# КВАЗИКАНАЛИРОВАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ В ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ. ОБЪЕМНОЕ ОТРАЖЕНИЕ И ОБЪЕМНЫЙ ЗАХВАТ ЧАСТИЦ

*А. М. Таратин, С. А. Воробьев*

Плоскостное каналирование (квазиканалирование) заряженных частиц высоких энергий в изогнутом кристалле рассматривается как реализация общей задачи рассеяния частиц в аксиально-симметричном электрическом поле с радиальной периодичностью. Компьютерный анализ траекторий показал, что при изгибе кристалла, далеком от критического, квазиканалируемые частицы отклоняются кристаллом в сторону, противоположную изгибу, — имеет место объемное отражение частиц полем изогнутых атомных плоскостей. Многократное рассеяние квазиканалируемых частиц на электронах и ядрах кристалла приводит к объемному захвату частиц в режим каналирования, и в их угловых распределениях формируется отдельно стоящий максимум.

## Введение

Эффект каналирования, при котором движение быстрой заряженной частицы управляется усредненным вдоль движения электрическим полем кристалла [1], имеет место и в изогнутых кристаллах. Каналирование частиц высокой энергии в изогнутых кристаллах представляет самостоятельный интерес, так как каналируемые частицы, следуя изогнутым каналам, отклоняются от первоначального направления и углы отклонения могут быть значительными. Идея отклонения пучков каналируемых частиц изгибом кристалла принадлежит Цыганову [2]. Теоретически она была обоснована и для отрицательно заряженных частиц [3]. Эффект отклонения пучков положительно и отрицательно заряженных частиц в изогнутых кристаллах был подтвержден в компьютерном эксперименте [4] и в последующей серии экспериментов в Дубне [5], Томске [6], CERN [7] и FNAL [8]. Одновременно в теоретических работах [9, 10] было показано, что при изгибе кристалла уменьшается захват частиц в режим каналирования из падающего пучка и усиливается обычное деканалирование (из-за многократного рассеяния частиц на электронах и ядрах кристалла), а в [11, 12] рассмотрен новый центробежный механизм деканалирования в неравномерно изогнутом кристалле. Возможные применения изогнутых кристаллов в физическом эксперименте на пучках частиц высокой энергии обсуждались в работах [13-15], и все они так или иначе связаны с эффектом отклонения кристаллом каналируемой фракции пучка.

Помимо эффекта отклонения частиц, входящих в кристалл при углах ориентации с атомными плоскостями меньше критического угла каналирования ($\theta_0 < \theta_c$) и захватываемых в режим каналирования на входе в кристалл, экспериментальные исследования обнаружили новый физический эффект — захват в режим каналирования изогнутыми плоскостными каналами частиц с углами ориентации $\theta_0 > \theta_c$, происходящий в объеме кристалла (объемный захват) [16], — а также эффект инициированного изгибом кристалла перехода (затягивания) частиц из аксиального в плоскостной режим каналирования [17]. Объемный захват частиц в изогнутом кристалле происходит там, где направление импульса частиц становится близким направлению касательных к изогнутым атомным плоскостям (область захвата). Вероятность объемного захвата составляет около 10 % согласно экспериментальным [16] и теоретическим [18] оценкам.

В настоящей работе рассматривается плоскостной режим квазиканалирования частиц высоких энергий в изогнутом кристалле, т. е. движение с поперечными энергиями выше критической для каналирования $E_{xc}$ (в неизогнутом кристалле $E_{xc}=U_0$, где $U_0$ — глубина потенциала плоскостного канала; при изгибе кристалла $E_{xc}$ уменьшается [3, 4]), но под малыми углами к изогнутым плоскостям $\theta_0 \ll \theta_c$, так что справедливо приближение непрерывного потенциала. Изогнутый с постоянным радиусом кривизны кристалл в пренебрежении многократным рассеянием частиц на электронах и ядрах кристалла дает в этом случае реализацию общей задачи рассеяния релятивистских заряженных частиц аксиально-симметричным электрическим полем с радиальной периодичностью.

Проведенный компьютерный анализ обнаружил, что при изгибе кристалла, далеком от критического $F_c \ll F_{cr}$, где $F_c$ — центробежная сила, действующая на частицу, $F_{cr}$ — критическое для каналирования значение $F_c$, квазиканалируемые частицы отклоняются кристаллом в сторону, противоположную изгибу, — имеет место «объемное отражение» в поле изогнутых плоскостей. Полученные угловые распределения в кристалле многократно рассеянных частиц позволили выявить вклад объемного захвата частиц и его изменение с толщиной кристалла.

