еще логарифмическая зависимость от Z_1 . Как следует из (50), (51), хорошей оценкой длины деканалирования является

$$S_{1/e}(p_z, Z_1; R) = \frac{2}{\mu_{0,1}^2} \frac{E_{xc}^1}{NZ_v \pi e^4} \frac{p_z c (1 - R_c/R)^2}{\ln(Z_1 r_a \sqrt{2} p_z c E_{xc}^1 / \hbar c)}. \quad (65)$$

Однако зависимость от Z_1 слабая и, как показал эксперимент [14], длины деканалирования для протонов и ядер кислорода с $p_z = 9$ ГэВ/с в изогнутом кристалле кремния совпадают в пределах экспериментальной погрешности.

Таким образом, эффективность отклонения пучка изогнутым кристаллом также должна быть инвариантна относительно p_z . Действительно, проведенный недавно в ЦЕРН эксперимент по отклонению изогнутым кристаллом кремния ультрарелятивистских ядер свинца с импульсом 33 ТэВ/с [45] показал, что отклоненная кристаллом фракция приблизительно та же, что и для протонов с тем же p_z . Полученные в компьютерном эксперименте по модели системы атомных плоскостей величины эффективности отклонения совпали с экспериментальными с точностью 15 %.

Отметим, что в прямом кристалле наблюдаемые длины деканалирования для протонов в значительной степени определяются процессами перезахвата в режим каналирования, тогда как для тяжелых ядер сильный рост сечения неупругих взаимодействий уменьшает вероятность перезахвата. В результате инвариантность длин деканалирования с p_z в прямом кристалле нарушается [47].

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАЕКТОРИЙ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛЕ

Наиболее гибким и детальным методом исследования каналирования в кристаллах является моделирование траекторий частиц в кристалле. Кроме того, рассмотрение траекторий частиц позволяет исследовать более сложные

процессы, например, вывод частиц из ускорителя с помощью изогнутого кристалла. Используемая в первом компьютерном эксперименте [3] модель бинарных соударений, в которой траектория частицы формируется в результате взаимодействия с каждым атомом кристалла на пути частицы, не позволяет рассматривать кристаллы сантиметровых размеров из-за больших требуемых затрат компьютерного времени.

При моделировании прохождения заряженных частиц через вещество обычно используются методы группировки столкновений, одним из которых является модель отрезков [48]. В модели отрезков путь частицы разбивается на отрезки определенной длины. Изменение состояния частицы в конце отрезка определяется многократным рассеянием. Плотность вероятности перехода в фазовом пространстве

$$(\vec{r} = 0, \vec{\Omega} = \vec{\Omega}_0, E = E_0) \rightarrow (\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$$

представляется в виде произведения четырех сомножителей

$$P(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = P(E|l) P(\vec{\Omega}|l) P(z|\vec{\vartheta}, l) P(\vec{\rho}|\vec{\vartheta}, l),$$

которые описывают, соответственно, распределение по энергии, по направлению $\vec{\Omega}$, распределение продольных смещений z и распределение поперечных смещений $\vec{\rho}$ частиц на отрезке l .

Обычно длина отрезка выбирается такой, что потерями энергии можно пренебречь. Для тяжелых частиц можно пренебречь также продольными смещениями в силу их относительной малости, при каналировании частиц в кристалле они значительно меньше по сравнению с длиной осцилляций частиц в канале, $z \ll \lambda$. Угловое распределение заряженных частиц при многократном рассеянии описывается теорией Мольера [49]. Распределение Мольера представимо в виде ряда, первый член которого является гауссианом. Распределение поперечных смещений также является нормальным [48]. Поперечное смещение и угол рассеяния частицы при многократном рассеянии коррелированы. Смещение и угол совместного распределения в одномерном случае моделируются следующим образом [50]:

$$\Delta x = \eta_1 l \bar{\theta} / \sqrt{12} + \eta_2 l \bar{\theta} / 2, \quad \Delta \vartheta_x = \eta_2 \bar{\theta}, \quad (66)$$

где η_1, η_2 — случайные числа из гауссовского распределения с нулевым средним значением и единичной дисперсией, $\bar{\theta}$ — среднеквадратичный угол многократного рассеяния частиц в рассматриваемом слое.

В ориентированном кристалле многократное рассеяние заряженных частиц на атомах разделяется на когерентную часть, среднее изменение направления импульса частицы в которой описывается непрерывным потенциалом плоскостей или цепочек атомов, и некогерентную, обусловленную рассеянием

на электронах и реальной дискретной структуре кристалла, учитывающей тепловые смещения атомов из узлов решетки. Именно рассеяние на электронах и рассеяние, обусловленное отличием реального потенциала кристалла от непрерывного, приводящие к изменению поперечной энергии частиц, имеются в виду, когда говорится о многократном рассеянии частиц при каналировании в кристалле [1]. Оно значительно отличается от обычного многократного рассеяния в аморфном веществе, обусловленного в основном кулоновским рассеянием на ядрах.

В [51] для расчета прохождения частиц через кристалл при плоскостной ориентации была создана быстродействующая компьютерная модель в рамках непрерывного приближения для потенциала системы изогнутых атомных плоскостей кристалла с пошаговым учетом многократного рассеяния на электронах и ядрах кристалла.

4.1. Модель системы атомных плоскостей. Когда частица входит в кристалл под малым углом к изогнутым атомным плоскостям, ее траектория в кристалле, в первом приближении, может быть рассчитана численным решением уравнения движения в эффективном потенциале (18) системы изогнутых атомных плоскостей

$$\ddot{x}(t) = -\frac{c^2}{E} \frac{d}{dx} U_{\text{эф}}(x, R). \quad (67)$$

При расчете прохождения частиц через кристалл изменением продольной скорости частиц можно пренебречь в силу его относительной малости, тогда каждому шагу интегрирования по времени уравнений движения соответствует продвижение частицы в кристалле на $\Delta z = v\Delta t$. В непрерывном приближении поперечная энергия частицы в кристалле $E_x = m\gamma\dot{x}^2/2 + U(x)$ является интегралом движения, поэтому шаг интегрирования Δt выбирался из условия сохранения E_x . Непрерывный потенциал системы атомных плоскостей рассчитывался в приближении Мольера для атомного потенциала (5) и усреднялся по тепловым колебаниям атомов.

После прохождения частицей в кристалле некоторого расстояния $\Delta z_s = v\Delta t_s$, где $\Delta t_s \geq \Delta t$, рассчитывалось изменение поперечной скорости частицы за счет многократного рассеяния на электронах и ядрах кристалла. Величина шага Δz_s ограничивалась снизу требованием правомерности использования теории многократного рассеяния. Обычное ограничение на Δz_s сверху, чтобы потери энергии частиц были пренебрежимо малыми, для тяжелых частиц высоких энергий в экспериментах по каналированию всегда выполняется. Однако в кристалле, когда движение частицы управляется непрерывным потенциалом, изменение поперечной скорости, приобретаемое частицей за счет многократного рассеяния в слое Δz_s , будет вызывать разное по величине изменение поперечной энергии в зависимости от локализации точки рассеяния в поперечнике канала. Поэтому величина шага Δz_s должна ограничиваться сверху требованием $\Delta z_s \ll \lambda$.

Средний квадрат угла отклонения частиц на единице длины пути при многократном рассеянии частиц на ядрах рассчитывался в приближении Оцуки — Китагавы [52]:

$$\frac{\overline{\Delta\vartheta^2}}{\Delta z_n}(x) = \frac{\overline{\Delta\vartheta^2}}{\Delta z_R} P_n(x), \quad (68)$$

$$\frac{\overline{\Delta\vartheta^2}}{\Delta z_R} = \frac{1}{L_r} \left(\frac{E_s}{pv} \right)^2, \quad P_n(x) = \frac{d_p}{(2\pi u_1^2)^{1/2}} \exp(-x^2/2u_1^2),$$

где $\overline{\Delta\vartheta^2}/\Delta z_R$ — соответствующая величина для аморфной среды, $P_n(x)$ — поперечное распределение атомов плоскости за счет теплового движения, $E_s = 21$ МэВ, L_r — радиационная длина. Учет нелокальности взаимодействия приводит к более медленному спаду многократного рассеяния на ядрах при больших расстояниях от плоскостей [53]. Однако этим можно пренебречь, так как в центральной области канала основную роль играет рассеяние на электронах.

В столкновениях с атомными электронами передача заметного поперечного импульса релятивистской тяжелой частице происходит в близких соударениях. Для среднего квадрата угла отклонения на единице длины пути, используя пропорциональность потерям энергии, имеем [1]:

$$\frac{\overline{\Delta\vartheta^2}}{\Delta z_e}(x) = \frac{m_e}{2m\gamma E^*} \left(-\frac{dE}{dz} \right) \frac{\rho(x)}{NZ_2}, \quad (69)$$

$$-\frac{dE}{dz} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{m_e v^2} NZ_2 \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 c^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 \right],$$

где $-(dE/dz)$ — удельные ионизационные потери энергии, I — средний ионизационный потенциал, для кремния нами использовалось значение $I = 165$ эВ, $\rho(x)$ — плотность электронов в плоскостном канале кристалла, которая определялась через плоскостной потенциал в приближении Мольера из уравнения Пуассона и рассчитывалась с учетом вклада двух соседних плоскостей.

Траектории частиц с большими поперечными энергиями, $E_x > E_{xr}$, рассчитывались как в аморфном веществе, для протонов в кремнии было принято $E_{xr} = 400$ эВ. При этом шаг прослеживания увеличивался, но ограничивался условием постепенного входа частицы в область, в которой $E_x < E_{xr}$.

На рис.10 показана зависимость среднего квадрата угла отклонения частиц на единице длины пути при многократном рассеянии на ядрах и электронах от их расстояния до стенки канала для протонов с энергией 1 ГэВ. Видно, что на расстоянии более $2u_1$ от стенок канала основной вклад в изменение поперечной энергии частиц дает рассеяние на электронах кристалла.

При расчете угла многократного рассеяния в (69) учитываются все близкие соударения с электронами с передачей энергии вплоть до максимально возможной T_{\max} , хотя верхняя граница области многократного рассеяния, соответствующая передаче энергии $T_c = T(\vartheta_c)$, расположена ниже T_{\max} [54]. Это завышение верхнего предела в ионизационном логарифме компенсируется одновременным завышением его нижнего предела, в качестве которого используется средний ионизационный потенциал I , хотя основной вклад в деканалирование дает рассеяние на электронах внешних оболочек, ионизационный потенциал которых меньше среднего. Результаты компьютерных экспериментов с использованием описанной модели находятся в удовлетворительном согласии с имеющимися экспериментальными результатами. Более корректное рассмотрение требует учета вклада отдельных оболочек атомов кристалла в рассеяние.

