



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

98-78

На правах рукописи

Бирюков Валерий Михайлович

**ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПРИМЕНЕНИЯ
КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ОПТИКИ ПУЧКОВ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
НА УСКОРИТЕЛЯХ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ.
ТЕОРИЯ И ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА
И ОПТИМИЗАЦИИ**

01.04.20 – Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

Д и с с е р т а ц и я
в виде научного доклада
на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Протвино 1998

УДК 539.1.07

Работа выполнена в Институте физики высоких энергий (г. Протвино).

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, член-корр. РАН С.С.Герштейн (ИФВЭ), доктор физико-математических наук Н.Ф.Шульга (ХФТИ), доктор физико-математических наук В.И.Сергиенко (ФИАН).

Ведущая организация – Лаборатория высоких энергий ОИЯИ (г.Дубна).

Защита диссертации состоится “_____” _____ 1999 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д034.02.01 при ИФВЭ (142284, Протвино Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ.

Диссертация разослана “_____” _____ 1998 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д034.02.01

Ю.Г.Рябов

© Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий, 1998

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Значительное расширение круга задач, стоящих перед кристалло-оптикой заряженных пучков высокой энергии, и огромная потенциальная значимость ее применения на ускорителях настоятельно требуют глубокого понимания эффектов, возникающих во взаимодействии заряженного пучка с изогнутым монокристаллом, умения рассчитать эффективность кристаллического дефлектора (в частности, как элемента системы вывода из ускорителей) и возможности расширить арсенал средств и методов формирования пучков с различными свойствами на ускорителях нового поколения.

Цель диссертационной работы состояла в изучении возможностей кристалло-оптики адронных пучков высоких энергий, развитии теории и эксперимента в области каналирования частиц в изогнутых монокристаллах, в том числе с учетом несовершенства кристаллической решетки, а также теории и эксперимента многооборотного вывода протонного пучка из ускорителей.

Научная новизна и результаты, выносимые на защиту:

1. Исследована эффективность изогнутых кристаллов в аналитической модели. Определены оптимальная кривизна кристалла и теоретический предел эффективности как функции угла отклонения пучка. Получена элементарная формула для длины деканалирования L_D , правильно описывающая результаты для кристаллов Si и успешно использованная в работах ЦЕРН по отклонению пучков кристаллами Ge. Показано, что экспериментально наблюдаемое сокращение L_D в изогнутых кристаллах следует модели пропорциональности L_D критической поперечной энергии.

2. Создана аналитическая теория для механизмов объемного захвата в изогнутых кристаллах. Полученные формулы точно определяют величину вероятности захвата w и объясняют экспериментально найденные зависимости вероятности от энергии ($w \sim E^{-3/2}$) и радиуса изгиба ($w \sim R$), а также правильно предсказали результаты эксперимента ИФВЭ по обнаружению нового (“градиентного”) механизма объемного захвата.

3. Создана компьютерная программа (САТСН), моделирующая движение заряженных частиц в изогнутых кристаллических решетках; в отличие от предшествующих (“диффузионных”) методов, САТСН включает однократные рассеяния частицы на электронах; показана существенность таких рассеяний для высоких энергий. Программа учитывает дислокации кристалла. Промоделированы все основные эксперименты последних лет по исследованию деканалирования, объемного захвата, эффективности отклонения пучка и спектров потерь энергии в изогнутых кристаллах. Промоделировано влияние дислокаций решетки на каналирование частиц высоких энергий и сформулированы требования к совершенству решетки кристаллов.

4. Экспериментально исследовано отклонение протонов с энергией 450 ГэВ кристаллом Si (110) с рекордной эффективностью, до 54% в интервале Линдхарда.

5. Создана компьютерная модель вывода частиц из ускорителей, включающая многократное прохождение частиц через кристалл и многооборотное движение в ускорителе. Показано, что эффективность вывода из ускорителя с помощью изогнутого кристалла можно значительно увеличить, благодаря многократному прохождению частицами кристалла. Разработаны (численным моделированием) процедуры для изучения многооборотного вывода, часть из которых реализована с участием автора в экспериментах ЦЕРН и ФНАЛ. Изучено влияние несовершенства кристалла (“толщина септума”) и параметров оптики ускорителя на эффективность вывода.

6. Детально промоделированы эксперименты по выводу протонов с энергиями 14–270 ГэВ из SPS (ЦЕРН) и с энергией 900 ГэВ из сверхпроводящего ускорителя Тэватрон (ФНАЛ). Сделанные предсказания полностью подтвердились экспериментами ЦЕРН и ФНАЛ, проведенными с участием автора; получена эффективность вывода 10-15% (ЦЕРН) и 30% (ФНАЛ). Показано, что в этих экспериментах можно увеличить эффективность вдвое, оптимизировав длину кристалла.

7. В моделировании найдены условия для высокоэффективного вывода протонов 70 ГэВ из ускорителя ИФВЭ; при участии автора осуществлен вывод протонов с рекордной эффективностью, до $(47 \pm 3)\%$. Показано прекрасное согласие эксперимента с предсказанием теории.

8. В компьютерной модели исследован вывод пучка кристаллами Si и Ge из ЛНС (~ 7 ТэВ) и показано, что возможно достичь эффективности вывода порядка 60%, используя кристалл кремния длиной ~ 5 см.

9. Создана аналитическая теория для эффективности многооборотного вывода частиц кристаллами. Полученная элементарная формула правильно предсказывает эффективность вывода во всем экспериментально исследованном интервале энергий 14-900 ГэВ.

10. Предложена и принята к осуществлению система коллимации пучка ионов Au на основе изогнутых кристаллов в коллайдере RHIC. Аналогичная система разрабатывается (совместно с ФНАЛ) для коллимации пучка тэвных протонов на Тэватроне, где показано значительное улучшение фоновых условий коллайдерных экспериментов благодаря применению кристаллов, по сравнению с проектируемой аморфной системой.

11. Рассмотрены возможности вывода частиц из ускорителей в области энергий сотни МэВ с помощью новейшей техники тонких эпитаксиальных кристаллических решеток, и показано, что эффективность вывода значительно возрастает при низких энергиях за счет чрезвычайно высокой кратности взаимодействия с кристаллом.

Практическая ценность. Результаты выполненных исследований широко используются в ИФВЭ, CERN, FNAL, RHIC, KEK и TERA для анализа и оптимизации экспериментов по каналированию и планирования применений изогнутых кристаллов как на действующих, так и на строящихся ускорителях в широком интервале энергий. Наиболее интересны проекты вывода/коллимации с помощью монокристалла гало пучка, циркулирующего в накопительном кольце, для одновременной работы ускорителя в модах коллайдера и фиксированной мишени, либо для резкого (на порядок), улучшения фоновых условий коллайдерных экспериментов и значительного упрощения систем коллиматоров. Помимо принятого проекта коллимации с использованием изогнутого кристалла в RHIC, в стадии разработки (совместно с ФНАЛ и BNL) находятся аналогичные проекты коллимации пучков на Тэватроне (ФНАЛ) и на высокоинтенсивном нейтронном источнике SNS в Ок Ридже. В стадии изучения (совместно с ЦЕРН и TERA) также находится проект вывода протонов и легких ионов из медицинских ускорителей, таких как проект TERA, с помощью кристаллов, что обещает значительное улучшение качества пучка, крайне важное в медицинских применениях, и удешевление машины.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на IV всесоюзной конференции по взаимодействию излучения с твердыми телами (Эльбрус, 1990 г.), IV международном совещании “Физика на УНК” (Протвино, 1990 г.), Всесоюзном совещании “Применение эффектов каналирования в физике высоких энергий” (Протвино, 1991 г.), Международной конференции по ускорителям (Сан-Франциско, 1991 г.), конференции “Computing in High Energy Physics” (Сан-Франциско, 1994 г.), европейских конференциях по ускорителям (Лондон, 1994 г.; Стокгольм, 1998 г.), Международной конференции “Физика b -кварков '94” (Франция, 1994 г.), международной конференции по ускорителям PAC'97 (Ванкувер, 1997 г.), симпозиуме “Near Beam Physics” (Фермилаб, 1997 г.), Международной конференции COSIRES'98 (Окаяма, 1998 г.), совещаниях коллабораций RD22 (ЦЕРН, 1992–1994 гг.) и E853 (ФНАЛ, 1992–1997 гг.) и семинарах в Отделе пучков ИФВЭ, НИИЯФ МГУ, ИНФН (Пиза), ЦЕРН (Женева), Хиросимском университете, KEK (Цукуба), а также опубликованы в отечественных и зарубежных журналах и в препринтах ИФВЭ, ЦЕРН, Фермилаб и SSCL [1–28], включая монографию [1], вышедшую в издательстве Springer, и обзор в УФН [2].