## 1. Движение релятивистских частиц в аксиально-симметричном поле изогнутого кристалла

Рассмотрим равномерно изогнутый с радиусом $R_0$ кристалл; частицы входят в кристалл под малыми углами ($\theta_0 \ll \theta_c$) к изогнутым плоскостям, когда справедливо приближение непрерывного потенциала. Общий вид уравнений движения релятивистской частицы в электрическом поле $U(\mathbf{r})$ имеет вид

$$\frac{d}{dt}(m\gamma\mathbf{v}) = -\nabla U(\mathbf{r}), \quad \frac{d}{dt}(m\gamma c^2) = -\nabla U(\mathbf{r})\,\mathbf{v}, \qquad (1), (2)$$

где $m$ — масса покоя, $\gamma$ — Лоренц-фактор, $\mathbf{r}$ — радиус-вектор, $\mathbf{v}$ — вектор скорости частицы. Одним из интегралов движения частицы является полная энергия

$$E = m\gamma c^2 + U(\mathbf{r}). \qquad (3)$$

В нашем случае $U(\mathbf{r})$ есть усредненное поле системы атомных плоскостей, которое при предположении о равномерном изгибе кристалла обладает аксиальной симметрией, $U(\mathbf{r}) = U(r)$. В центральном поле интегралом движения является также момент импульса частицы относительно центра поля (центра кривизны кристалла в нашем случае)

$$\mathbf{M} = m\gamma[\mathbf{r}\mathbf{v}]. \qquad (4)$$

Уравнение траектории частицы в поле $U(r)$ в полярных координатах $(r, \varphi)$ получается из соотношения, связывающего радиальную $\dot{r}$ и азимутальную $r\dot{\varphi}$ скорости частицы $v^2 = \dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2$, и интегралов движения (3), (4)

$$\varphi(r) = M \int \frac{r^{-2}dr}{\left[\frac{1}{c^2}(E - U(r))^2 - \frac{M^2}{r^2} - m^2c^2\right]^{1/2}} + \varphi_0, \qquad (5)$$

где $\varphi_0$ — константы. Интегралы движения $E$ и $M$ определяются начальными условиями $(\mathbf{r}_0, \mathbf{v}_0)$ в момент влета частицы в поле кристалла

$$E = E_{k0} + U(r_0),$$

$$M = m\gamma_0 |[\mathbf{r}_0\mathbf{v}_0]| = r_0 E_{k0} \beta_0 c^{-1} \cos\theta_0,$$

где $E_{k0}=m\gamma_0 c^2$; $\beta_0$ — скорость частицы в единицах $c$; $\theta_0$ — угол между импульсом частицы $\mathbf{p}_0$ и направлением касательной к изогнутым плоскостям на входе в кристалл. При таком выборе начальных параметров $\varphi_0=0$ и уравнение траектории принимает вид

$$\varphi(r)=r_0\cos\theta_0\int\limits_{r_0}^{r}\frac{r^{-2}dr}{\left[1-\cos^2\theta_0\left(\frac{r_0}{r}\right)^2-\frac{2}{\beta^2}\frac{U(r)-U(r_0)}{E_{k0}}+\left(\frac{U(r)-U(r_0)}{\beta E_{k0}}\right)^2\right]}.$$

Ограничимся рассмотрением кристаллов, для которых размеры в радиальном направлении много меньше радиуса изгиба $\Delta r\ll R_0$. В этом случае, отсчитывая радиальную координату $r$ от точки с радиусом изгиба $R_0$, имеем

$$\left(\frac{R_0+r_0}{R_0+r}\right)^2\simeq 1-\frac{2}{R_0}(r-r_0).$$

В тонких кристаллах для частиц высокой энергии $E_{k0}\gg U(r)$, пренебрегая членом, квадратичным по $U(r)/E_{k0}$, получим

$$\varphi(r)=\frac{E^{*1/2}}{R_0}\cos\theta_0\int\limits_{r_0}^{r}\frac{dr}{\left[E^*\sin^2\theta_0+\frac{2E^*}{R_0}(r-r_0)-(U(r)-U(r_0))\right]^{1/2}},\tag{6}$$

где $E^*=E_{k0}\beta_0^2/2$. Таким образом, приходим к обычно используемому для рассмотрения каналирования частиц высоких энергий в изогнутом кристалле приближению [3, 4, 9–12], согласно которому изгиб кристалла учитывается введением постоянной центробежной силы $F_c=2E^*/R_0$ и соответственно эффективного потенциала, действующего на частицу,

$$U_{\text{эфф}}(r,\ R_0)=U(r)-\frac{2E^*}{R_0}r+U_{c0}(R),\tag{7}$$

где $U_{c0}(R)$ — константа, выбираемая из условия $U_{\text{эфф}}(r_{\min},\ R_0)=0$; $r_{\min}$ — координата минимума эффективного потенциала. При этом сохраняется полная поперечная (радиальная) энергия $E_r=E_{rk}+U_{\text{эфф}}(r,\ R_0)$, где $E_{rk}=E^*\sin^2\theta_0$. Характеризуя изгиб кристалла центробежной силой, действующей на частицу $F_c$, и измеряя углы в критических $\theta_c=(U_0/E^*)^{1/2}$, приходим для уравнения траектории к виду, не зависящему от энергии частицы

$$\varphi'(r,\ F_c)=\frac{F_c}{2U_0^{1/2}}\int\limits_{r_0}^{r}\frac{dr}{[U_0\theta_0'^2+U_{\text{эфф}}(r_0,\ F_c)-U_{\text{эфф}}(r,\ F_c)]^{1/2}},\tag{8}$$