Кроме изменения угла за счет многократного рассеяния на каждом шаге разыгрывалось неупругое ядерное взаимодействие частиц в кристалле, в результате которого первичная частица (протон, ядро) исчезает, и процесс моделирования ее прохождения через кристалл заканчивается. Вероятность ядерного взаимодействия в слое Δz_s для частицы определялась как

$$P_{in} = 1 - \exp(-\Delta z_s/L_{in}) \simeq \Delta z_s/L_{in}, \quad L_{in} = L_n/\langle P_n \rangle, \quad (70)$$

где L_{in} — длина свободного пробега между неупругими ядерными взаимодействиями, которая рассчитывается с учетом средней плотности ядер на траектории частицы в данном слое $N\langle P_n \rangle$, $L_n = 45,5$ см — длина пробега до взаимодействия в аморфном кремнии.

4.2. Моделирование деканалирования. Экспериментальное исследование деканалирования протонов и пионов с энергией от 60 до 200 ГэВ в изогнутом кристалле кремния были выполнены в Лаборатории им.Ферми [24]. В этом эксперименте производился отбор частиц по ионизационным потерям энергии в передней неизогнутой части кристалла с помощью встроенного поверхностно-барьерного детектора. Равномерный изгиб кристалла, который достигался за счет тонкого слоя ZnO, нанесенного с внешней стороны кристалла, исключал центробежное деканалирование частиц. Частицы деканалировали только за счет многократного рассеяния в кристалле. Равномерность изгиба кристалла позволяла установить простое соответствие между углом отклонения частицы ϑ_x и расстоянием вдоль кристалла S , которое проходила

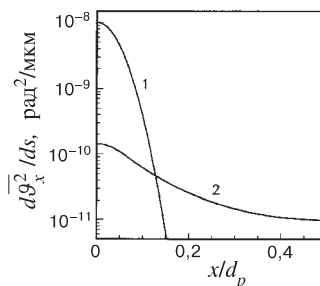


Рис. 10. Зависимость среднего квадрата угла отклонения протонов с энергией 1 ГэВ на единице длины пути за счет многократного рассеяния на ядрах (1) и электронах (2) в кристалле кремния от расстояния частицы до стенки канала (110)

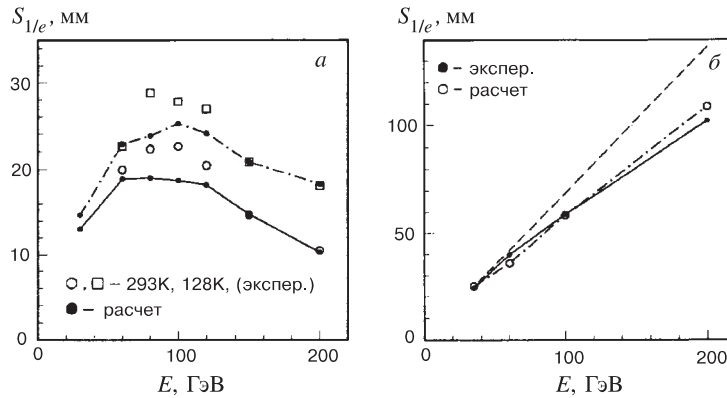


Рис. 11. Зависимость длины деканализации от энергии частиц: а) для кристалла кремния, изогнутого вдоль плоскостей (110), при комнатной температуре и охлажденного до $-145\text{ }^{\circ}\text{C}$, б) для прямого кристалла

частица перед тем, как покинуть изогнутый плоскостной канал, $S = \vartheta_x R$. Таким образом, в эксперименте была детально исследована зависимость канализованной фракции от глубины проникновения пучка в кристалл. Она хорошо фитировалась экспоненциальной функцией.

Зависимость длины деканализации от энергии частиц, полученная в эксперименте для кристалла кремния, изогнутого вдоль плоскостей (110), при комнатной температуре и охлажденного до $-145\text{ }^{\circ}\text{C}$, показана на рис.11,а. Экспериментальные результаты подтвердили отсутствие пропорциональности длины деканализации с энергией частиц в изогнутом кристалле, что впервые было показано в работе [28]. Кроме того, в эксперименте было обнаружено значительное усиление температурной зависимости длины деканализации с ростом энергии частиц.

На рис.11,а показаны также результаты компьютерного эксперимента, проведенного в рамках модели атомных плоскостей. Угловое распределение частиц на входе в кристалл полагалось равномерным, также проводился отбор частиц по ионизационным потерям энергии. Результаты моделирования хорошо воспроизводят величины длин деканализации, их изменение с энергией частиц и отражают усиление температурной зависимости с переходом к более высоким энергиям частиц. Последнее объясняется тем, что увеличивается эффективный изгиб кристалла $\rho = R_c(E)/R$, вследствие чего большая близость траекторий канализованных частиц к стенке канала определяет больший вклад в деканализацию рассеяния на ядрах.

На рис.11,б показаны экспериментальная [36] и рассчитанная зависимости длины деканализации от E в прямом кристалле. Согласие с экспери-

ментом хорошее. Отличие наблюдаемой зависимости от линейной (пунктир) за счет наличия логарифмического множителя в электронном коэффициенте трения составляет десятки процентов в рассмотренном диапазоне энергий.

5. КВАЗИКАНАЛИРОВАНИЕ В ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ

Поведение в кристалле квазиканализированных или надбарьерных частиц, обладающих поперечными энергиями выше критической для каналирования E_{xc} , но движущихся через кристалл под малыми углами к атомным плоскостям, $\vartheta_x \ll 1$, также в значительной степени определяется непрерывным потенциалом и имеет особенности в изогнутом кристалле.

Для квазиканализированных частиц в экспериментальных исследованиях был обнаружен захват изогнутыми плоскостными каналами в объеме кристалла — объемный захват [55,56], а в компьютерном эксперименте отклонение изогнутым кристаллом в сторону, противоположную изгибу, — объемное отражение [31]. Процесс объемного отражения и захвата частиц схематически показан на рис.12.

В [46,57] предложено кинетическое уравнение для квазиканализированных частиц в изогнутом кристалле, которое вместе с уравнением для каналированной фракции позволяет рассматривать процессы обмена между фракциями. В [25,31,33,51] процессы, происходящие с квазиканализированной фракцией пучка, исследовались в численном эксперименте по модели системы атомных плоскостей.

5.1. Объемное отражение. Расчет прохождения квазиканализированных частиц через изогнутый кристалл в приближении непрерывного потенциала плоскостей согласно (32) показал [31], что при радиусе изгиба кристалла $R \gg R_c$ частицы отклоняются в сторону, противоположную изгибу, на угол около $2\vartheta_c$, и разброс углов отклонения мал. Наблюдаемое отклонение можно рассматривать как отражение частиц изогнутыми атомными плоскостями, происходящее в объеме кристалла, — объемное отражение. Оно имеет место и для отрицательно заряженных частиц, но угол отражения для них меньше.

Отклонение частиц изогнутым кристаллом в приближении непрерывного потенциала представляет идеализированный случай. Отличие реального трехмерного потенциала кристалла от непрерывного и рассеяние частиц на электронах приводят к разбросу поперечного импульса отраженных частиц. Соотношение угла отражения частиц в непрерывном потенциале и углового разброса, вносимого многократным рассеянием, определяет возможность экспериментального наблюдения объемного отражения и изменяется с энергией частиц.

Размер области кристалла S_{vt} , в которой происходит объемное отражение частиц, определяется величиной критического угла каналирования и

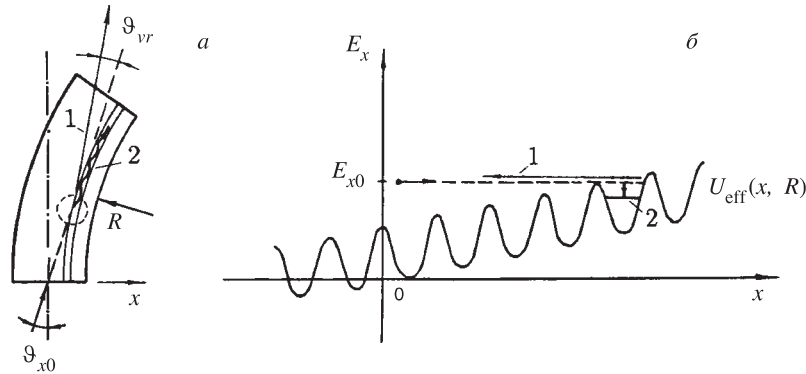


Рис. 12. *а*) Схематическое изображение для частицы, входящей в изогнутый кристалл под углом $\vartheta_{x0} > \vartheta_c$, процесса объемного отражения (1) и захвата (2) в режим плоскостного каналирования в области касания к плоскостям (показана пунктиром), *б*) то же в пространстве (x, E_x) вблизи точки поворота в эффективном потенциале $U_{\text{eff}}(x, R)$

радиусом изгиба кристалла, $S_{vr} \sim R\vartheta_c$. Так как рассеяние частиц в усредненном поле плоскостей изогнутого кристалла происходит одинаково при одном и том же относительном изгибе кристалла $r = R/R_c$, если угол отклонения выражается через критический угол каналирования [31], то при фиксированном r размер области объемного отражения увеличивается с энергией частиц, $S_{vr} \sim rR_c\vartheta_c \sim E^{1/2}$.

Уширение пучка при объемном отражении его в изогнутом кристалле на длине S_{vr} за счет многократного рассеяния можно оценить, предполагая для надбарьерных частиц рассеяние таким же, как в аморфной мишени:

$$\overline{\Delta\vartheta^2}_{vr} = S_{vr} \frac{\overline{\Delta\vartheta^2}}{\Delta z R} \sim E^{-3/2}, \quad \frac{\langle \overline{\Delta\vartheta^2}_{vr} \rangle^{1/2}}{\vartheta_c} \sim E^{-1/4}.$$

Относительный угловой разброс отраженных в объеме кристалла частиц уменьшается с ростом их энергии пропорционально $E^{-1/4}$ и при некоторой энергии частиц становится меньше угла отражения.

Таким образом, при высоких энергиях частиц объемное отражение в изогнутом кристалле не затушевывается многократным рассеянием и отчетливо проявляется в угловых распределениях для параллельного пучка. На рис.13 представлены рассчитанные в [25] угловые распределения протонов с энергией 900 ГэВ на разных глубинах в кристалле кремния, изогнутом вдоль плоскостей (110) с радиусом $R \simeq 100R_c$, что составляет 150 м, для угла наклона падающего пучка $\vartheta_0 \simeq 2\vartheta_c$.