Структура диссертации. Работа изложена на 45 страницах, состоит из введения, пяти глав и заключения, содержит 26 рисунков, 8 таблиц и список цитируемой литературы из 28 наименований.

Содержание работы

1. Эффективность отклонения пучка изогнутым кристаллом

Поперечное движение частицы, летящей под малым углом (характерный масштаб углов будет определен ниже) к какой-либо из кристаллографических осей либо плоскостей, определяется непрерывным потенциалом кристаллической решетки. Поля атомных цепочек и плоскостей образуют потенциальные ямы, движение частиц в которых может быть устойчивым, в этом случае говорят о *каналировании* частицы.

В условиях, когда поперечная составляющая p_x импульса частицы p много меньше продольной составляющей p_z (т.е. угол $\theta = p_x/p_z$ мал), можно записать уравнение сохранения полной энергии $E = \sqrt{p_x^2 c^2 + p_z^2 c^2 + m^2 c^4} + U(x)$ частицы в потенциале $U(x)$ в виде [1]

$$\frac{p_x^2 c^2}{2E_z} + U(x) + E_z = const, \quad (1)$$

где $E_z = \sqrt{p_z^2 c^2 + m^2 c^4}$. Сумму первых двух членов в (1), зависящую от поперечных импульса и координаты, называют поперечной энергией E_x . При движении частицы в потенциале $U(x)$ со скоростью v продольная составляющая импульса сохраняется, что означает сохранение E_x :

$$E_x = \frac{pv}{2} \theta^2 + U(x) = const. \quad (2)$$

Условие захвата частицы в режим каналирования удобно проиллюстрировать фазовой диаграммой (рис. 1) в плоскости (x, θ) . На рисунке показано распределение протонов с энергией 450 ГэВ в кремнии с ориентацией (111), полученное при компьютерном моделировании (гл. 3). Овалы представляют собой фазовые траектории (2) при различных значениях E_x . Внешний овал соответствует критической поперечной энергии E_c . Фазовая область внутри этого овала занята каналированными частицами. Частицы, находящиеся вне этой области, неканалированы. Критический угол θ_c , в пределах которого возможен захват в режим каналирования, получается из (2):

$$\theta_c = \sqrt{\frac{2E_c}{pv}} = \left(\frac{4\pi N d_p Z_i Z e^2 a_{TF}}{pv} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где d_p — межплоскостное расстояние; N — объемная плотность атомов; Z — атомный номер; $Z_i e$ — заряд частицы, a_{TF} — радиус экранирования Томаса-Ферми. На влете в кристалл частицы равномерно распределены по x от $-d_p/2$ до $d_p/2$. Если их распределение по углу в пределах от $-\theta_c$ до θ_c также равномерно, что типично для гэвных пучков, то вероятность захвата частиц в режим каналирования есть отношение площади фазового эллипса $E_x = E_c$ (т.е. аксептанса плоскостного

канала) к площади всей фазовой области, занятой падающим пучком (его эмиттансу). Для гармонического межплоскостного потенциала и прямого кристалла эта вероятность составляет

$$A_s = \frac{2x_c \pi \theta_c}{d_p 4 \Phi} \quad (4)$$

при расходимости пучка 2Φ .

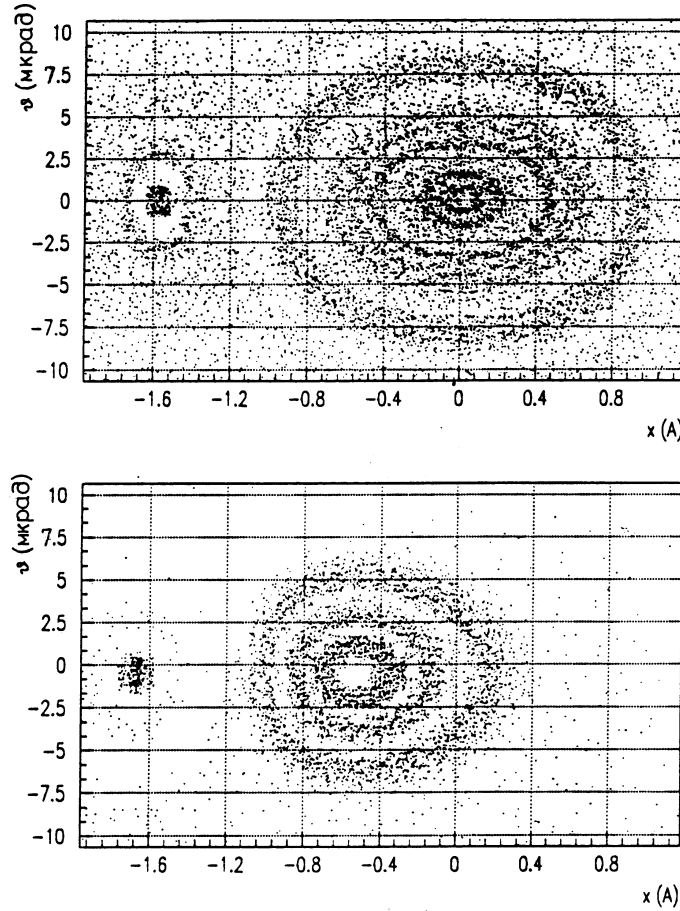


Рис. 1. Распределение протонов 450 ГэВ в кремнии (111) на плоскости (x, θ) , полученное компьютерным моделированием: (а) прямой кристалл, (б) изогнутый кристалл ($pv/R=1,5$ ГэВ/см).

Можно ожидать, что в слабо изогнутом монокристалле частицы будут следовать за направлением изогнутых плоскостей (или осей), отклоняясь в итоге от первоначального направления на угол изгиба кристалла. Возможность такого эффекта и предложение использовать его для управления пучками частиц высоких энергий были высказаны Цыгановым в 1976 г. и реализованы в эксперименте в ОИЯИ в 1979 г. Каналирование заряженных частиц в плоскостном канале с постоянным радиусом изгиба R можно описывать уравнением, включающим центробежную силу pv/R ,

$$pv \frac{d^2x}{dz^2} + U'(x) + \frac{pv}{R} = 0. \quad (5)$$

Частица движется, как если бы она находилась в эффективном межплоскостном потенциале $U_{eff}(x) = U(x) + \frac{pv}{R}x$. Фазовая область, в которой происходит каналирование частиц в изогнутом кристалле кремния ориентации (111), показана на рис. 1. С ростом кривизны pv/R глубина эффективной потенциальной ямы уменьшается, и при некотором критическом значении $pv/R_c = U'_{max}$ яма исчезает, а каналирование становится невозможным.