где

$$\varphi'=\varphi/\theta_c,\quad \theta_0'=\theta_0/\theta_c.$$

## 2. Отклонение квазиканалируемых частиц аксиально-симметричным полем изогнутых атомных плоскостей кристалла

В первом приближении без учета многократного рассеяния уравнения (5)—(8) описывают прохождение заряженных частиц высоких энергий через равномерно изогнутый вдоль выделенной системы атомных плоскостей кристалл, определяя траектории каналируемых и квазиканалируемых частиц. Рассеиваясь аксиально-симметричным полем изогнутого кристалла, частицы отклоняются от первоначального направления. Углы отклонения каналируемых частиц определяются углом изгиба кристалла на данной глубине $\alpha=z/R_0$. Рассмотрим отклонение квазиканалируемых частиц изогнутым кристаллом. Для расчета траекторий частиц использовалось уравнение (6). Потенциал системы атомных плоскостей с учетом тепловых колебаний атомов определялся в приближении Мольер для атомного потенциала [19].

Рассмотрим случай, когда мононаправленный пучок частиц входит в кристалл по касательной к изогнутым плоскостям, угол ориентации $\theta_0=0$ (рис. 1, *а*). Тогда при изгибе кристалла, далеком от критического $F_c \ll F_{cr}$, большинство частиц будет двигаться в режиме каналирования (критическая центробежная сила определяется максимальной напряженностью электрического поля кристалла, усредненного вдоль плоскости $F_{cr}=eE_{\max}$). Доля квазиканалируемых частиц от общего числа частиц, падающих на кристалл при $\theta_0=0$, возрастает с увеличением изгиба. Квазиканалируемые состояния реализуются для частиц, вошедших в канал на расстоянии, большем $x_R$ от внешней стенки канала, потенциал которой определяет критическую поперечную энергию для захвата частиц в режим каналирования в изогнутом кристалле $E_{xc}(R)$ [3, 4].

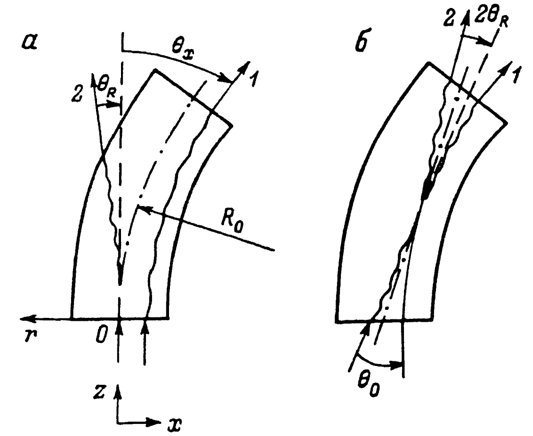


Рис. 1. Схема отклонения траекторий заряженных частиц атомными плоскостями изогнутого с радиусом $R_0$ кристалла. Случай малого изгиба $F_c \ll F_{cr}$.

*а*: $\theta_0=0$. *1* — каналируемые частицы, захваченные на входе и в объеме кристалла; угол отклонения $\theta_x=z/R_0$; *2* — квазиканалируемые частицы, $\theta_R$ — угол объемного отражения; *б*: $\theta_0 > \theta_c$. *1* — каналируемые частицы, захваченные в объеме кристалла; *2* — квазиканалируемые частицы, отклоненные на угол $2\theta_R$ (пунктир).

При $\theta_0=0$ квазиканалируемые частицы начинают свой путь с точки поворота в эффективном потенциале, их радиальная скорость положительна и увеличивается в среднем по мере проникновения в кристалл от нулевого начального значения. В радиально-периодическом поле изогнутого кристалла частицы движутся по осциллирующим траекториям. При этом направление скорости частицы $\mathbf{v}$ колеблется относительно некоторого среднего направления, но в отличие от прямого кристалла направление средней скорости $\mathbf{v}_s$ также изменяется. С проникновением частиц в глубь кристалла и удалением от точки поворота осцилляции скорости $\mathbf{v}$ уменьшаются, а средняя скорость стабилизируется. Ее можно считать установившейся (изменение не более 0.1 % от канала к каналу) на радиальном удалении от точки поворота $(r-r^*) \geqslant 10d_p$ для изгиба, близкого к критическому, и при $(r-r^*) \geqslant 100d_p$ для малого изгиба $F_c \leqslant 0.1$ ГэВ/см, где $d_p$ — межплоскостное расстояние.