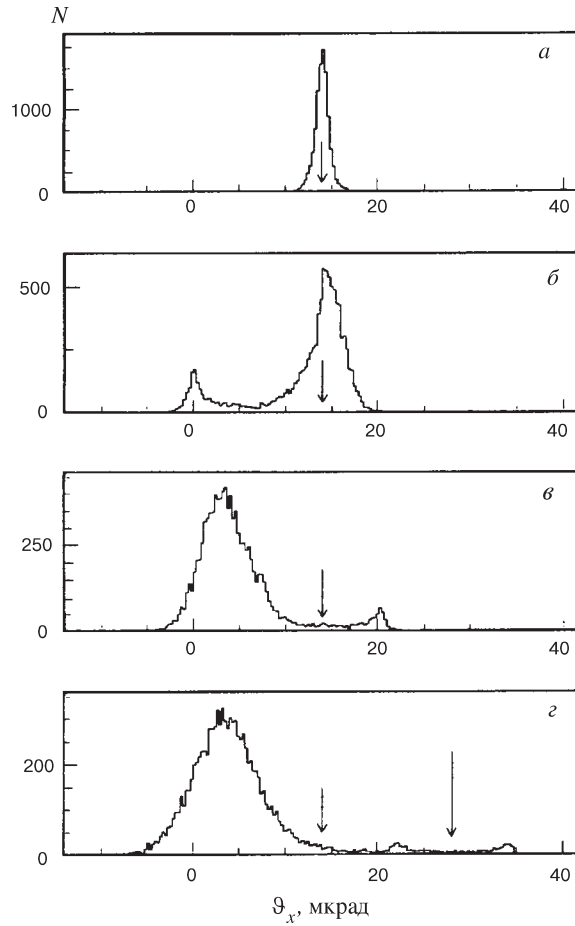


Рис. 13. Иллюстрация процесса объемного отражения частиц изогнутым кристаллом. Угловые распределения протонов с энергией 900 ГэВ на разных глубинах в кристалле кремния, изогнутом вдоль плоскостей (110). Маленькая стрелка — начальное направление пучка, длинная стрелка (z) — угол изгиба на данной глубине

На рис.13,*а* частицы еще не достигли области отражения. Центр углового распределения совпадает с начальным направлением (маленькая стрелка), а его ширина определяется многократным рассеянием частиц в кристалле. На рис.13,*б* часть пучка уже испытала объемное отражение, в угловом распределении появился максимум на расстоянии примерно $2\vartheta_c$ в стороне, противоположной изгибу. На рис.13,*в* распределение отвечает глубине, соответствующей геометрической точке касания изогнутых плоскостей падающими

частицами, $S = 2\vartheta_c R$. Это середина области отражения, на этой глубине большая часть пучка уже формирует хорошо выраженный максимум отраженных частиц, ширина которого меньше смещения относительно начального направления. На рис.13,2 представлены угловые распределения на выходе из области отражения длиной $S = 4\vartheta_c R$. Длинной стрелкой здесь показан угол изгиба $\alpha = 4\vartheta_c$. Хорошо различимые симметричные максимумы около угла изгиба на расстоянии, примерно равном ϑ_c , образованы частицами, которые были захвачены в режим каналирования в объеме кристалла (см. ниже) и отклонились кристаллом, следуя изогнутыми каналами.

Объемное отражение можно отчетливо обнаружить для частиц высокой энергии в эксперименте на коротком кристалле с длиной $\sim R\vartheta_c$, сформировав узкий пучок с угловыми размерами $\sim \vartheta_c$, что можно сделать с помощью дополнительного кристалла-формирователя. Объемное отражение частиц в изогнутом кристалле сказывается при работе его в качестве дефлектора для вывода пучков частиц высоких энергий из ускорителей. Так, в [58] с помощью моделирования показано, что объемное отражение приводит к асимметрии ориентационной зависимости эффективности вывода пучка из циклических ускорителей с помощью кристалла.

5.2. Объемный захват частиц. Когда пучок частиц пересекает изогнутый кристалл, то в области касания к изогнутым плоскостям большая часть пучка отражается. Однако имеются частицы, которые захватываются изогнутыми плоскостными каналами и могут отклониться кристаллом на угол изгиба.

Объемный захват в изогнутом кристалле был обнаружен в эксперименте [55] на пучке протонов с энергией 1 ГэВ. В кристалле кремния, изогнутом вдоль плоскостей (111), было создано три поверхностно-барьерных детектора, что позволяло по величине ионизационных потерь энергии выделять каналированные частицы на различных этапах прохождения пучка через кристалл. Полученные в эксперименте спектры ионизационных потерь показали, что происходит пополнение частиц с малыми потерями энергии, что убедительно свидетельствует о захвате частиц в режим каналирования из квазиканалированной фракции в объеме кристалла.

Предпринимались попытки разыскать специфические механизмы диссипации поперечной энергии частиц в изогнутом кристалле [59]. Однако механизмом объемного захвата частиц в равномерно изогнутом кристалле так же, как и в прямом [60], является многократное рассеяние, которое может вызывать переходы частиц не только из каналированной фракции в неканалированную, но и обратно. В работе [51] была показана достаточность этого механизма захвата для объяснения результатов эксперимента [55].

Необходимым условием объемного захвата частиц в режим каналирования является высокая плотность частиц с поперечными энергиями, близкими критической E_{xc} . В прямом кристалле эта плотность очень мала при углах ориентации падающего пучка, значительно больших критического, так как

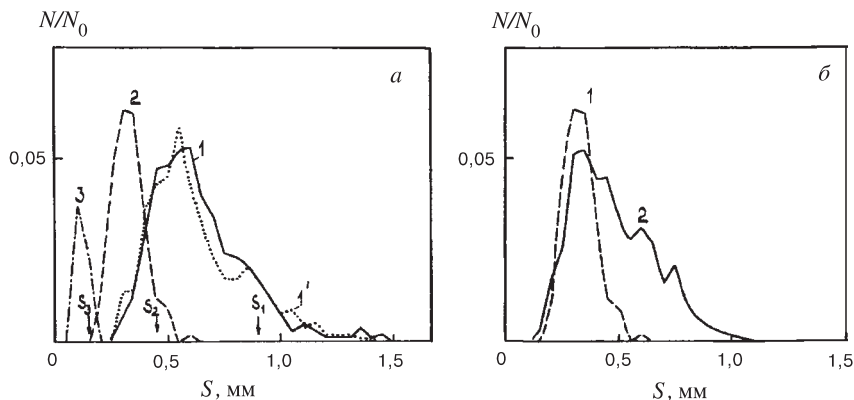


Рис. 14. Доля частиц, захватываемых впервые изогнутыми каналами (110) кремния в слое толщиной 50 мкм, от глубины проникновения пучка: *a*) для протонов с энергией 200 ГэВ при разном радиусе изгиба кристалла R , м: 30 (1), 15 (2), 5 (3); кривая 1' для $T = -145$ °С; *б*) для протонов с энергией 200 ГэВ (1) и 100 ГэВ (2) при $R = 15$ м

определяется только процессом диффузии частиц из начального состояния в результате многократного рассеяния, поэтому события объемного захвата являются редкими.

Изгиб кристалла значительно увеличивает апертуру углов ориентации, при которых возможен объемный захват частиц в кристалле. Она определяется углом изгиба, а не критическим углом каналирования. Направление импульса частиц на входе в кристалл определяет наличие области захвата, где оно становится близким к направлению касательных к плоскостям. Частица, двигаясь в изогнутом кристалле, приближается либо удаляется от области захвата. Это можно рассматривать как появление дополнительного механизма дрейфа частиц к области захвата в изогнутом кристалле.

Благодаря изгибу кристалла область захвата локализована, и относительно мала доля частиц, деканализованных и захваченных вновь [33]. В этом проявляется отличие от прямого кристалла, в котором повторный захват частиц в режим каналирования значителен, так как частицы долго находятся в околорезонансной области поперечных энергий и покидают ее только за счет многократного рассеяния.

В компьютерном эксперименте по модели системы атомных плоскостей [33] было показано, что объемный захват уменьшается с уменьшением радиуса изгиба кристалла и ростом энергии частиц и слабо зависит от температуры кристалла. На рис.14 показана глубинная зависимость объемного захвата протонов изогнутыми каналами (110) кремния для разных радиусов изгиба и температуры кристалла (*a*) и для разных энергий частиц (*б*). Мак-

симум захвата смещается к входному торцу кристалла с уменьшением радиуса изгиба R и при этом располагается к нему ближе, чем точка касания $S_i = \vartheta_o R_i$ из-за интенсивного многократного рассеяния. Это различие увеличивается с ростом радиуса изгиба кристалла. Полное число захватываемых частиц, определяемое площадью под кривыми, уменьшается с уменьшением R . Изменение температуры кристалла оказывает очень слабое воздействие на объемный захват, что объясняется малым изменением характерных углов ϑ_c и ϑ_{ms} , см. кривые I и I' на рис.14,а. Уменьшение энергии частиц при сохранении радиуса изгиба кристалла, увеличивая многократное рассеяние $\vartheta_{ms} \sim 1/E$ и протяженность области захвата $S_{vc} \sim R\vartheta_c \sim E^{-1/2}$, где направление импульса частиц близко касательным к изогнутым плоскостям, приводит к увеличению объемного захвата (рис.14,б).

Впоследствии экспериментальные исследования объемного захвата в изогнутых кристаллах были выполнены в ИФВЭ на пучке протонов с энергией 70 ГэВ [61,62]. Было установлено, что вероятность объемного захвата растет пропорционально радиусу изгиба кристалла.

Вероятность объемного захвата частиц зависит от глубины захвата $\Delta E_{vc} = U_m - E_{xc}(r_c)$, где U_m — величина потенциального барьера, разделяющего соседние плоскостные каналы в изогнутом кристалле, то есть от выбора расстояния критического приближения к стенкам канала r_c [63]. В компьютерном эксперименте [25] вероятность захвата определялась как отношение суммарного по всей длине кристалла числа частиц, испытавших захват, к полному числу частиц в падающем пучке. Для энергии протонов 1 ГэВ при использовании $r_c = a$, что соответствует критической поперечной энергии $E_{xc} \simeq 14$ эВ, вероятность захвата составила ~ 11 %, что близко к значению, установленному в эксперименте [55].