В гармоническом приближении для $U(x)$ глубина ямы E_c уменьшается на множитель $(1 - \frac{R_c}{R})^2$. Доля частиц, находящихся в режиме каналирования, составляет

$$A = \frac{2x_c}{d_p} \frac{\pi \theta_c}{4 \Phi} \left(1 - \frac{R_c}{R}\right)^2. \quad (6)$$

В сравнении с величиной (4) для прямого кристалла A сокращается на множитель $A_b \approx (1 - \frac{R_c}{R})^2$.

Деканалирование в прямом кристалле. Рассеяние каналированной частицы на электронах и ядрах (а также на дефектах решетки) ведет к несохранению E_x . В результате актов рассеяния частица изменяет свое состояние и может выйти из режима каналирования (процесс *деканалирования*). Чтобы дать простую аналитическую интерпретацию процесса деканалирования, можно исходить из основного кинетического уравнения и, предположив малость изменения E_x в любом единичном акте рассеяния, записать одномерное диффузионное уравнение для функции распределения частиц $f(E_x, z)$:

$$\frac{\partial f}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial E_x} \left\{ D(E_x) \frac{\partial f}{\partial E_x} \right\}, \quad (7)$$

где $D(E_x)$ — коэффициент диффузии. Для Si и Ge хорошим является приближение равномерного распределения валентных электронов в кристалле. Тогда “коэффициент трения” D_0 не зависит от E_x , а $D \simeq D_0 E_x$. В этом случае решение (Белошицкий и Кумахов; Вахо) представляет собой ряд, члены которого с $k > 1$ затухают после некоторого начального участка, и далее, в глубине кристалла доля каналированных частиц убывает экспоненциально $\sim \exp(-z/L_D)$, с *длиной деканалирования*

$$L_D = \frac{4E_c}{j_{0,1}^2 D_0}, \quad (8)$$

которая уже не зависит от начального распределения частиц; $j_{0,1}$ — первый корень функции Бесселя J_0 . Коэффициент трения определяется средним квадратом угла рассеяния на электронах и ядрах. Ограничивая $x_c \leq d_p/2 - a_{TF}$, можно рассмотреть лишь рассеяние на электронах. По Линдхарду:

$$D_0 = \frac{pv}{2} \left\langle \frac{(\delta\theta_s)^2}{\delta z} \right\rangle = \frac{pv}{2} \cdot \frac{m_e}{2p^2} \left(\frac{\delta E}{\delta z} \right)_{a.m.} \cdot \frac{n_{э.}(x)}{n_{a.m.}}. \quad (9)$$

Здесь $n_{эм.}(x)$ — плотность электронов в зависимости от координаты; $n_{ам.}$ — усредненная (аморфная) электронная плотность; m_e — масса покоя электрона. Усреднив $n_{эм.}(x)$ по области $|x| < x_c$, и используя потенциал Линдхарда, запишем L_D в окончательном виде (для релятивистского фактора $\gamma \gg 1$) [2]

$$L_D = \frac{256}{9\pi^2} \cdot \frac{pv}{\ln(2m_e c^2 \gamma / I) - 1} \cdot \frac{a_{TF} d_p}{Z_i e^2}, \quad (10)$$

где $I \simeq 16Z^{0.9}$ эВ — потенциал ионизации. Расчетные зависимости (10) для каналов Si(110) и Si(111) хорошо согласуются с экспериментальными данными ОИЯИ, ЦЕРН, ИФВЭ и ФНАЛ (рис. 1).

Отношение $L_D^{(111)}/L_D^{(110)}$ согласно (10) должно составлять порядка $d_p^{(111)}/d_p^{(110)} = 1,23$ для кремния. Экспериментальное отношение равно $1,4 \pm 0,2$. Полученная формула (10) была использована в работах ЦЕРНа для предсказания L_D в Ge (для которого не было экспериментальных данных); полученные результаты прекрасно совпали с измерениями (рис.7).

Деканализирование в изогнутом кристалле. Основное влияние на деканализирование оказывает уменьшение с изгибом фазового объема, в котором происходит каналирование. Формула (8) связывает L_D с критической поперечной энергией E_c , которая существенно зависит от кривизны канала: $L_D \sim E_c(pv/R)$ (Таратин и др.). В гл. 3 мы покажем, что независимо от диффузионной модели рассмотрение одиночных рассеяний на большие углы, $\sim \theta_c$ ведет к той же зависимости $L_D \sim E_c(pv/R)$. Поскольку для гармонического потенциала $E_c(pv/R)$ есть $E_c(0) \cdot (1 - R_c/R)^2$, то длина деканализирования в изогнутом кристалле может быть записана как

$$L_D(p, R) = s \cdot pv \cdot \left(1 - \frac{R_c}{R}\right)^2, \quad (11)$$

где $s \cdot pv$ — длина деканализирования в неизогнутом кристалле (10).

Форстер и др. измерили L_D протонов в интервале p от 60 до 200 ГэВ/с в кристалле кремния (110), изогнутом с радиусом около 80 см, при двух температурах — комнатной и 128 К. На рис. 3 экспериментальные результаты сравниваются с моделью $L_D = s \cdot pv \frac{E_c(pv/R)}{E_c(0)}$; величина s подбиралась фитированием с потенциалом Мольер [3]. Как видно из рисунка, модель прекрасно описывает зависимость L_D от pv/R . Полученные в фите величины, $s=0,54$ мм/ГэВ для комнатной температуры и $s=0,65$ мм/ГэВ для 128 К, также прекрасно согласуются с расчетом по (10),

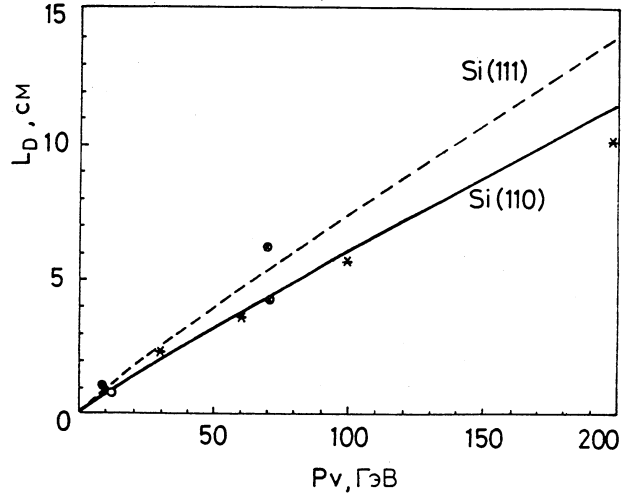


Рис. 2. Расчетные зависимости для L_D в каналах Si(110) и Si(111) совместно с экспериментальными данными: ● — ОИЯИ; ○ — ЦЕРН; ★ — ФНАЛ; ⊗ — ИФВЭ.

дающим $s=0,62$ мм/ГэВ, и экспериментальными данными для прямых кристаллов ($s=0,59$ мм/ГэВ в при комнатной температуре) в этой области энергий. Влияние температуры на L_D можно описывать той же моделью (8); это влияние, слабое в прямом кристалле, усиливается в изогнутом кристалле с ростом pv/R (малые вариации E_c с температурой *относительно* растут при уменьшении $E_c(pv/R)$). Рис. 4 показывает отношение L_D в холодном и теплом кристаллах при разных p ; экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с моделью.