На рис. 2 представлены установившиеся угловые распределения квазиканалируемых частиц в изогнутом вдоль (110) атомных плоскостей кристалле кремния при разном изгибе $F_c$. В рассматриваемом случае $F_{cr}=5.97$ ГэВ/см. Для малого изгиба (рис. 2, *а*) угловое распределение представляет узкий пик при $\theta_R \simeq -0.8\,\theta_c$, т. е. квазиканалируемые частицы отклоняются полем изогнутых плоскостей в сторону, противоположную изгибу. Для случая, когда пучок входит в изогнутый кристалл не по касательной, а под углом к изогнутым плоскостям больше критического $\theta_0 > \theta_c$, получаем при малом изгибе кристалла тот же узкий пик, но уже под вдвое большим углом $2\theta_R$ (рис. 1, *б*). Квазиканалируемым состояниям при $\theta_0 > \theta_c$ отвечают уже все падающие частицы, и удвоенное отклонение в сторону, противоположную изгибу, объясняется тем, что имеются две симметричные ветви траектории относительно точки поворота $r^*$, отличающиеся знаком радиальной скорости. Наблюдаемый эффект можно рассматривать как «объемное отражение» частиц изогнутыми плоскостями кристалла. Малая ширина пика отраженных частиц объясняется тем, что условия вблизи точки поворота для всех частиц при таком изгибе практически одинаковы («отражающий» участок эффективного потенциала мал).

С увеличением изгиба кристалла все большее число частиц при $\theta_0=0$ отвечает квазиканалируемым состояниям, «отражающий» участок эффективного потенциала увеличивается, и различием условий вблизи точки поворота объясняется уширение установившегося углового распределения квазиканалируемых частиц (рис. 2, *б*—*г*). Происходит вытягивание углового распределения в сторону изгиба кристалла, так как появляются частицы с малой радиальной скоростью вблизи точки поворота, проходящие вследствие этого бóльший азиму-

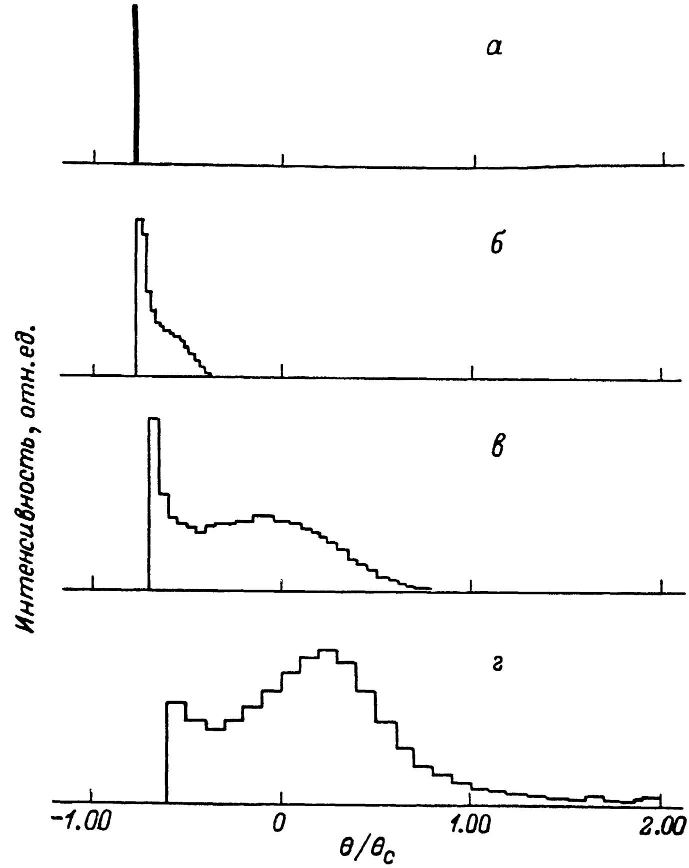


Рис. 2. Угловые распределения частиц высоких энергий, рассеянных аксиально-симметричным полем изогнутых (110) Si плоскостей в режиме квазиканалирования при разном изгибе. $F_c$, ГэВ/см: *а* — 0.01, *б* — 0.5, *в* — 2.0, *г* — 6.0. Углы измеряются в критических $\theta_c$, $\theta_0=0$, $T=293$ К.

тальный путь вдоль изогнутых плоскостей. Так, длинный «хвост» при изгибе, примерно равном критическому (рис. 2, *г*), обусловлен именно частицами, вошедшими в кристалл вблизи внешней стенки изогнутого канала, на «плато» эффективного потенциала. При изгибе кристалла, большем критического, «хвост» исчезает, угловые распределения начинают сужаться, что можно объяснить исчезновением «рельефа» — сглаживанием эффективного потенциала.

## 3. Многократное рассеяние квазиканалируемых частиц в изогнутом кристалле. Объемный захват в режим каналирования

Выше рассматривалось отклонение квазиканалируемых частиц при рассеянии аксиально-симметричным усредненным полем изогнутых атомных плоскостей. Отличие реального поля кристалла от усредненного (его дискретность), тепловые колебания атомов и рассеяние на электронах кристалла приводят к изменению поперечной энергии частиц. Многократное рассеяние заряженных частиц в ориентированном кристалле отличается от обычного многократного рассеяния в аморфном веществе и неориентированном кристалле [1, 20].