В работе [62] было предложено простое выражение для оценки вероятности объемного захвата частиц в изогнутом кристалле. Авторы исходили из принципа обратимости [1], согласно которому вероятность перехода частицы из неканализованной фракции в канализованную равна вероятности деканализации частицы на длине dz . В предположении экспоненциального характера деканализации его вероятность $P_{dec} = |df_{ch}|/f_{ch} = dz/S_d$, где S_d — длина деканализации. Тогда на длине $R\vartheta_c$, которая характеризует протяженность области захвата, для вероятности объемного захвата имеем

$$P_{vc} \simeq \frac{R\vartheta_c}{S_d} . \quad (71)$$

Такое определение вероятности захвата может быть правомерным при не очень больших радиусах изгиба кристалла и для захвата частиц на глубокие уровни в потенциале канала, когда $R\vartheta_c \ll S_d$. Для изгиба, далекого от критического, когда критический угол и длина деканализации в изогнутом кристалле сохраняют зависимость от энергии, такую же, как и в прямом

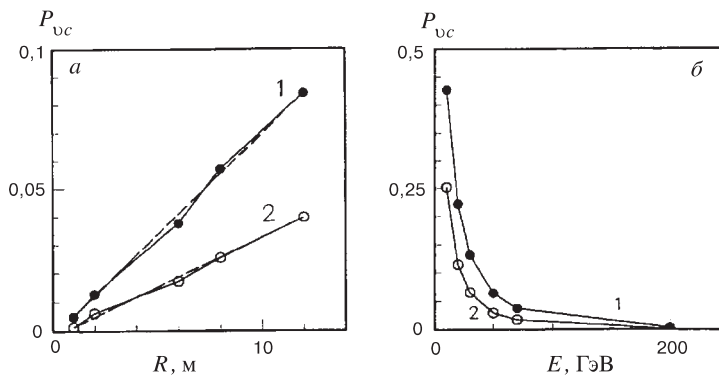


Рис. 15. Зависимость вероятности объемного захвата изогнутыми каналами (110) кремния от радиуса изгиба кристалла (а) для протонов с энергией 70 ГэВ, от энергии протонов (б) для $R = 6$ м. При разном выборе расстояния критического приближения частиц к плоскостям 1 — $r_c = 2u_1$; 2 — a

кристалле, и практически не зависят от R , из (71) следует, что $P_{vc} \sim RE^{-3/2}$ [62].

На рис.15 представлена полученная в численном эксперименте [25] зависимость вероятности объемного захвата от радиуса изгиба кристалла (а) и энергии частиц (б) для двух значений r_c . Действительно, вероятность захвата частиц на глубокие уровни потенциальной ямы канала увеличивается линейно с ростом радиуса изгиба. Фитирование зависимости захвата от энергии частиц показывает, что $P_{vc} \sim E^{-3/2}$ при фиксированном радиусе изгиба кристалла, также подтверждающая правомерность (71) для оценки объемного захвата.

5.3. Градиентный объемный захват. В изогнутом кристалле наряду с появлением нового центробежного механизма деканализирования частиц на участке с нарастающей кривизной возникает возможность при уменьшающейся кривизне обратного процесса — "центробежного" или "градиентного" [9] объемного захвата частиц в режим каналирования. Градиентный захват частиц обусловлен увеличением глубины эффективной потенциальной ямы плоскостных каналов вдоль кристалла.

Градиентный объемный захват частиц был обнаружен в компьютерном эксперименте [64], обратном тому, в котором было впервые исследовано центробежное деканализирование [38]. Расчеты, выполненные в приближении непрерывного потенциала, показали, что определенная доля частиц захватывается в режим каналирования при переходе из равномерно изогнутой в неизогнутую часть кристалла.

Вероятность градиентного объемного захвата частиц в изогнутом кристалле с медленно уменьшающейся кривизной плоскостных каналов была

определена в [65]. Изменение поперечной энергии частицы E_x в результате уменьшения кривизны Δk на длине Δz определяется средней поперечной координатой частицы $\langle x \rangle$ на этом интервале $\Delta E_x = \Delta k \langle x \rangle$. Соответствующее изменение критической поперечной энергии $E_{xc} = U_{\text{eff}}(-x_c)$ составляет $\Delta E_{xc} = -\Delta k x_c$. Таким образом, изменение E_x частицы относительно изменившегося значения потенциального барьера на длине λ в приближении $k' = \text{const}$ равно

$$\delta E_x = \Delta E_x - \Delta E_{xc} = k'(\langle x \rangle + x_c)\lambda. \quad (72)$$

Средняя координата частицы за период колебаний определяется положением смещенной орбиты каналированных частиц $\langle x \rangle = x_0$ и на участке с уменьшающейся кривизной $\delta E_x < 0$. Это означает возможность для квазиканалированных частиц с E_x в интервале $(E_{xc}, E_{xc} + \delta E_x)$ быть захваченными в режим каналирования.

Полный разброс поперечных энергий квазиканалированных частиц около точки поворота в эффективном плоскостном потенциале изогнутого кристалла определяется величиной его приращения на ширине канала $\Delta U = d_p(pv/R)$. Полагая распределение частиц на интервале ΔU равномерным, для вероятности градиентного захвата имеем [65]:

$$P_{bc} = -\frac{\delta E_x}{\Delta U} = \frac{R'\lambda x_c}{R d_p} \left(1 + \frac{\langle x \rangle}{x_c}\right), \quad (73)$$

где $R' = dR/dz$. В приближении параболического потенциала

$$P_{bc} = \frac{R'\lambda x_c}{R d_p} \left(1 - \frac{R_c}{R}\right). \quad (73a)$$

Когда изгиб кристалла значительно меньше критического $R \gg R_c$,

$$P_{bc} \simeq \frac{R'\lambda}{2R} \sim \lambda/L_b, \quad (73b)$$

где L_b — длина участка с равномерно уменьшающейся кривизной. Вероятность центробежного захвата частиц растет с энергией как $E^{1/2}$, тогда как захват за счет многократного рассеяния уменьшается.

Полная вероятность захвата частиц в режим каналирования за счет градиентного механизма в кристалле с равномерно увеличивающимся в интервале (R_c, R) радиусом для широкого пучка совпадает с величиной вероятности торцевого захвата в канал с радиусом R [65], то есть создание на входе в кристалл области с уменьшающейся кривизной не приведет к увеличению эффективности кристаллического дефлектора.

6. ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ

Известно, что ионизационные потери энергии быстрых заряженных частиц при каналировании в кристалле отличаются от потерь в разориентированном случае, когда направление их импульса отстоит далеко от плотноупакованных направлений и плоскостей. Потери в близких столкновениях пропорциональны локальной плотности электронов $\rho(x)$, которая для каналированных частиц отличается от средней по кристаллу NZ_2 и определяется траекторией частицы. Так как близкие и далекие соударения частицы с электронами вещества дают примерно одинаковый вклад в потери при высоких энергиях, то, полагая вклад далеких столкновений независимым от траектории частицы, для тормозной способности μ , согласно Линдхарду [1], имеем

$$\mu(x) = \mu_a [(1 - \alpha) + \alpha\rho(x)/(NZ_2)], \quad (74)$$

где $\alpha \simeq 1/2$ — константа разделения. В разориентированном кристалле плотность электронов, усредненная вдоль траектории частицы, равна средней NZ_2 , и тормозная способность такая же, как в аморфном веществе μ_a . Положительно заряженные частицы при каналировании движутся в кристалле через области с пониженной электронной плотностью, и их тормозная способность обычно меньше μ_a . Согласно (74) минимальные потери для хорошо каналированных частиц, движущихся в центре канала, могут быть почти вдвое меньше потерь в разориентированном случае, $\mu(0) \simeq 0,5\mu_a$.

Измерения ионизационных потерь частиц с помощью встроенных поверхностно-барьерных детекторов позволяют исследовать их состояния при прохождении через кристалл [55, 66]. Такой детектор на входе кристалла используется для его ориентирования относительно пучка. При ориентации пучка вдоль плоскости или оси кристалла в спектре потерь, регистрируемом встроенным детектором, наблюдается дополнительный максимум с потерями, меньшими μ_a , за счет каналированных частиц. В [67] по спектрам потерь, регистрируемым встроенным детектором, добивались увеличения каналированной фракции в пучке, падающем на кристалл, изменяя размеры пучка в поперечной плоскости с помощью магнитных элементов канала и тем самым уменьшая его расходимость. Такой метод позволяет получать пучки с расходимостью много меньшей, чем обычные методы. Сформированный таким способом пучок протонов с энергией 450 ГэВ имел расходимость меньше 3 мкрад, что позволило получить рекордную эффективность отклонения изогнутым кристаллом, которая достигала 50 % для небольших углов отклонения.

Использование изогнутых кристаллов, которые выделяют отклоненную фракцию пучка, дает дополнительную возможность исследовать ионизационные потери энергии хорошо каналированных частиц, обладающих малыми поперечными энергиями на входе в кристалл, и полностью избежать вклада в

спектры потерь от неканализованных частиц, что было показано в эксперименте [67]. Используемый ранее отбор частиц по углам входа и выхода из кристалла не позволял добиться этого [66].

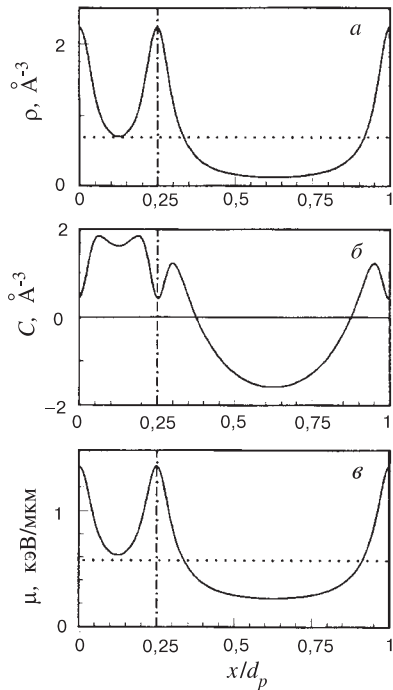


Рис. 16. Изменение средней электронной плотности (а), поправки C (б) и тормозной способности (в) в поперечнике канала (111) кремния. Штриховые линии — для разориентированного случая, штрихпунктирная разграничивает узкий и широкий каналы (111)

Для теоретического рассмотрения ионизационных потерь частиц в изогнутом кристалле с учетом эволюции их распределения по поперечным энергиям за счет многократного рассеяния в [68] предложено кинетическое уравнение отдельно для канализованной и квазиканализованной фракций пучка. В [69] спектры ионизационных потерь протонов при прохождении через кристалл кремния, изогнутый вдоль плоскостей (111), исследовались путем моделирования. Предложенный метод моделирования с использованием вычисляемых вдоль траекторий частиц тормозной способности и электронной плотности, не требуя высокой статистики, обеспечивает хорошее согласие с экспериментом в величине наиболее вероятных потерь энергии и их разбросе как для всего пучка, так и для отклоненной фракции.