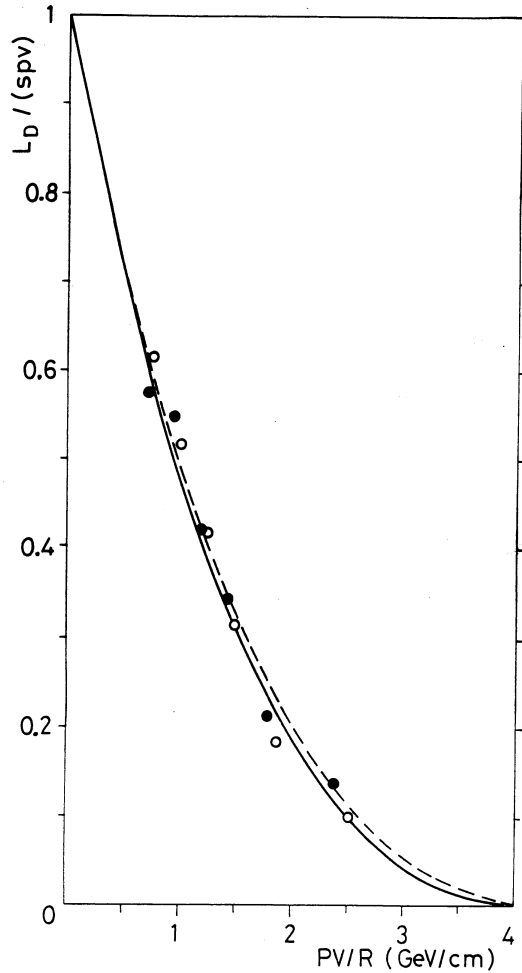


Рис. 3. Отношение длин деканалирования в изогнутом и прямом кристаллах кремния. Кривая — модель $\frac{L_D}{spv} = \frac{E_c(pv/R)}{E_c(0)}$. Точки — из эксперимента FNAL. Сплошная линия и (o) — для температуры 300 К, $s=0,54$ мм/ГэВ. Пунктир и (•) — для 128 К, $s=0,65$ мм/ГэВ.

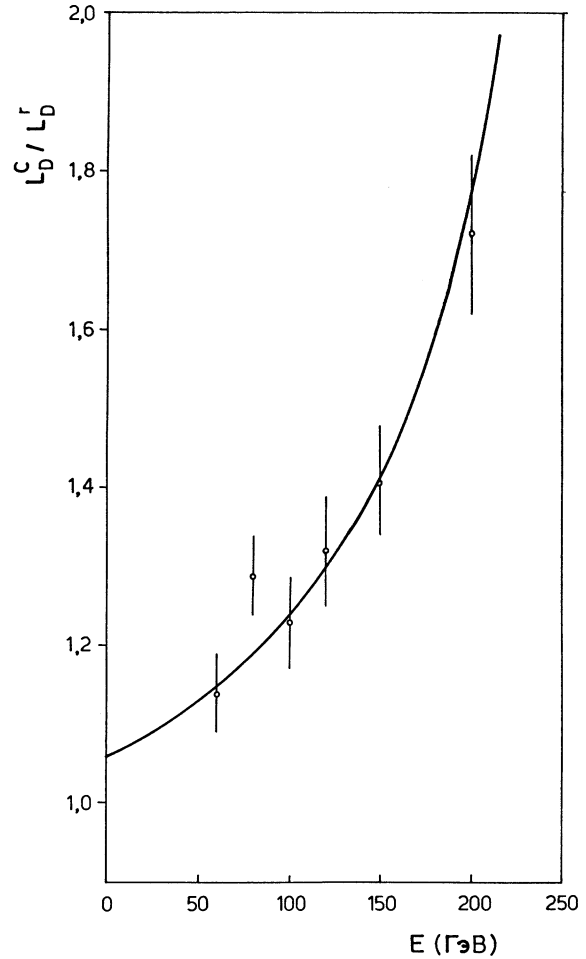


Рис. 4. Отношение длин деканалирования в охлажденном и теплом кристаллах кремния. Модельная кривая и точки из эксперимента FNAL.

Эффективность отклонения пучка кристаллом. Доля частиц, отклоненных кристаллом на угол изгиба Θ , т.е. эффективность кристалла F , зависит лишь от двух переменных, pv/R и Θ (и свойств кристалла), но не от энергии частиц. Это означает, что для любого требуемого угла поворота Θ можно выбрать оптимальную кривизну $(pv/R)_{opt}$, при которой $F(pv/R, \Theta)$ максимальна.

Проиллюстрируем это явно, в гармоническом приближении. В достаточно длинном кристалле (длина L порядка L_D) потери на деканализирование можно учесть экспоненциальным множителем $\exp(-L/L_D)$. Тогда можно оценить F (для наглядности приведена формула в гармоническом приближении):

$$F = A_s \cdot \left(1 - \frac{R_c}{R}\right)^2 \exp\left(-\frac{R}{R_c} \cdot \frac{\Theta}{\Theta_D(1 - R_c/R)^2}\right). \quad (12)$$

Мы ввели константу $\Theta_D = \frac{s \cdot pv}{R_c}$, отношение длины деканализирования в прямом кристалле $s \cdot pv$ к критическому радиусу R_c ; Θ_D зависит лишь от свойств кристалла ($\approx 0,3$ рад в Si(110)). Выражение (12) приобрело универсальный вид. Свойства кристалла отражены лишь в Θ_D и A_s . На рис. 5 приведены результаты оптимизации с потенциалом Мольер: оптимальная кривизна pv/R и соответствующий предел эффективности F/A_s как функции Θ , для дефлекторов Si(110), Ge(110) и W(110).

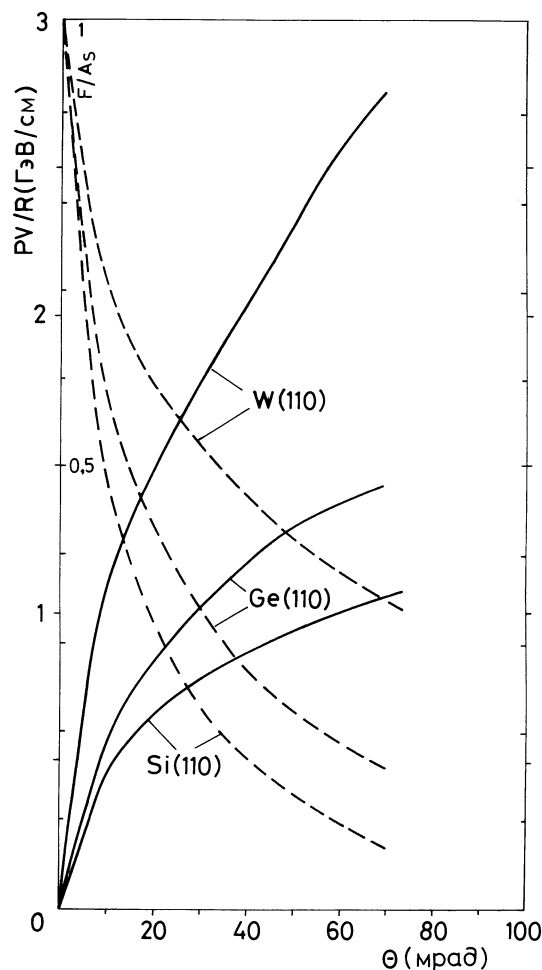


Рис. 5. Результаты оптимизации эффективности отклонения с потенциалом Мольер: оптимальная кривизна pv/R (сплошные линии) и соответствующий предел эффективности F/A_s (пунктир), как функции Θ , для дефлекторов Si(110), Ge(110) и W(110).