На рис. 3, *а* представлена зависимость среднеквадратичного угла многократного рассеяния на ядрах и электронах от полной поперечной энергии частиц $E_x$ в (110) плоскостных каналах кремния ($T=293$ K) по отношению к неориентированному кристаллу

$$\langle\overline{\Delta\theta^2}\rangle^{1/2}(E_x)=\left[\left(\frac{\overline{\Delta\theta^2}}{\Delta z}\right)_R^{-1}\frac{1}{T}\int\limits_{x_1}^{x_2}\left(\frac{\overline{\Delta\theta^2}}{\Delta z_n}(x)+\frac{\overline{\Delta\theta^2}}{\Delta z_e}(x)\right)\frac{dx}{v_x(E_x,\ x)}\right]^{1/2}.$$

Здесь

$$T=\int\limits_{x_1}^{x_2}\frac{dx}{v_x(E_x,\ x)},$$

$x_1$, $x_2$ — координаты точек поворота в потенциале канала для каналируемых частиц; для квазиканалируемых частиц $x_1=0$, $x_2=d$ ; $\overline{\Delta\theta}^2(x)/\Delta z_n$ и $\overline{\Delta\theta}^2(x)/\Delta z_e$ — средний квадрат угла отклонения на единицу длины траектории при многократном рассеянии на ядрах и электронах кристалла соответственно в плоскостном канале [18]; $(\overline{\Delta\theta}^2/\Delta z)_R$ — средний квадрат угла отклонения при многократ-

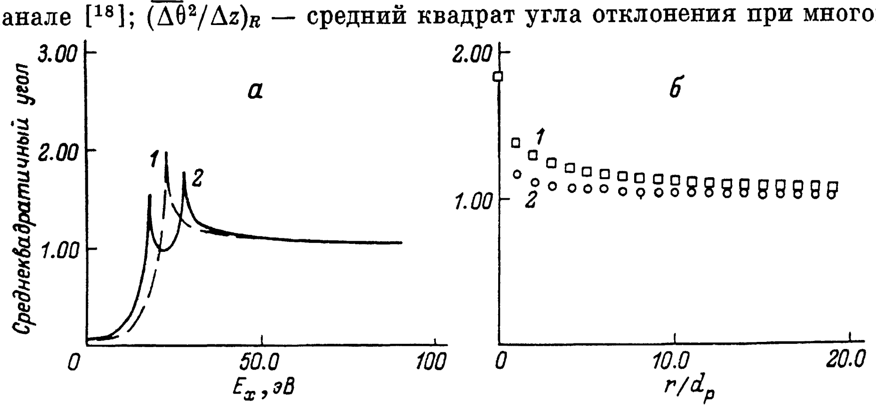


Рис. 3.

ном рассеянии в неориентированном кристалле. Зависимость *1* (рис. 3, *а*) для неизогнутого кристалла отражает известный факт, что при каналировании с поперечными энергиями, далекими от критической ($E_{xc}=22.7$ эВ), положительно заряженные частицы испытывают значительно меньшее многократное рассеяние. Для частиц с $E_x\simeq E_{xc}$ (околобарьерные состояния) наблюдается обратная картина, а при $E_x \gg E_{xc}$ многократное рассеяние практически такое же, как и в неориентированном кристалле.

В изогнутом кристалле имеем аналогичную зависимость многократного рассеяния от полной поперечной энергии частиц (кривая *2* на рис. 3, *а*) с той разницей, что имеются два эксперимента переходной области при поперечной энергии, равной потенциалу внешней и внутренней стенки изогнутого канала. Однако полная поперечная энергия недостаточно определяет состояние частицы в изогнутом кристалле. На разных расстояниях от точки поворота в эффективном потенциале одной и той же $E_x$ отвечают различная средняя кинетическая поперечная энергия и углы к плоскостям. На рис. 3, *б* представлена зависимость среднеквадратичного угла многократного рассеяния квазиканалируемых частиц от радиального удаления от точки поворота в кристалле (110) кремния при изгибе $F_c=0.1$ (*1*) и 0.5 ГэВ/см (*2*). При малом изгибе многократное рассеяние квазиканалируемых частиц заметно отличается от рассеяния в неориентированном кристалле на расстоянии в сотни $d_p$ от точки поворота $r^*$. С увеличением изгиба кристалла эта область сужается, и для изгиба, близкого критическому, многократное рассеяние частиц можно считать обычным практически везде в кристалле.