Расчет траекторий частиц в кристалле в [69] проводился по модели системы атомных плоскостей. Для расчета средних потерь энергии частицы в каждом слое

$$\bar{\Delta}_{tr} = \frac{dE}{ds}(\rho_{tr}, C_{tr}) S_L \quad (75)$$

использовалась тормозная способность [70], зависящая от траектории частицы в кристалле:

$$\mu(x) \equiv -\frac{dE}{ds}(x) = \frac{2\pi Z_1^2 e^4}{mv^2} \{ [NZ_2 + \rho(x)] \times \\ \times \left[\ln \frac{2mv^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right] + C(x) - NZ_2 \delta \}, \quad (76)$$

$$C(x) = \sum_{K_x \neq 0} \rho(K_x) e^{iK_x x} \ln (2mI/\hbar^2 K_x^2), \quad (77)$$

где $C(x)$ — поправка, учитывающая неоднородность распределения электронов в канале, $\rho(K_x)$ — коэффициент Фурье разложения электронной плотности $\rho(x)$, усредненной вдоль плоскостей кристалла, K_x — вектор обратной решетки кристалла, δ — поправка на эффект плотности, ρ_{tr} , C_{tr} — значения электронной плотности и поправки C , усредненные вдоль траектории частицы в слое.

На рис.16 показано изменение средней электронной плотности (a), поправки C (b) и тормозной способности (ϵ) в поперечнике канала (111) кремния, рассчитанные при комнатной температуре в приближении Мольера. Поведение как электронной плотности, так и поправки обуславливает уменьшение тормозной способности для частиц, движущихся в широком канале, и, наоборот, ее увеличение при движении частиц в узком канале по сравнению с разориентированным случаем.

Рассчитанные вдоль траектории j -й частицы в слое кристалла средние потери энергии $\bar{\Delta}_{tr}^j$ и средняя электронная плотность ρ_{tr}^j определяют для нее распределение потерь энергии, которое, согласно Ландау, имеет вид

$$f^j(\Delta_i) = \frac{1}{\xi^j} \varphi(\lambda_i^j), \quad \int_0^\infty f(\Delta) d\Delta = 1, \quad (78)$$

$$\lambda_i^j = \frac{\Delta_i - \bar{\Delta}_{tr}^j}{\xi^j} - \beta^2 - 0,423 - \ln(\xi^j/T_{\max}),$$

$$\xi^j = \frac{2\pi e^4}{mv^2} \rho_{tr}^j S_L,$$

где $\varphi(\lambda)$ — универсальная функция Ландау, λ — ее параметр. Толщина слоя кристалла при моделировании составляла $S_L = 2,5$ мм, что обеспечивало выполнение условия применимости распределения Ландау $T_k \ll \xi \ll T_{\max}$, где T_k — энергия связи электрона, T_{\max} — максимальная энергия, передаваемая электрону. Полное распределение ионизационных потерь энергии в слое получали путем суммирования вкладов от всех частиц пучка.

В эксперименте [67] кристалл кремния длиной 50 мм изгибался вдоль плоскостей (111) с помощью изгибающего устройства из трех опор, что дает неравномерный изгиб с максимальной кривизной около центральной опоры. При моделировании размеры кристалла и его форма задавались такими же, как в эксперименте.

На рис.17, a показан полученный путем моделирования спектр ионизационных потерь энергии протонов в первом слое кристалла, ориентированном вдоль плоскостей (111). В спектре имеются два максимума при $\Delta_{mp}^1 \simeq 0,6\Delta_{mp}^R$ и $\Delta_{mp}^2 \simeq 1,18\Delta_{mp}^R$, где Δ_{mp}^R — наиболее вероятные потери в разориентированном случае. Первый пик формируется частицами, каналированными в широких каналах с достаточно низкими поперечными энергиями.

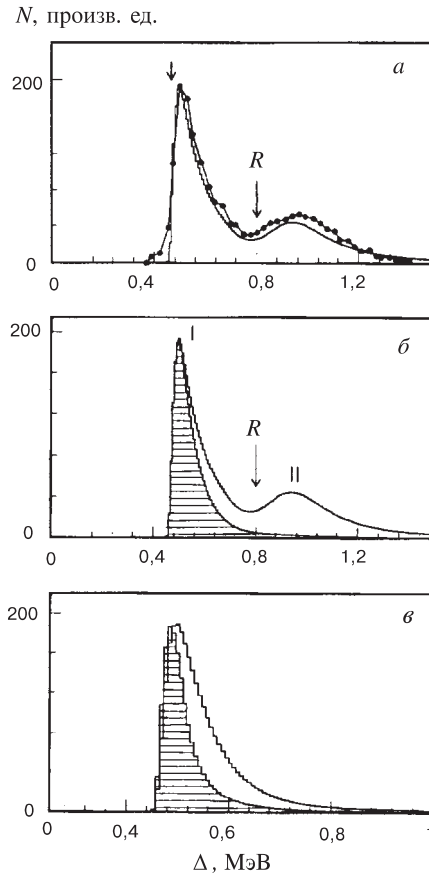


Рис. 17. *а)* Рассчитанный спектр ионизационных потерь энергии протонов с энергией 450 ГэВ на входе в кристалл Si, ориентированный плоскостями (111) параллельно оси пучка. Стрелка *R* — наиболее вероятные потери в разориентированном случае. Точки — эксперимент в ЦЕРН. *б)* То же, что и (*а*): заштрихованная гистограмма — спектр отклоненной фракции пучка для угла изгиба 1,4 мрад. *в)* Спектры отклоненной фракции для разных углов изгиба: 1,4 и 8,9 мрад (заштрихован)

Второй появляется за счет частиц, каналированных в узких каналах, плюс частиц, каналированных в широких каналах, но обладающих большими поперечными энергиями, а также за счет квазиканалированных околобарьерных частиц. Для всех этих фракций пучка средняя электронная плотность выше, чем в разориентированном случае, что обуславливает увеличение не только вероятных потерь, но и разброса, вследствие чего ширина максимума высоких потерь на 54 % превосходит ширину для разориентированного случая.

Рассчитанный спектр сравнивается с экспериментальным [67], наблюдается хорошее согласие в ширине и взаимном положении максимумов.

На рис.17,б кроме спектра всего пучка в первом слое показан отдельно спектр ионизационных потерь энергии для отклоненной фракции пучка. Отклоненная фракция состоит из частиц, обладавших на входе в кристалл поперечными энергиями, достаточно малыми для того, чтобы пройти среднюю точку кристалла, глубина эффективного потенциала в которой значительно меньше, чем в прямом кристалле. Эти частицы движутся в области пониженной электронной плотности, поэтому формируют максимум каналированных частиц со стороны низких потерь энергии.

Увеличение угла изгиба кристалла еще сильнее ограничивает поперечные энергии отклоненных частиц на входе в кристалл. На рис.17,в сравниваются спектры потерь энергии отклоненной фракции частиц для двух различных углов изгиба. Их поведение также хорошо согласуется с экспериментом [67]. Для большего угла изгиба кристалла ширина спектра меньше, так как, двигаясь с меньшими амплитудами в канале, эти частицы встречают меньшую электронную плотность и поэтому испытывают меньший разброс в потерях энергии.

7. ИЗЛУЧЕНИЕ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Синхротронное излучение релятивистских заряженных частиц, совершающих в магнитном поле периодическое движение по круговой траектории, хорошо изучено и используется для научных и прикладных целей [71]. Оно имеет квазинепрерывный спектр и в основном происходит в области частот $0-5\omega_c$, где ω_c — характерная частота излучения:

$$\omega_c = 3\Omega_0\gamma^3/2, \quad \Omega_0 = v/R, \quad (79)$$

Ω_0 — круговая частота обращения частицы.

Излучение релятивистских частиц при движении по дуге окружности — излучение в коротком магните — было рассмотрено в [72]. При длине дуги $L \leq l_c$, где $l_c = R\gamma^{-1}$ — длина когерентности для излучения на частоте ω_c при движении частицы по дуге окружности радиуса R , максимум в спектре находится при $\omega = 0$ — спектр излучения в коротком магните. С ростом длины дуги спектр излучения трансформируется в синхротронный спектр. Полное формирование спектра синхротронного излучения с максимумом при $\omega \simeq \omega_c$ завершается при длине дуги, превышающей более чем на порядок l_c .

При каналировании релятивистских заряженных частиц в кристалле возникает излучение, обладающее высокой спектральной плотностью и направленностью [73]. Свойства излучения зависят от соотношения характерного угла излучения $\theta_{\text{эф}} = \gamma^{-1}$, определяющего ширину углового распределения

излучения в релятивистском случае, и углов отклонения при движении частиц. Максимальный угол отклонения для каналированных частиц определяется критическим углом каналирования ϑ_c . В условиях $\vartheta_c \gamma \ll 1$ излучение каналированных частиц носит дипольный характер и формируется всей траекторией частицы в кристалле. В противном случае, когда $\vartheta_c \gamma \gg 1$, излучение имеет синхротронный характер и формируется на участке траектории, меньшем длины осцилляций частиц в канале λ [74].

Излучение частиц при плоскостном каналировании в прямом кристалле по своим характеристикам сходно с излучением в ондуляторах, однако здесь частота поперечных колебаний частицы определяется плоскостным потенциалом кристалла и зависит от энергии частицы: $\omega_0 = c\vartheta_c/l \sim \gamma^{-1/2}$ [73]. Излучение каналированных частиц в заданном направлении θ происходит на частотах (гармоники излучения)

$$\omega_k(\theta) = \frac{k\omega_0}{1 - \beta \cos \theta} \simeq \frac{k\omega_u}{1 + \gamma^2\theta^2 + 0.5\gamma^2\beta_m^2}, \quad (80)$$

$$\omega_u = 2\gamma^2\omega_0,$$

которые растут с энергией частиц как $\omega_u \sim \gamma^{3/2}$.

При плоскостном каналировании в равномерно изогнутом кристалле частица, совершая осцилляции в поле канала, движется вдоль равновесной орбиты, представляющей собой дугу окружности. Таким образом, в спектрах излучения каналированных частиц при изгибе кристалла возникают изменения за счет появления синхротронного излучения, формируемого при движении частиц по дуге окружности вдоль изогнутых плоскостных каналов. В [75] было определено в общих чертах влияние, оказываемое изгибом кристалла, на излучение каналированных частиц. Изгиб кристалла вносит принципиальные изменения в излучение каналированных частиц только в случае $\vartheta_c \gamma \leq 1$. При этом излучение каналированных частиц в изогнутом кристалле является квазиондуляторным, когда

$$l_c \gg \lambda. \quad (81)$$

При выполнении обратного неравенства излучение носит квазисинхротронный характер.

Особенности спектрального распределения излучения каналированных частиц в изогнутом кристалле за счет интерференции двух механизмов излучения — ондуляторного и синхротронного — были исследованы в [76, 77] методом компьютерного моделирования.