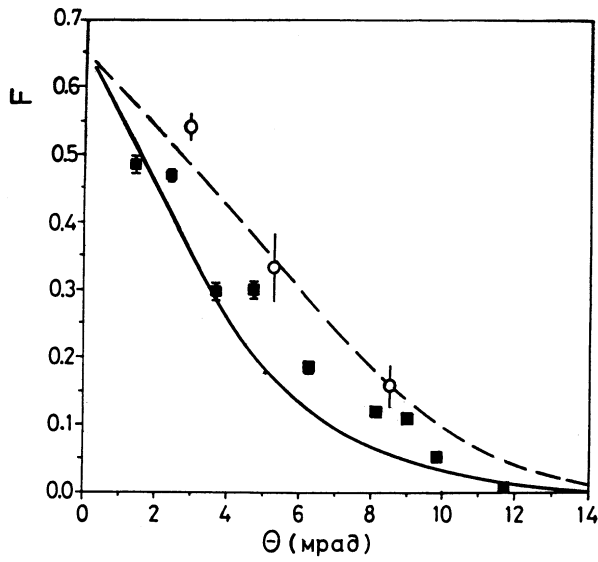


Рис. 6. Измеренные эффективности отклонения пучка протонов с энергией 450 ГэВ изогнутыми кристаллами: квадраты — для Si(111), круглые точки — для Si(110). Расчетные кривые — для равномерного изгиба кристалла (вверху) и “трехточечного” (внизу).

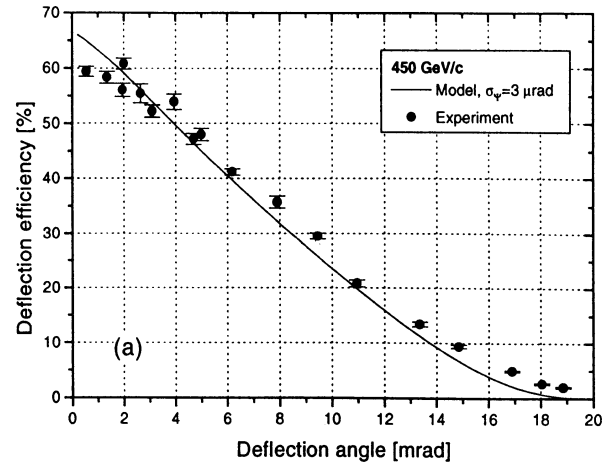


Рис. 7. Измеренные эффективности отклонения пучка протонов с энергией 450 ГэВ изогнутым кристаллом Ge(110) и расчетная кривая.

В экспериментах эффективность обычно ограничена малым отношением $\theta_c/\Phi \ll 1$. Это препятствие было обойдено в работах, выполненных в ЦЕРНе на пучке протонов с энергией 450 ГэВ с малой (± 3 мкрад) угловой расходимостью (для сравнения, $\theta_c \approx 9$ мкрад в Si(111)). Результаты измеренной эффективности отклонения протонов кристаллом кремния с ориентацией (111) и (110) (см. разд. 3.3.3), приведены на рис.6. Достигнута эффективность $\approx 50\%$ для углов отклонения ~ 2 мрад. Экспериментальные результаты находятся в прекрасном согласии с модельным расчетом (рис.6).

Новая серия экспериментов по отклонению пучков в ЦЕРНе была проведена с кристаллами Ge(110). Хотя это были фактически первые экспериментальные данные по Ge, предсказания (10, 12) прекрасно совпали с измерениями (рис.7).

2. Аналитическая теория объемного захвата в кристаллах

Для любой траектории частицы в кристалле можно рассмотреть траекторию, обращенную во времени, когда начальный пункт траектории становится конечным и наоборот. Это ведет к понятию обратимости процессов перехода: в глубине кристалла, кроме частиц, покидающих каналированные состояния (деканалирование), могут иметься частицы, входящие в режим каналирования (объемный захват).

Основываясь лишь на принципе обратимости, автором была развита аналитическая теория объемного захвата в изогнутых кристаллах [5,6,7,8].

2.1. Захват за счет рассеяния в объеме кристалла

Рассмотрим пучок с равномерным распределением по углу с плотностью $1/2\Phi$, падающий на изогнутый кристалл с кривизной $1/R$. Доля каналированных частиц уменьшается с глубиной кристалла z известным образом (гл. 1). Частицы, деканалировавшие на dz , выходят из кристалла в угловом интервале $d\theta = dz/R$, что дает нам угловое распределение за кристаллом.

Рассмотрим теперь тот же пучок, падающий на тот же кристалл в *обратном* направлении. Теперь частицы с начальными (x_i, θ_i) параметрами, равными конечным (x_f, θ_f) параметрам частиц, деканалировавших в предыдущем случае, захватываются вдоль тех же (обращенных) траекторий. Согласно нашему рассмотрению, число переходов из каналированных состояний в первом случае равно числу переходов в каналированные состояния во втором (поскольку траектории суть одни и те же).

Нормируя число переходов на число частиц, падающих на кристалл в угловом диапазоне $d\theta/2\Phi$, можно получить вероятность объемного захвата в виде

$$w_S = \frac{\pi x_c R \theta_c}{d_p L_D} \approx \frac{\pi R \theta_c}{2 L_D}. \quad (13)$$

Чтобы увидеть явную зависимость величины (13) от свойств кристалла и энергии частицы, можно использовать формулы для θ_c и L_D . Тогда (13) принимает вид

$$w_S = \frac{9\pi^{7/2}}{256} \left(\frac{Z_i}{pv} \right)^{3/2} \cdot R \cdot \frac{N^{1/2} Z^{1/2} e^3}{d_p^{1/2} a_{TF}^{1/2}} (\ln(2m_e c^2 \gamma / I) - 1). \quad (14)$$

Следует отметить, что длина L_D деканалирования из “устойчивых каналированных состояний” была измерена в большом количестве экспериментов и находится в хорошем согласии с формулой (10). Поэтому вероятность объемного захвата частиц в те же самые состояния есть столь же хорошо определенная величина.

Вероятность объемного захвата в изогнутых кристаллах исследовалась экспериментально при энергиях 1 ГэВ в ПИЯФ и 70 ГэВ в ИФВЭ. Было найдено, что w_S пропорционально R и $p^{-3/2}$, что находится в полном согласии с формулой (13).

Поскольку в экспериментах измерялись и вероятности объемного захвата w , и длины деканалирования частиц L_D в тех же самых условиях, мы можем подставить в формулу (13) величины, непосредственно измеренные в эксперименте. Табл. 1 показывает вероятности захвата в “устойчивые состояния” (которые деканалируют по экспоненциальному закону) в кристаллах Si(111), измеренные в экспериментах ПИЯФ и ИФВЭ, найденные в компьютерном моделировании методом Монте-Карло, и рассчитанные по формуле (13). Имеется полное согласие для величины вероятности объемного захвата в пределах $\simeq 10\text{--}20\%$, т.е. в пределах ошибок эксперимента и моделирования.

Таблица 1. Вероятность (%) объемного захвата в “стабильные состояния” протонов в кристалле Si(111), изогнутом с радиусом R ; эксперимент, теория и Монте-Карло.

Эксперимент	R (м)	L_D (мм)	$w_{\text{эксп}}$	$\frac{\pi x_c R \theta_c}{d_p L_D}$	Монте-Карло
ПИЯФ	0.46	1.26 ± 0.09	9.2 ± 1.4	10.0 ± 0.7	–
ИФВЭ	3.0	52 ± 2	0.23 ± 0.03	0.19 ± 0.02	0.17 ± 0.02

Согласно формуле (13), отношение $(R_2 w_1 L_{D,1} / R_1 w_2 L_{D,2})(E_1 / E_2)^{1/2}$ величин, измеренных в двух разных экспериментах при различных энергиях E_1 и E_2 , должно равняться единице. Для рассмотренных экспериментов это отношение составляет $1,3 \pm 0,4$; отметим, что сами энергии и непосредственно измеряемые величины w и L_D , входящие в это отношение, отличаются при этом на два порядка.