Для оценки роли многократного рассеяния в отклонении квазиканалируемых частиц изогнутым кристаллом нами проведен компьютерный эксперимент аналогично [18]. Траектории частиц рассчитывались численным решением уравнений движения в эффективном потенциале (7). После прохождения слоя кристалла $\Delta z=400$ Å определялось изменение поперечной скорости частицы в ре-

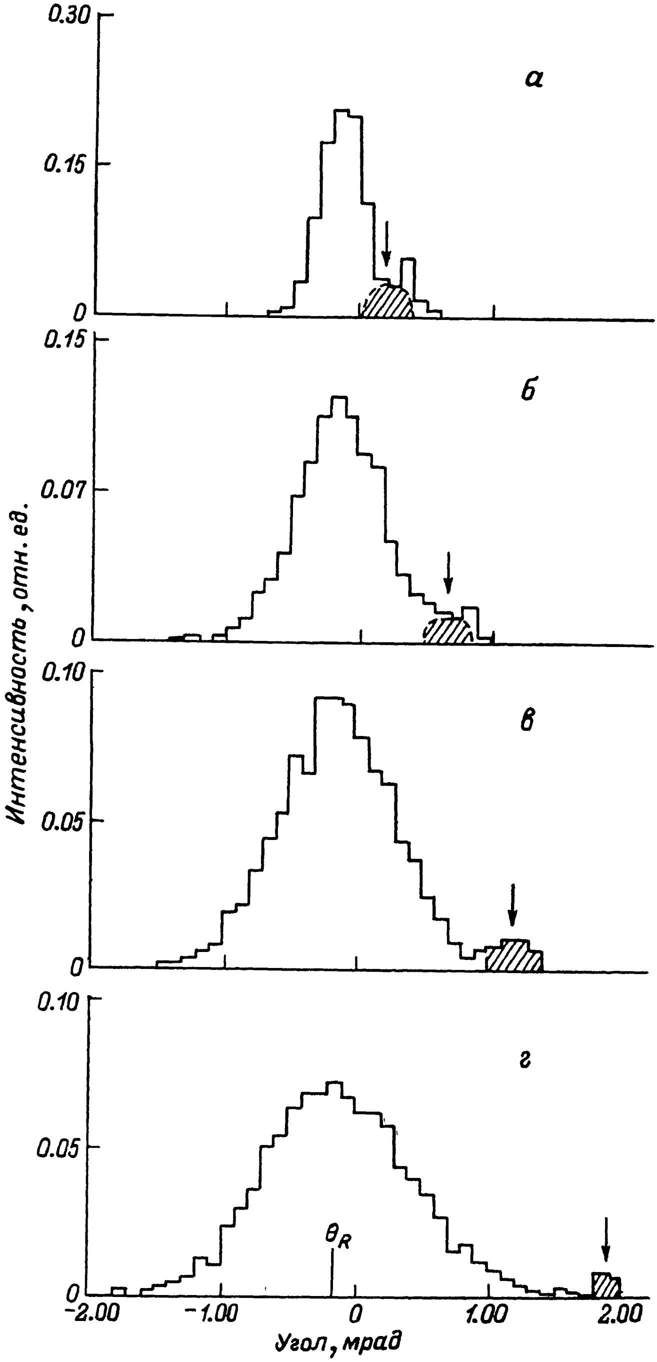


Рис. 4. Угловые распределения протонов с энергией 1 ГэВ в изогнутом вдоль (110) плоскостей Si кристалле ($T$=293 К, $F_c$=0.1 ГэВ/см) на глубине $z$=30 (*а*), 105 (*б*), 180 (*в*) и 285 мкм (*г*).

Пучок входит по касательной к изогнутым плоскостям $\theta_0=0$, на входе отбираются квазиканалируемые частицы с $E_{x0} > E_{xc}$ ($R$). Заштрихованные участки — каналируемые частицы, захваченные в объеме кристалла. Стрелкой указан угол изгиба на данной глубине $\alpha=z/R_0$; $\theta_R$ — угол объемного отражения.

зультате многократного рассеяния $v_x=v\Delta\theta_x$, угол отклонения разыгрывали из распределения Гаусса с дисперсией $\langle\overline{\Delta\theta_x^2}\rangle=1/2\,\langle\overline{\Delta\theta^2}\rangle$, где $\langle\overline{\Delta\theta^2}\rangle$ — средний квадрат угла отклонения за счет многократного рассеяния на слое $\Delta z$, усредненный по траектории частицы.