7.1. Интенсивность излучения. Полная интенсивность излучения при плоскостном каналировании частиц в кристалле определяется ускорением, приобретаемым ими в усредненном электрическом поле плоскостного канала:

$$I(x) = \frac{2e^2}{3m^2c^3} \gamma^2 |\nabla U(x)|^2. \quad (82)$$

Для интенсивности излучения каналированных частиц в изогнутом кристалле, усредненной по траекториям и ансамблю частиц, в случае, когда параллельный пучок входит в изогнутые плоскостные каналы по касательной, в параболическом приближении для потенциала канала имеем [76]:

$$I(R) = \frac{2e^2}{3m^2c^3}\gamma^2 \left(\frac{2U_0}{l^2}\right)^2 \left[\frac{l^2}{6} + \frac{x_0^2 - 2x_0l}{6} + x_0^2 \right] = I_{st} + I_a(R) + I_s(R), \quad (83)$$

где I_{st} — интенсивность излучения каналированных частиц в прямом кристалле, I_a, I_s — члены, описывающие изменение в интенсивности излучения при изгибе кристалла за счет уменьшения максимальной амплитуды колебаний частиц в канале и смещения x_0 их равновесной орбиты к внешней стенке в область ненулевой напряженности электрического поля канала. Последний член определяет интенсивность синхротронного излучения частиц при движении вдоль дуги изогнутого канала

$$I_s(R) = \frac{2}{3} \frac{e^2c}{R^2} \beta^4 \gamma^4, \quad (84)$$

которая растет с уменьшением радиуса как R^{-2} . В результате изгиба кристалла уменьшается захват частиц в режим каналирования, поэтому увеличения выхода излучения от каналированной фракции пучка не происходит [76].

7.2. Спектр излучения. Общее выражение для спектрально-углового распределения энергии излучения частицы в волновой зоне [78, 79] может быть представлено в виде

$$\frac{d^2W}{d\hbar\omega d\Omega} = \frac{\alpha}{4\pi^2} |\vec{n} \times \vec{l}_f|^2, \quad (85)$$

$$\vec{l}_f = \vec{F}_k(t) \exp [iF_a(t)] \Big|_{t_1}^{t_2} - i\omega \int_{t_1}^{t_2} \vec{\beta}(t) \exp [iF_a(t)] dt,$$

$$\vec{F}_k(t) = \frac{\vec{\beta}(t)}{1 - \vec{n}\vec{\beta}(t)}, \quad F_a(t) = \omega[t - \vec{n}\vec{r}(t)/c],$$

где $\alpha = e^2/\hbar c$, \vec{n} — единичный вектор в направлении излучения, \vec{r} — радиус-вектор частицы, t_1, t_2 — моменты входа и выхода частицы из кристалла. Предполагается, что вне кристалла частица движется с постоянной скоростью. Уравнение траектории каналированной частицы в изогнутом кристалле в параболическом приближении для потенциала канала имеет вид

$$\mathbf{r}(t) = \{r_p(t) \cos \varphi_p(t), r_p(t) \sin \varphi_p(t), 0\}, \quad (86)$$

$$r_p(t) = R + x_m \sin \omega_0 t, \quad \varphi_p(t) = \frac{S(t)}{R} = \frac{v}{R} \left[\frac{\bar{\beta}}{\beta} t - \frac{1}{8\omega_0} \left(\frac{\beta_m}{\beta} \right)^2 \sin 2\omega_0 t \right],$$

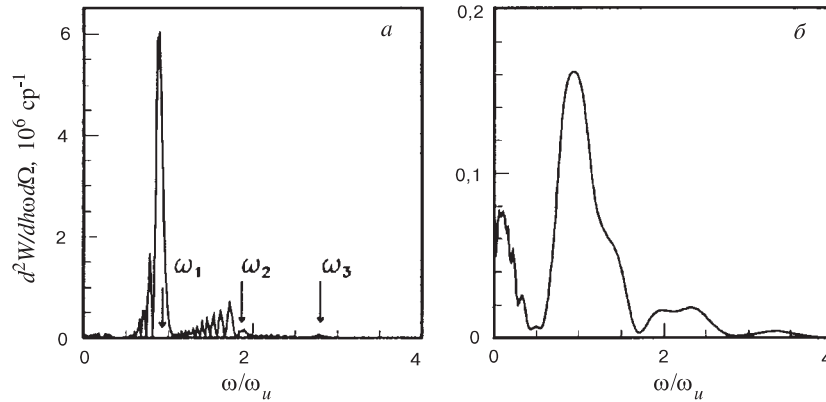


Рис. 18. Спектры излучения позитрона с $\gamma = 10^4$ в плоскости орбиты при каналировании в канале (110) изогнутого кристалла кремния с амплитудой колебаний $x_m = 0,4l$: а) $R = 76,4$ см, $l_c \geq 11\lambda$, $\omega_u/\omega_c = 100$; б) $R = 7,64$ см, $l_c \geq \lambda$, $\omega_u/\omega_c = 10$

где $S(t)$ — путь, проходимый частицей вдоль канала, остальные обозначения те же, что в (14). Интеграл в (85) разбивался на N интервалов длиной много меньше периода колебаний, на которых изменением скорости частицы можно пренебречь, и с использованием для $F_a(s)$ линейной аппроксимации на интервале вычислялся аналитически.

На рис.18 представлены рассчитанные спектры излучения позитрона с $\gamma = 10^4$ при каналировании в канале (110) изогнутого кристалла кремния с амплитудой колебаний $x_m = 0,4l$ в направлении, лежащем в плоскости орбиты. При небольшом изгибе кристалла (рис.18,а), когда $l_c \geq 10\lambda$ и $\omega_u/\omega_c = 100$, наблюдаемые в спектрах максимумы легко идентифицировать с гармониками излучения в прямом кристалле (отмечены стрелками). Однако появляются субгармоники на меньших частотах. При сильном изгибе кристалла (рис.18,б), когда $l_c \geq \lambda$ и $\omega_u/\omega_c = 10$, в спектре кроме основного максимума на первой гармонике излучения в прямом кристалле проявляется дополнительный максимум при низких частотах, обусловленный синхротронным излучением частицы, движущейся вдоль дуги изогнутого канала.

Радиальные колебания, совершаемые каналированной частицей в изогнутом кристалле на длине формирования спектра синхротронного излучения l_c , приводят к появлению осцилляций в спектрах. Причем период осцилляций в спектре синхротронного излучения каналированной частицы уменьшается с уменьшением радиуса изгиба кристалла, что связано с уменьшением числа колебаний частицы в канале, укладывающихся на длине формирования излучения.

Радиальные колебания каналированной частицы приводят также к появлению зависимости спектров синхротронного излучения от азимута наблюдения в пределах углового интервала $\Delta\varphi_\lambda = \lambda/R = \gamma^{-1}\lambda/l_c$, что обусловлено изменением фазы колебаний частицы в точке касания орбиты с направлением наблюдения. На рис.19 показаны спектры для двух направлений в плоскости орбиты, фазы колебаний частицы в которых разделены на $\Delta\phi = \pi$, когда реализуется максимальное положительное и отрицательное смещение частицы от орбиты. Осцилляции в спектрах излучения для них взаимнообратны. Это приводит к их погашению в значительной степени при усреднении по азимуту, когда либо детектор имеет азимутальные размеры больше $\Delta\varphi_\lambda$,

либо частицы в канале перемешаны по фазам колебаний. Такое перемешивание действительно происходит из-за ангармоничности потенциала плоскостного канала и многократного рассеяния. При возможности получения узкого пучка с расходимостью много меньшей критического угла каналирования и при использовании детектора с окном меньше $\Delta\varphi_\lambda$ можно было бы по спектрам квазисинхротронного излучения каналированных позитронов судить о процессе фазового перемешивания в ансамбле каналированных частиц.

На рис.20 показаны интегральные по углу спектры излучения позитрона с $\gamma = 10^4$ при каналировании с амплитудой $x_m = 0,4l$ в изогнутом кристалле. При небольшом изгибе кристалла спектр близок к спектру в прямом кристалле с максимумами, определяемыми излучением на первой и второй гармониках. Изгиб приводит лишь к осцилляциям в спектре. В случае сильного изгиба кристалла (рис.20,б) возникающее синхротронное излучение формирует максимум, примерно равный максимуму излучения на первой гармонике.

В дальнейшем излучение в изогнутом кристалле рассматривалось в рамках квазиклассического операторного формализма [80]. Также были обнаружены осцилляции в спектрах излучения, обусловленные взаимодействием двух механизмов излучения. При $R \rightarrow \infty$ полученные в [80] формулы переходят в известные выражения для излучения в прямом кристалле.

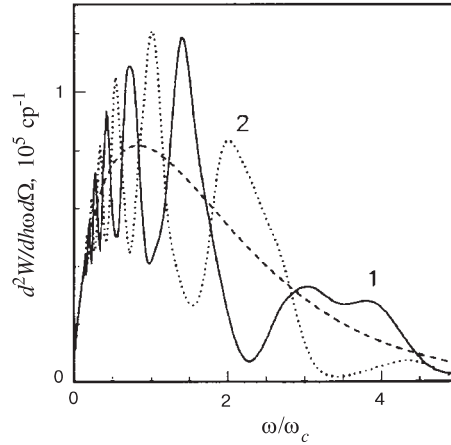


Рис. 19. Синхротронная часть спектра излучения позитрона с $\gamma = 10^4$ при каналировании с $x_m = 0,4l$ в канале (110) изогнутого кристалла кремния для двух азимутальных направлений в плоскости орбиты, $R = 7,64$ см. Пунктир — спектр обычного синхротронного излучения

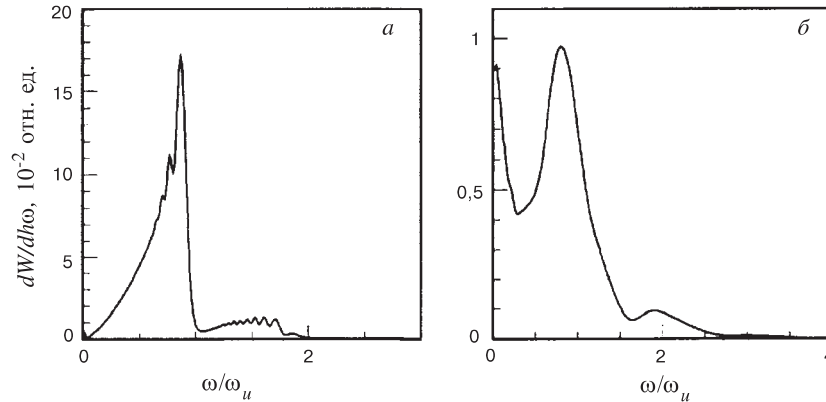


Рис. 20. Интегральный спектр излучения позитрона с $\gamma = 10^4$ при каналировании в канале (110) изогнутого кристалла кремния с $x_m = 0,4l$: а) $R = 76,4$ см, $l_c \geq 11\lambda$; б) $R = 7,64$ см, $l_c \geq \lambda$

Частота синхротронного излучения и его интенсивность сильно зависят от релятивистского фактора частиц, что может быть использовано для их идентификации. Возможность идентификации частиц путем регистрации синхротронного излучения, возникающего при каналировании частиц в изогнутом кристалле, обсуждалась в [16].