Следует отметить, что найденное согласие не только подтверждает нашу теорию, но означает также согласие между двумя экспериментами, где отбор каналированных частиц велся совершенно различными методами (в ПИЯФ — детектированием ионизационных потерь энергии, в ИФВЭ — отклонением частиц на большой угол). Более того, это означает взаимную согласованность между измеренными величинами w и L_D в каждом из экспериментов.

С увеличением R до величин, сравнимых с L_D / θ_c , величину (13) ограничивает другой процесс. Действительно, в этом случае продольная область размером $\sim R \theta_c$, где траектории частиц касаются (с точностью $\pm \theta_c$) кристаллографических плоскостей, становится сравнимой с длиной деканалирования L_D . Соответственно, становится важным процесс деканалирования объемно-захваченных частиц, и следует учитывать одновременно (в кинетическом подходе) оба процесса: реканалирование и деканалирование. Из теории следует, что микроскопическая фазовая плотность захваченного пучка не может превышать фазовую плотность пучка, падающего на кристалл.

Соотношение обратимости (13) имеет силу независимо от механизма переходов. При наличии в кристалле *дислокаций* величина L_D мала, и потому должна существовать высокая интенсивность переходов надбарьерных частиц в режим каналирования в соответствии с формулой (13). Это соотношение наблюдалось действительно в эксперименте ИФВЭ с кристаллом германия, содержащим дислокации, на протонном пучке с энергией 70 ГэВ.

2.2. Захват, обусловленный градиентом кривизны в объеме кристалла

Хорошо известны два механизма деканалирования в объеме изогнутого кристалла: из-за рассеяния и из-за увеличения кривизны. Рассмотренный выше подход (обращение траекторий) приводит к выводу о необходимости существования соответственно двух механизмов объемного захвата. Наряду с хорошо известным механизмом рассеяния (см. выше) должен существовать механизм, связанный с переменной кривизной в объеме кристалла.

Рассмотрим пучок, падающий на кристалл с кривизной, нарастающей по ходу пучка. Количество каналированных частиц уменьшается с z известным образом из-за центробежного деканализирования; это дает нам угловое распределение частиц за кристаллом. Рассматривая далее обращенные траектории, в подходе, использованном выше, получаем вероятность объемного захвата частиц, падающих на кристалл с кривизной, уменьшающейся по ходу пучка:

$$w_B = \frac{x_c}{d_p} \lambda \left(1 - \frac{R_c}{R}\right) \frac{R'}{R} \approx \frac{\lambda R'}{2R}, \quad (15)$$

где λ — период колебаний каналированных частиц $aR' = dR/dz$; справа показан приближенный результат для $R \gg R_c$. Эта формула была предсказана автором до обнаружения данного механизма захвата. Проведенный затем эксперимент ИФВЭ подтвердил существование эффекта, а измеренная величина w_B с точностью до двойки совпала с предсказанной по формуле (15). Зависимость w_B от R в эксперименте совпала с предсказанной. Из теории данного механизма захвата также следует, что микроскопическая фазовая плотность захваченного пучка не может превышать фазовую плотность пучка, падающего на кристалл.

3. Компьютерное моделирование каналирования в изогнутых кристаллах

Поскольку каналирование частиц в кристаллах становится рабочим инструментом на ускорителях, есть необходимость в соответствующем “инструменте” теории, способном описывать все множество экспериментальных данных по каналированию частиц высоких энергий, а также моделировать процессы, важные для будущих применений. Так как эти процессы чувствительны к ориентации, необходимо транспортировать частицу в кристаллической решетке, вычисляя вероятность любого процесса как функцию координат.

Исторически одно из независимых открытий каналирования в начале 60-х было сделано в компьютерном моделировании движения ионов низких энергий (\leq МэВ) в кристаллах. Из-за очень малых пробегов ионов и тонких кристаллов было возможно изучать бинарные столкновения падающего иона с атомами кристалла. При гэвных энергиях используются кристаллы длиной в несколько сантиметров, поэтому моделирование бинарных столкновений практически невозможно. Вместо этого можно использовать введенный Линдхардом непрерывный потенциал и рассматривать столкновения частицы с атомными цепочками и плоскостями, если частица движется под достаточно малыми углами к ним. Помимо движения в потенциале нужно учитывать рассеяние. В этом подходе каналирование в изогнутых кристаллах моделировали Таратин и др., используя диффузионное приближение для рассеяния.

Компьютерное моделирование, в принципе, позволяет не прибегать к упрощениям, связанным с усреднением и предположением о малости актов рассеяния.

Энергия, переданная в близком столкновении с электроном, сильно флуктуирует, и может быть достаточной для рассеяния частицы в одном акте на угол сравнимый с θ_c . Ниже мы увидим, что однократные электронные рассеяния существенны при каналировании именно в области высоких (ГэВ–ТэВ) энергий.

В настоящей главе описана монте-карловская программа автора САТСН, моделирующая эффекты каналирования в изогнутых кристаллах с учетом процессов рассеяния (однократных и многократных) на электронах и ядрах [4,9,10,11,13,14,20,21]. Обсуждаются недостатки традиционных методов (диффузионное приближение) в области энергий выше 1 ГэВ. Представлены результаты моделирования с помощью САТСН наиболее важных экспериментов последних лет. Проведено детальное сравнение экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями, полученными из “первых принципов”.

3.1. Метод моделирования

3.1.1. Непрерывный потенциал

Для потенциала атомной плоскости мы используем приближение Мольтера, учитывающее тепловые колебания атомов решетки. Каналы кристалла могут быть изогнуты из-за деформации кристалла, либо из-за наличия дефектов решетки. Изгиб кристалла, не влияя на сам потенциал атомных плоскостей, приводит к появлению центробежной силы в неинерциальной системе координат, связанной с атомными плоскостями. Для решения уравнения движения в потенциале деформированного кристалла как первое приближение к переносу частицы мы используем скоростную форму алгоритма Верле:

$$x_{i+1} - x_i = (\theta_i + 0.5f_i\delta z)\delta z, \quad (16)$$

$$\theta_{i+1} - \theta_i = 0.5(f_{i+1} + f_i)\delta z, \quad (17)$$

где $\theta = dx/dz$, f — “сила”, и δz — шаг. Для захваченной частицы уравнения (16)–(17) описывают колебания в канале. Рис. 1 показывает смоделированные фазовые траектории протонов энергии 450 ГэВ на плоскости (x, θ) в Si(111): для прямого кристалла (вверху) и кристалла изогнутого с $pv/R=1,5$ ГэВ/см (внизу).

3.1.2. Рассеяние

Рассеяние на электронах. Деканалирование обусловлено в основном рассеянием на электронах, так как каналированные частицы движутся вдали от ядер кристалла. Удобно связать угловое рассеяние с энергией потерянной частицы в электронных столкновениях. Средняя потеря энергии может быть записана как функция x (мы опустили поправку Esbensen-Golovchenko, несущественную для рассеяния):

$$-\frac{dE}{dz} = \frac{D}{2\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \delta + \rho_e(x) \left(\ln \frac{T_{max}}{I} - \beta^2 \right) \right), \quad (18)$$

где $D = 4\pi N r_e^2 m_e c^2 Z_i^2 \frac{Z}{A} \rho$; ρ — плотность вещества; $\rho_e(x)$ — локальная плотность электронов. T_{max} — максимальная передача энергии электрону:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \approx 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2. \quad (19)$$