Особый интерес представляет случай малого изгиба кристалла, при котором имеет место объемное отражение частиц аксиально-симметричным полем изогнутых плоскостей кристалла. На рис. 4 представлены рассчитанные угловые распределения протонов с энергией 1 ГэВ ($E^*=0.742$ ГэВ) на различных глубинах в изогнутом (110) кристалле кремния; на входе в кристалл отбирались квазиканалируемые частицы. Действительно, наблюдается смещение максимума угловых распределений в сторону, противоположную изгибу, на угол, определяемый углом отражения $\theta_R$ в поле плоскостей (узкое распределение в отсутствие многократного рассеяния обозначено вертикальной чертой на рис. 4, *г*). Минимум при $\theta_x=\alpha\,(z)$ на малых глубинах (рис. 4, *а*) обусловлен эффектом блокировки плоскостных направлений вследствие интенсивного рассеяния околобарьерных частиц. По мере проникновения протонов в изогнутый кристалл минимум в плоскостном направлении сменяется максимумом (рис. 4, *в*), и на больших глубинах наблюдается отдельно отстоящий максимум при $\theta_x=\alpha\,(z)$. Этот максимум обусловлен объемным захватом частиц в результате многократного рассеяния изогнутыми плоскостями вблизи точки поворота. Доля каналируемых частиц с глубиной убывает довольно быстро (рис. 5),

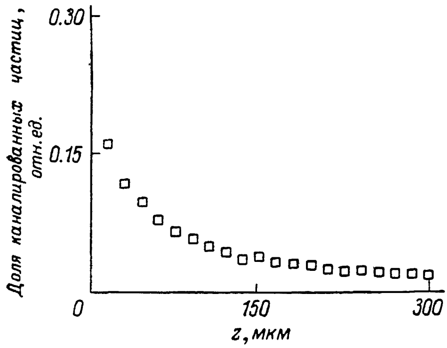


Рис. 5. Зависимость доли каналируемых протонов с энергией 1 ГэВ, захваченных в объеме кристалла, от глубины проникновения пучка в изогнутый вдоль (110) плоскостей Si кристалл. $T=293$ K, $F_c=0.1$ ГэВ/см, $\theta_0=0$.

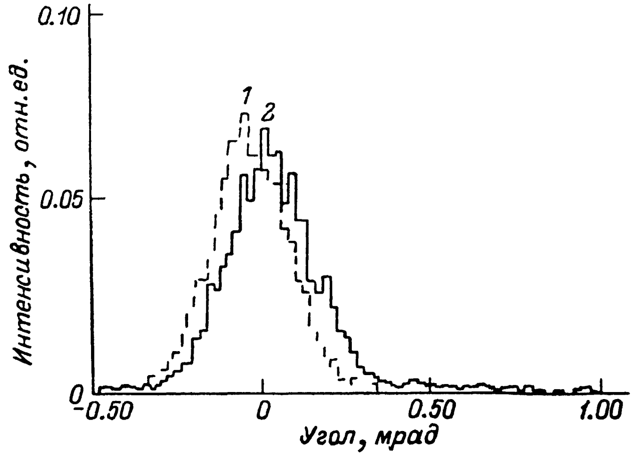


Рис. 6. Угловые распределения протонов с энергией 1 ГэВ на глубине 10 мкм в сильно изогнутом вдоль (110) плоскостей Si кристалле. $T=293$ K, $\theta_0=0$.

так как большая часть их сразу после захвата обладает поперечными энергиями, близкими критической.

На рис. 6 представлены угловые распределения протонов с энергией 1 ГэВ в кристалле (110) кремния при сильном изгибе на глубине 10 мкм. Рассмотрим случай, когда пучок входит по касательной к изогнутым (110) плоскостям. Пунктирная гистограмма соответствует изгибу $F_c=2$ ГэВ/см, сплошная — изгибу, примерно равному критическому, $F_c=6$ ГэВ/см. На рассматриваемой малой глубине в угловых распределениях протонов хорошо проявляется формирующее влияние усредненного поля атомных плоскостей (для сравнения с рис. 3, 4), хотя многократное рассеяние уширяет и несколько видоизменяет их. Так, значительное смещение в сторону изгиба с увеличением $F_c$ центра тяжести угловых распределений квазиканалируемых частиц проявляется в данном случае как смещение углового распределения в целом. Для критического изгиба характерно угловое распределение, сильно вытянутое в сторону изгиба.

## Заключение

Рассмотрение плоскостного каналирования (квазиканалирования) частиц высоких энергий в равномерно изогнутом кристалле приводит к общей задаче о рассеянии релятивистских частиц аксиально-симметричным электрическим полем с радиальной периодичностью. В аксиально-симметричном поле задача о рассеянии областью с радиальными размерами $\Delta r$ на большом расстоянии $R_0$ от центра поля, так что $\Delta r \ll R_0$, допускает приближение, в котором интегралом движения является полная поперечная (радиальная) энергия

$$E_r = p\frac{v}{2}\theta^2 + U_{\text{эфф}}(r,\ F_c).$$

Здесь

$$U_{\text{эфф}}(r,\ F_c) = U(r) - F_c r + U_{c0}(R_0)$$

— эффективная потенциальная энергия; $F_c = pv/R_0$ — центробежная сила, действующая на частицу; $U_{c\theta}(R_0)$ — константа. Это приближение постоянной центробежной силы ранее использовалось только при рассмотрении поведения каналируемых частиц в изогнутых кристаллах. Для квазиканалируемых частиц использование этого приближения накладывает ограничения не только на радиальные размеры (толщину) кристалла, но и на связанные с ними азимутальные размеры (длину) кристалла $L = R_0\Delta\varphi \ll R_0$. Очевидно, что разбиением на участки, удовлетворяющие этим ограничениям, можно рассматривать с использованием данного приближения рассеяние частиц высоких энергий в достаточно длинных и толстых кристаллах.