8. ПРЕЦЕССИЯ СПИНА КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

В электрическом поле $\vec{\mathcal{E}}$ вектор спина частицы прецессирует вокруг псевдовектора $\vec{v} = [\vec{\mathcal{E}}\vec{v}]$, нормального плоскости движения [81]. При плоскостном каналировании в кристалле частица движется в сильном поперечном электрическом поле, которое, однако, сильно неоднородно и изменяет направление по разные стороны канала (плоскости). Для положительно заряженной частицы траектория осциллирует между плоскостями, и направление вращения ее импульса и магнитного момента периодически изменяется. При усреднении по ансамблю каналированных частиц отклонений импульса и спина частиц не происходит. Это следует и из того факта, что средняя вдоль траектории частиц напряженность поля в этом случае равна нулю.

Средняя напряженность электрического поля, действующего на каналированную частицу в изогнутом кристалле, отлична от нуля за счет смещения равновесной орбиты из центра канала. Это поле, перпендикулярное импульсу частицы, и вызывает отклонение частицы кристаллом на угол изгиба. Как впервые показано в [82], электрическое поле плоскостных каналов изогнутого

кристалла, имея в области каналирования частиц преимущественную направленность, приводит к значительным углам поворота спина каналированных частиц.

В работе [83] из рассмотрения уравнения Баргмана — Мишеля — Телегди, которое описывает поведение спина релятивистской частицы в электромагнитном поле, установлено существование простой связи между угловой скоростью прецессии спина Ω и импульса частицы Ω_0 , движущейся в электрическом поле:

$$\Omega = \left[\frac{g-2}{2} \frac{\gamma^2-1}{\gamma} + \frac{\gamma-1}{\gamma} \right] \Omega_0, \quad (87)$$

где g — фактор Ланде. Когда энергия частицы при движении в поле практически не меняется, такая же связь существует и между углами поворота спина ϑ и импульса ϑ_0 частицы, то есть для $\gamma \gg 1$ имеем

$$\vartheta = \vartheta_0 \gamma (g-2)/2. \quad (88)$$

Соотношение (88) определяет угол прецессии спина частицы, прошедшей изогнутый кристалл в режиме плоскостного каналирования, через угол изгиба кристалла.

Разброс углов прецессии спина отклоненных кристаллом каналированных частиц обусловлен отличием реального потенциала кристалла от усредненного, а также рассеянием на электронах кристалла. На угол прецессии частиц, прошедших кристалл, существенное влияние оказывает возможность часть пути проходить, не находясь в режиме каналирования, — частицы могут захватываться в режим каналирования или деканализировать в объеме кристалла. В работе [84] получены кинетические уравнения, которые описывают эволюцию распределения частиц по ориентациям спина при прохождении через изогнутый кристалл с учетом многократного рассеяния и позволяют оценить спектр углов поворота спина частиц за кристаллом.

Измерение угла прецессии спина частиц при отклонении изогнутым кристаллом может быть использовано для измерения магнитного момента короткоживущих частиц [85]. Метод уже успешно опробован в эксперименте по измерению угла прецессии спина Σ^+ -гиперонов в Лаборатории им.Ферми [86].

Напряженность электрического поля, действующего на каналированную частицу в кристалле, в системе покоя частицы $\mathcal{E}' = \gamma \mathcal{E}$ при высоких энергиях частиц может достигать критического значения $\mathcal{E}_0 = m^2 c^3 / e \hbar = 1,32 \cdot 10^{16}$ В/см. В таких полях квантовая электродинамика предсказывает изменение аномального магнитного момента частиц μ' . Эффект изменения μ' может быть обнаружен в результате измерения угла прецессии при прохождении через изогнутый кристалл каналированных позитронов с энергией больше 100 ГэВ, достижимой на вторичных пучках протонных ускорителей [87].

9. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Квантовые эффекты в синхротронном излучении электронов и позитронов высокой энергии позволяют получать поляризованные e^\pm -пучки с энергиями ~ 10 ГэВ в электронных накопительных кольцах [71]. Радиационные переходы между состояниями с различными проекциями спина частиц на направление магнитного поля приводят к накоплению частиц на уровне с меньшей энергией, то есть спины позитронов ориентируются по полю, а электронов — против поля. Кроме того, квантовый характер синхротронного излучения проявляется в сильной зависимости интенсивности излучения без изменения поляризации от ориентации спина частицы относительно поля, что также может быть использовано для разделения частиц по спинам [88].

В электрическом поле $\vec{\mathcal{E}}$ зависимость вероятности излучения с переворотом спина от начальной ориентации спина относительно псевдовектора $\vec{\nu}$ также может приводить к возникновению поперечной поляризации e^\pm . При плоскостном каналировании в прямом кристалле направление преимущественной ориентации спина для каналированных частиц периодически изменяется, и средняя поляризация излучающих частиц будет равна нулю. В изогнутом кристалле каналированные частицы из-за смещения равновесной орбиты к внешней стенке канала движутся большую часть времени в областях с одним направлением усредненного поля плоскостей, благодаря чему может происходить радиационная поляризация каналированных e^\pm [87].

Возникновение квантовых эффектов в излучении при движении частиц в электрическом поле определяется параметром $\chi = \gamma\mathcal{E}/\mathcal{E}_0$, равным отношению напряженности электрического поля в собственной системе частицы к критической напряженности поля. Вероятность излучения с переворотом спина увеличивается с ростом χ . В накопителях величина $\chi \ll 1$, процессы излучения с переворотом спина относительно редкие, и поляризация происходит в течение многих оборотов, что возможно благодаря компенсации общих радиационных потерь энергии, которые значительно превосходят потери на излучение с переворотом спина частиц.

При каналировании в изогнутом кристалле возможность для компенсации потерь отсутствует, и заметная поляризация может быть получена только для e^\pm высоких энергий, когда $\chi \geq 1$. Так как при этом энергия излученных фотонов сопоставима с энергией e^\pm , то поляризация приобретает ценой значительного уменьшения энергии частиц, следовательно, длина кристалла должна быть максимально ограничена. Проблема поляризации e^\pm при каналировании в изогнутом кристалле с учетом многократного рассеяния и радиационных потерь энергии частиц исследовалась в [89] в рамках кинетического подхода. Проведенные расчеты показали, что степень поляризации может достигать 15–30 % для e^\pm -пучков с энергией \sim ТэВ.

Изогнутый кристалл предлагается использовать не только для радиационной поляризации e^\pm , но и для конверсии фотонов в поляризованные e^+e^- -пары. При рождении электрон-позитронной пары фотоном в однородном электрическом поле частицы могут приобретать высокую степень поляризации, при которой спин позитрона параллелен псевдовектору $\vec{\nu}$, а электрона — антипараллелен [18]. В усредненном поле плоскостей кристалла \mathcal{E} вклад этого процесса образования пар существен при $\kappa = \hbar\omega\mathcal{E}/(mc^2\mathcal{E}_0) \geq 1$, где ω — частота фотона. Как отмечалось, изгиб кристалла приводит к преобладанию в области каналирования e^\pm в поперечнике канала электрического поля одного направления, поэтому частицы пары, рожденные фотоном в изогнутом кристалле и захваченные в режим каналирования, будут обладать высокой поляризацией [18]. Отклонение кристаллом на угол изгиба позволяет уверенно выделить поляризованные e^\pm . Этот процесс в [18] также предлагается использовать на вторичных фотонных пучках протонных ускорителей, например, на тэватроне, что, по оценкам, позволит получать на один фотон 10^{-3} – 10^{-2} поперечно поляризованных e^\pm с энергиями ~ 100 ГэВ.

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, идея отклонения каналированных частиц изогнутым кристаллом, казавшаяся многим слишком смелой, обрела реальность в эксперименте и оказалась весьма плодотворной. Кроме самого эффекта отклонения каналированных частиц, в эксперименте обнаружено и исследовано явление объемного захвата частиц в режим каналирования в изогнутом кристалле. Последнее стимулировало детальное изучение объемного захвата частиц в прямом кристалле, что позволило понять роль процессов объемного захвата и перезахвата в увеличении наблюдаемой длины деканалирования частиц. С помощью моделирования обнаружено отклонение квазиканалированных частиц изогнутым кристаллом в сторону, противоположную изгибу, — объемное отражение.

В изогнутом кристалле при плоскостном каналировании релятивистских позитронов реализуется ситуация, когда работают два механизма излучения: квазиондуляторный за счет колебаний частиц в канале и синхротронный за счет общей кривизны самого канала. Интерференция двух механизмов приводит к возникновению осцилляций в спектрах излучения.

При изгибе кристалла электрическое поле плоскостных каналов приобретает преимущественную направленность в области каналирования за счет смещения равновесной орбиты из центра канала. Это приводит к значительным углам поворота спина каналированных частиц и возможности радиационной поляризации каналированных электронов и позитронов высоких энергий.

Из многочисленных возможных применений изогнутых кристаллов для управления пучками заряженных частиц наиболее важным представляется их

использование в системе локализации потерь коллайдера, что наряду с реализацией вывода частиц гало пучка для одновременных экспериментов на фиксированной мишени позволит значительно уменьшить радиационный фон коллайдерных экспериментов.

Хорошие перспективы имеются для применений изогнутых кристаллов в физике высоких энергий. Одним из них является возможность измерения магнитных моментов короткоживущих частиц по углу прецессии спина в изогнутом кристалле.