Последний член в скобках (18), зависящий от локальной плотности электронов $\rho_e(x) = n_e(x)/n_{am.}$, обусловлен близкими столкновениями. Распределение передачи энергии T в столкновении есть

$$\frac{d^2 N}{dT dz} = \frac{D \rho_e(x)}{2\beta^2} \frac{1}{T^2}. \quad (20)$$

Полная вероятность рассеяния с $I \leq T \leq T_{max}$ на единицу длины может быть получена интегрированием (20) по T . Следует отметить, что отклонения реального распределения от (20) при $T \approx I$ и $T \approx T_{max}$ несущественны, из-за природы деканализирования обсуждаемой ниже. Передача импульса в столкновении равна $q = \sqrt{2m_e T + (T/c)^2}$. Поперечная составляющая q вызывает рассеяние на угол

$$\theta_s = \frac{\sqrt{2m_e T (1 - T/T_{max})}}{p}. \quad (21)$$

Его проекции используются для изменения углов θ_x и θ_y частицы. В моделировании мы не делаем разницы между событиями с малыми и большими T , рассматривая их как малые или большие толчки. Частые малые толчки ведут к рассеянию диффузионного типа, со средним квадратом угла

$$\theta_{rms}^2 = \frac{2m_e}{p^2} \langle \sum_i T_i (1 - T_i/T_{max}) \rangle. \quad (22)$$

Редкие жесткие толчки могут сразу выбить частицу из режима каналирования. Распределение (20) непрерывно, и не существует резкого различия между “мягкими” и “жесткими” рассеяниями как в природе, так и в рассматриваемом алгоритме. Следует отметить что проблема “катастрофического” деканализирования из-за однократного рассеяния тяжелой частицы на электроне возникает только в области высоких (примерно гэвных) энергий. В мэвной области максимальный переданный импульс в столкновении недостаточен для выбивания частицы из режима каналирования в одном акте.

Рассеяние на ядрах. Рассеяние на ядрах мы делим на две части. Мягкие многократные столкновения берутся в учет непрерывно на каждом шаге; случайный угол отклонения вычисляется в приближении Китагава-Оцуки:

$$\langle \theta_{nucl.sc}^2 \rangle = \langle \theta_{sc}^2 \rangle_{am.} \cdot \rho_n(x). \quad (23)$$

Средний квадрат угла рассеяния пропорционален локальной плотности ядер $\rho_n(x)$ (нормированной на среднюю плотность ядер); $\langle \theta_{sc}^2 \rangle_{am.}$ — средний квадрат угла рассеяния в аморфном веществе.

Жесткие ядерные столкновения рассматриваются как события. Их вероятность, пропорциональная $\rho_n(x)$, проверяется на каждом шаге. Если столкновение происходит, может быть вызван соответствующий модуль программы, генерирующий жесткое событие. Для их моделирования может использоваться любая специализированная программа, например LUND; CATCH служит здесь оболочкой для обеспечения правильной ориентационной зависимости этих процессов в кристаллах. Эта схема может использоваться для описания любых интересных процессов, включающих близкие столкновения; необходимо соответственно определить во входных данных длину столкновения. Вторичные частицы (образованные во взаимодействиях частицы в кристалле) могут, в принципе, также транспортироваться CATCH в кристаллической решетке.

3.2. О применимости диффузионного подхода

Покажем недостатки диффузионного подхода в области высоких ($> \text{ГэВ}$) энергий. Диффузионное приближение для электронного рассеяния применяется повсеместно, даже в компьютерном моделировании. В нем предполагается, что рассеяние на электронах — диффузионное, т.е. $\theta_s \ll \theta_c$ в любом столкновении. Угол частицы изменяется частыми малыми шагами, с углом рассеяния θ_{rms} из (22). Стоит отметить, что θ_{rms} зависит от полной переданной энергии, а не от деталей распределения (20).

При мэвных энергиях (где было выполнено большинство экспериментов) это приближение для ионов работает, так как даже максимальный угол рассеяния в столкновении $\theta_s^{max} = \sqrt{m_e T_{max}}/p \approx 1,4 m_e/M$ (M — масса частицы) $\ll \theta_c$. Например, для протонов $\theta_s^{max} \approx 0,77$ мрад, а $\theta_c > 1$ мрад в кремнии для энергий до 10 МэВ. При энергиях около сотни ГэВ (где применяются изогнутые кристаллы), θ_c крайне мало, ~ 10 мкрад. Поэтому редкие катастрофические столкновения $\theta_s > \theta_c$ могут происходить. В целом, вес жестких столкновений с θ_s порядка θ_c резко возрастает.

Проблема для диффузионного подхода в том, что интегрирование до T_{max} в диффузионном коэффициенте типа (22) более неоправдано. Энергия, переданная с катастрофическими столкновениями ($\theta_s > \theta_c$), не важна для деканализирования (важна лишь их вероятность), и не должна включаться в диффузионный коэффициент. Хотя θ_{rms}^2 зависит от T_{max} как $\ln(T_{max}/I)$, мы увидим, что удаление передач энергии от жестких актов из (22) может заметно уменьшать диффузионный коэффициент.

Тем не менее, часто используют для T_{max} максимально возможное значение — (19). Иногда используют обрезание, определяя (“вручную”) T_{max} как передачу энергии T_c , соответствующую рассеянию на θ_c (или меньше), так как при больших T диффузионный подход определенно неверен. Слабые места обоих подходов можно объяснить на примере. Для 100 ГэВ протона $T_{max}=10$ ГэВ. Однако T_c , соответствующее рассеянию (проекция на плоскость) на θ_c , есть лишь

$$T_c \approx \frac{p^2 \theta_c^2}{m_e} = \frac{2M\gamma}{m_e} E_c. \quad (24)$$

В кремнии $T_c = 4$ МэВ для 100 ГэВ протона. Мы находим, что из энергии, переданной в одиночных столкновениях, примерно половина передается с $\theta_s > \theta_c$. Свобода в выборе T_{max} снижает достоинства диффузионной теории. Другая трудность — потеря вклада редких жестких актов. Это может быть существенно, например, для редких процессов объемного захвата в изогнутых кристаллах. Близкие столкновения также формируют спектры потерь энергии dE/dz частиц, которые имеют интересные особенности в ориентированных кристаллах (см. далее). Эти особенности широко используются в экспериментах для отбора каналированных частиц по dE/dz в ППД-детекторах, встроенных в кристалл. Жесткие акты формируют хвост спектра и одновременно меняют состояние каналированной частицы; в диффузионном подходе эта связь теряется. Наконец, флуктуации потерь энергии могут быть важны для динамики частиц в ускорителе (в задаче *вывода* частиц кристаллом), так как устойчивость движения частиц в кольце чувствительна к величине потерь.

Тем не менее, диффузионный подход часто дает хорошее описание деканалирования в изогнутых кристаллах. Это станет понятным, если взглянуть на влияние жестких актов на деканалирование. Из (20) и (24) характерная длина, на которой такое деканалирование происходит, есть

$$L_{single} = \frac{2\beta^2 T_c}{D \langle \rho_e(x) \rangle} = \frac{4pv E_c}{D m_e c^2 \langle \rho_e(x) \rangle}. \quad (25)$$

Оно имеет ту же функциональную зависимость (кроме логарифмического фактора) от свойств кристалла и частицы, как и длина деканалирования в диффузионной модели (8), (10). Схожесть сохраняется в изогнутом кристалле: $L_D, L_{single} \sim E_c(pv/R)$. Поэтому в обычных случаях диффузионный подход хорошо фитирует экспериментальные данные, как, например, оценка (10). Отношение оценок (25) и (10) примерно равно L_e (кулоновский логарифм, $\simeq \ln(T_{max}/I)$), т.е. около $1/L_e$ частиц деканалируют в единичных актах (с $T_c < T < T_{max}$). Преобразуя (25) так же, как ранее диффузионную оценку (8), получаем

$$L_{single} = \frac{4a_{TF} d_p p v}{Z_i e^2}. \quad (26)$$

3.3. Моделирование экспериментов

В последние годы в ряде интересных экспериментов по каналированию при энергиях около сотни ГэВ были получены важные данные по деканалированию и объемному захвату в изогнутых кристаллах, точные измерения эффективности отклонения и вывода пучка из ускорителя, спектры потерь энергии в ориентированных кристаллах. Ниже сравниваются предсказания САТСН с экспериментальными данными.