Компьютерный анализ квазиканалируемых траекторий протонов в поле равномерно изогнутых плоскостей кристалла показал, что при малом изгибе $F_c \ll F_{cr}$ (для (110) Si при $F_c \leqslant 0.1$ ГэВ/см) частицы отклоняются в сторону, противоположную изгибу, на угол $\theta_R \leqslant \theta_c$, когда пучок входит по касательной к изогнутым плоскостям. В случае $\theta_0 > \theta_c$ происходит удвоение угла отклонения из-за того, что присутствуют обе ветви рассеяния в эффективном потенциале. Разброс по углам, вносимый эффективным полем в рассеиваемый пучок, гораздо меньше угла отклонения $\theta_R$. Таким образом, процесс отклонения при малом изгибе кристалла можно рассматривать как «объемное отражение» частиц полем изогнутых атомных плоскостей. Многократное рассеяние квазиканалируемых частиц значительно уширяет рассеиваемый пучок, однако объемное отражение при малом изгибе кристалла может быть обнаружено по смещению максимума в угловом распределении частиц в сторону, противоположную изгибу.

При сильном изгибе кристалла $F_c \leqslant F_{cr}$ (для (110) Si кристалла $F_{cr} \simeq 6$ ГэВ/см) аксиально-симметричное поле изогнутых плоскостей дает большой разброс по направлениям рассеиваемых частиц. При изгибе, близком к критическому, в угловых распределениях рассеиваемых частиц характерным является наличие «хвоста», вытянутого в сторону изгиба. В изогнутом кристалле вблизи точки поворота частиц в эффективном потенциале создаются условия для захвата частиц в каналируемые состояния изогнутыми плоскостными каналами. В результате многократного рассеяния определенная доля частиц захватывается в режим каналирования и в угловых распределениях заряженных частиц формируется отдельный максимум.

## Литература

[1] *Линдхард И.* УФН, 1969, т. 99, № 2, с. 249—296.
[2] *Tsyganov E. N.* Fermilab preprint, Batavia, TM-682, 1976.
[3] *Каплин В. В., Воробьев С. А.* Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, № 4, с. 196—199.
[4] *Таратин А. М., Цыганов Э. И., Воробьев С. А.* Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, № 16, с. 947—950.
[5] *Водопьянов А. С., Головатюк В. М., Елишев А. Ф.* и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, № 7, с. 474—478.
[6] *Адищев Ю. Н., Ананьин П. С., Воробьев С. А.* и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, № 7, с. 430—434.
[7] *Bak J., Melchort G., Uggerhoj E.* et al. Phys. Lett., 1980, v. 93B, N 4, p. 505—508.
[8] *Baker S. J., Carrigan R. J.* Jr., *Crawford C.* et al. Phys. Lett., 1984, v. 137B, N 1—2, p. 129—134.
[9] *Taratin A. M., Filimonov Yu. M., Vyatkin E. G., Vorobiev S. A.* Phys. Stat. Sol., 1980, v. 100B, N 2, p. 273—279.
[10] *Taratin A. M., Vorobiev S. A.* Phys. Stat. Sol., 1981, v. 107B, N 2, p. 521—528.
[11] *Ellison J. A., Picraux S. T.* Phys. Lett., 1981, v. 83A, N 6, p. 271—274.
[12] *Ellison J. A.* Nucl. Phys., 1982, v. 206B, N 2, p. 205—220.
[13] *Кошкарев Д. Г.* Препринт ИТЭФ № 30. М., 1977.
[14] *Барышевский В. Г., Трубич А. О.* Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, № 5, с. 1527—1530.
[15] *Carrigan R. A.*, Jr., *Gibson W. M., Sun C. R., Tsyganov E. N.* Nucl. Instrum. Meth., 1982, v. 194, N 3, p. 205—208.
[16] *Андреев В. А., Баублис В. В., Дамаскинский Е. А.* и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 36, № 9, с. 340—343.
[17] *Uggerhoj E.* Nucl. Instrum. Meth., 1980, v. 170, N 1—3, p. 105—113.
[18] *Таратин А. М., Воробьев С. А.* ЖТФ, 1985, т. 55, № 8, с. 1598—1604.
[19] *Пивоваров Ю. Л., Воробьев С. А.* ДАН СССР, 1981, т. 256, № 4, с. 837—840.
[20] *Белошицкий В. В., Кумахов М. А.* ЖЭТФ, 1972, т. 62, № 3, с. 1144—1155.

Научно-исследовательский
институт ядерной физики
при Томском политехническом
институте им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию
10 сентября 1986 г.
В окончательной редакции
2 октября 1987 г.