В заключение хочу выразить глубокую благодарность Э.Н.Цыганову за плодотворное сотрудничество и стимулирующие дискуссии. Я очень признателен безвременному ушедшему С.А.Воробьеву, в совместных исследованиях с которым получены многие из обсуждавшихся в обзоре результатов. Благодарю А.М.Балдина, В.В.Глаголева и А.Д.Коваленко за поддержку и интерес к данной работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Линдхард Й. — УФН, 1969, т.99, с.249.
2. Tsyganov E.N. — Fermilab TM-682, TM-684, 1976.
3. Таратин А.М., Цыганов Э.Н., Воробьев С.А. — Письма в ЖТФ, 1978, т.4, с.947; Taratin A.M., Tsyganov E.N., Vorobiev S.A. — Phys.Letters A, 1979, v.72, p.145.
4. Водопьянов А.С., Головатюк В.М. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, в.7, с.474.
5. Адищев Ю.Н. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, с.430.
6. Bak J. et al. — Phys.Lett. B, 1980, v.93, p.505.
7. Авдейчиков В.В. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ №1-84, Дубна 1984, с.3.
8. Асеев А.А., Бавижев М.Д. и др. — Препринт ИФВЭ 89-57, Серпухов 1989.
9. Бирюков В.М., Котов В.И., Чесноков Ю.А. — УФН, 1994, т.164, №10, с.1017.
10. Bak J.F. et al. — Nucl.Phys. B, 1984, v.242, p.1; Baurichter A. et al. — Nucl.Instr.Meth.B, 1996, v.119, p.172.
11. Akbari H. et al. — Phys.Lett. B, 1993, v.313, p.491; Elsener K. et al. — Nucl.Inst.Meth.B, 1996, v.119, p.215.
12. Gibson W.M. et al. — Nucl.Inst.Meth.B, 1984, v.2, p.54.
13. Murphy C.T., Carrigan R. et al. — Nucl.Instr.Meth.B, 1996, v.119, p.231.
14. Бельзер Л.И., Бодягин В.А. и др. — Препринт ОИЯИ Р1-87-654, Дубна 1987; Бельзер Л.И., Бодягин В.А. и др. — Материалы Всесоюзного совещания "Проблемы применения эффектов каналирования частиц кристаллами в физике высоких энергий", Протвино 1991, с.45.
15. Tsyganov E., Taratin A., Zinchenko A. — ЭЧАЯ, 1996, т.27, в.3, с.675.
16. Bavizhev M., Biryukov V. — SSCL-N-774, September 1991.
17. Carrigan R.A. Jr., Gibson W.M., Sun C.R., Tsyganov E.N. — Nucl.Inst.Meth.B, 1982, v.194, p.205.
18. Барышевский В.Г., Тихомиров В.В. — УФН, 1989, т.159, в.3, с.455.
19. Carrigan R.A., Jr., Gibson W.M. — In: "Coherent Radiation Sources" (Eds. A.W.Saenz and H.Uberall) Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, Topics in Current Physics, v.38, p.61, 1985.
20. Carrigan R.A., Jr. — In.: Relativistic Channeling (Eds.R.A. Carrigan, Jr., J. Ellison) New York: Plenum Press, 1987, p.339.

21. **Biryukov V.M., Chesnokov Yu.A., Kotov V.I.** — Crystal Channeling and Its Application at High-Energy Accelerators, Berlin: Springer-Verlag, 1997.
22. **Калашников Н.П.** — Когерентные взаимодействия заряженных частиц в монокристаллах. М.: Атомиздат, 1981.
23. **Пивоваров Ю.Л., Воробьев С.А.** — Доклады АН СССР, 1981, с.837.
24. **Forster J.S. et al.** — Nucl.Phys.B, 1989, v.318, p.301.
25. **Таратин А.М.** — Сообщения ОИЯИ P1-96-262, Дубна 1996.
26. **Pathak A.P.** — Phys.Rev.B, 1976, v.13, No. 11, p.4688.
27. **Каплин В.В., Воробьев С.А.** — Письма в ЖТФ, 1978, т.4, в.4, с.196.
28. **Taratın A.M., Filimonov Yu.M., Vyatkin E.G., Vorobiev S.A.** — Phys.Stat.Sol.B, 1980, v.100, p.273.
29. **Taratın A.M., Vorobiev S.A.** — Phys.Stat.Sol.B, 1981, v.107, p.521.
30. **Бавижев М.Д., Бирюков В.М., Гаврилов Ю.Г.** — ЖТФ, 1991, т.61, в.2, с.136.
31. **Taratın A.M., Vorobiev S.A.** — Phys.Lett. A, 1987, v.119, p.425;
Taratın A.M., Vorobiev S.A. — Nucl.Inst.Meth.B, 1987, v.26, p.512.
32. **Белошицкий В.В., Кумахов М.А.** — Доклады АН СССР, 1973, т.212, в.4, с.846.
33. **Taratın A.M., Vorobiev S.A.** — Nucl.Instrum.Meth.B, 1990, v.47, p.247.
34. **Waho T.** — Phys.Rev.B, 1976, v.14, No.11, p.4830.
35. **Бонч-Осмоловский А.Г., Подгорецкий М.И.** — Сообщения ОИЯИ, P2-11634, Дубна 1978.
36. **Forster J.S.** — In.: Relativistic Channeling (Eds.R.A. Carrigan, Jr., J. Ellison) New York: Plenum Press, 1987, p.39.
37. **Kudo H.** — Nucl.Instr.Meth.B, 1981, v.189, p.609.
38. **Ellison J.A., Picrauh S.T.** — Phys.Lett.A, 1981, v.83, p.271.
39. **Ellison J.A.** — Nucl.Phys.B, 1982, v.206, p.205.
40. **Ellison J.A. et al.** — Nucl.Inst.Meth.B, 1984, v.2, p.9.
41. **Gibson W.M.** — In.: Relativistic Channeling (Eds.R.A. Carrigan, Jr., J. Ellison) New York: Plenum Press, 1987, p.101.
42. **Kovalenko A.D., Mikhailov V.A., Taratın A.V. et al.** — JINR Rapid Communications, No.4[72], Dubna 1995, p.9.
43. **Taratın A.M., Vorobiev S.A., Bavizhev M.D., Yazynin I.A.** — Nucl.Instr.Meth.B, 1991, v.58, p.103.
44. **Biryukov V.M.** — Nucl.Instr.Meth.B, 1991, v.53, p.202.
45. **Arduini G. et al.** — Phys.Rev.Lett., 1997, v.79, No 21, p.4182.
46. **Кудряшов Н.А., Петровский С.В., Стриханов М.Н.** — ЯФ, 1988, т.48, в.3, с.666.
47. **Taratın A.M.** — JINR Preprint E1-97-320, Dubna, 1997.
48. **Кольчужкин А.М., Учайкин В.В.** — Введение в теорию прохождения частиц через вещество. М.: Атомиздат, 1978.
49. **Bethe H.A.** — Phys.Rev., 1953, v.89, No.6, p.1256.
50. **Particle Data Group** — Phys.Rev.D, 1994, v.50, p.1173.
51. **Таратин А.М., Воробьев С.А.** — ЖТФ, 1985, т.55, с.1598;
Taratın A.M., Vorobiev S.A. — Phys.Stat.Sol.B, 1986, v.133, p.511;
Taratın A.M., Vorobiev S.A. — Phys.Letters A, 1986, v.115, p.398.
52. **Kitagawa M., Ohtsuki Y.H.** — Phys.Rev.B, 1973, v.8, p.3117.
53. **Рябов В.А.** — Эффект каналирования. М.: Энергоатомиздат, 1994.
54. **Biryukov V.** — Phys.Rev.E, 1995, v.51, p.3522.
55. **Андреев В.А. и др.** — Письма в ЖЭТФ, 1982, т.36, в.9, с.340;
Samsonov V.M. — In.: Relativistic Channeling (Eds.R.A. Carrigan, Jr., J. Ellison) New York: Plenum Press, 1987, p.129.
56. **Булгаков Н.К. и др.** — Сообщения ОИЯИ 1-83-725, Дубна, 1983.

57. Белошицкий В.В., Старостин В.А. — Письма в ЖТФ, 1988, т.14, в.8, с.722.
58. Taratin A.M. — Nucl.Instrum.Meth.B, 1995, v.95, p.243.
59. Мазур Е.А., Стриханов М.Н. — В кн.: Труды 13 Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М.: Изд-во МГУ, 1984, с.8.
60. Кумахов М.А. — Препринт НИИЯФ МГУ, Л-122178, 1970.
61. Chesnokov Yu.A. et al. — Nucl.Instr.Meth.B, 1992, v.69, p.247.
62. Biryukov V.M. et al. — Nucl.Instr.Meth.B, 1993, v.73, p.153.
63. Сумбаев О.И. — Препринт ЛИЯФ №1201, Ленинград, 1986.
64. Mannami M. et al. — Nucl.Inst.Meth.B, 1988, v.33, p.62.
65. Biryukov V.M. et al. — Nucl.Inst.Meth.B, 1993, v.73, p.153;
Biryukov V.M. — Phys.Letters A, 1995, v.205, p.343.
66. Esbensen H. et al. — Phys.Rev.B, 1978, v.18, p.1039.
67. Moller S.P. et al. — Nucl.Instr.Meth.B, 1994, v.84, p.434.
68. Kudryashov N.A. et al. — Nucl.Phys.B, 1989, v.324, p.277;
Kudryashov N.A. et al. — Phys.Stat.Sol.B, 1990, v.157, p.531.
69. Taratin A.M. — Nucl.Instr.Meth.B, 1996, v.119, p.156.
70. Esbensen H., Golovchenko J. — Nucl.Phys.A, 1978, v.298, p.382.
71. Тернов И.М., Михайлин В.В. — Синхротронное излучение. Теория и эксперимент. М.: Энергоатомиздат, 1986.
72. Багров В.Г., Тернов И.М., Федосов Н.И. — ЖЭТФ, 1982, т.82, с.1442.
73. Кумахов М.А. — Излучение каналированных частиц в кристаллах. М.: Энергоатомиздат, 1986.
74. Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М. — Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах. Новосибирск: Наука, 1989.
75. Bashmakov Yu.A. — Radiation Effects, 1981, v.56, p.55.
76. Taratin A.M. — ЖТФ, 1989, т.59, с.138;
Taratin A.M., Vorobiev S.A. — Nucl.Instrum.Meth.B, 1988, v.31, p.551.
77. Taratin A.M., Vorobiev S.A. — Nucl.Instrum.Meth.B, 1989, v.42, p.41.
78. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Теория поля. М.: Наука, 1973.
79. Джексон Дж. — Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965.
80. Арутюнов В.А., Кудряшов Н.А., Стриханов М.Н., Самсонов В.М. — ЖТФ, 1991, т.61, с.32;
Arutyunov V.A. et al. — Nucl.Phys.B, 1991, v.363, p.283.
81. Берестецкий В.Г., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. — Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1980.
82. Барышевский В.Г. — Письма в ЖТФ, 1979, т.5, в.3, с.182.
83. Любошиц В.Л. — ЯФ, 1980, т.31, в.4, с.986.
84. Кудряшов Н.А. и др. — ЯФ, 1990, т.51, в.1, с.173.
85. Барышевский В.Г. — Материалы XIV Зимней школы ЛИЯФ. Л.: ЛИЯФ АН СССР, с.158, 1979.
86. Vaublis V.V. et al. — Nucl.Inst.Meth.B, 1994, v.90, p.112.
87. Барышевский В.Г., Грубич А.О. — Письма в ЖТФ, 1979, т.5, в.24, с.1527.
88. Vaier V.M., Katkov V.M., Strakhovenko V.M. — Phys.Lett.B, 1977, v.70, p.83.
89. Arutyunov V.A. et al. — Nucl.Inst.Meth.B, 1990, v.52, p.13.