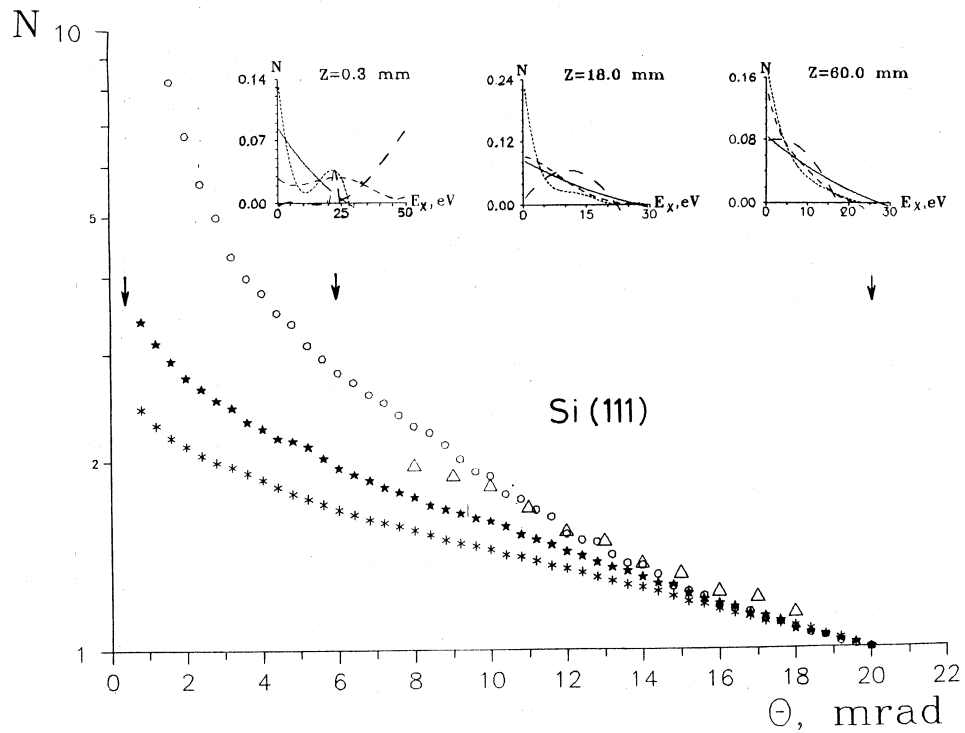
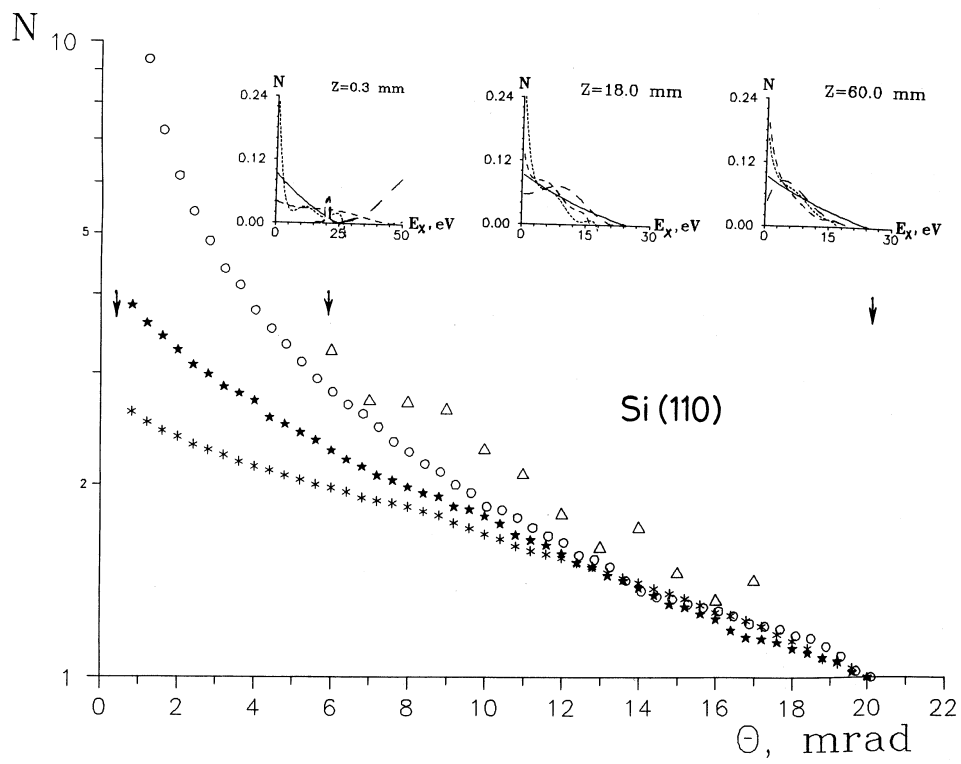


Рис. 8. Зависимость количества отклоненных каналированных частиц от угла θ , для Si(110) (вверху) и Si(111) (внизу). Вставка — распределение по E_x для разных глубин в кристалле.

3.3.1. Деканализирование

Эксперименты ИФВЭ. Рассмотрим эволюцию функции распределения каналированных частиц с глубиной в кристалле, следуя условиям эксперимента ИФВЭ. В эксперименте наблюдались объемный захват протонов 70 ГэВ и их последующее деканализирование в изогнутых кристаллах кремния (110) и (111). САТСН транспортировала почти полмиллиона протонов 70-ГэВ через изогнутые ($R=3$ м) кристаллы Si (110) и (111) малыми, по 0,1 мкм, шагами.

Испытывались разные стартовые распределения протонов. При параллельном пучке захваченные на торце частицы имели в основном малые E_x . Для расходящегося пучка (30 мкрад сигма) распределение на торце было почти плоским. Наконец, при объемном захвате захваченные протоны имели большие E_x порядка E_c . Эти распределения и их эволюция в 60-мм кристалле показаны на рис. 8. Рисунок показывает зависимости числа каналированных частиц от угла θ (и координаты $z = R\theta$) для разных случаев моделирования и для эксперимента (объемный захват). Кривые деканализирования близки к экспоненциальным в глубине кристалла. В согласии с предыдущим анализом кривые одинаковы в глубине кристалла, независимо от случая. Рис. 8 дает объяснение этому. Именно распределение по E_x , вначале очень разное, сходится в глубине к общей форме. Были получены следующие длины L_D :

$$L_{D,эксн.}^{(110)} = (37 \pm 5) \text{ мм}, L_{D,эксн.}^{(111)} = (52 \pm 2) \text{ мм};$$

$$L_{D,мод.}^{(110)} = (39 \pm 3) \text{ мм}, L_{D,мод.}^{(111)} = (40 \pm 4) \text{ мм}.$$

Эксперименты ФНАЛ. В эксперименте Форстера и др. по измерению L_D протонов (гл.1) ППД-детекторами отбирались частицы с малыми потерями dE/dz на входном участке кристалла; угловое распределение этих частиц за кристаллом было близко к экспоненциальному. Измеренная зависимость $L_D(p)$ показана на рис. 3.3.1.

Наше моделирование этого эксперимента точно повторяло ту же процедуру. Протоны отбирались из расходящегося пучка по низким потерям ΔE во входной прямой части кристалла, и их угловое распределение за кристаллом фитировалось экспонентой. Метод отбора может влиять на результаты, поэтому важно учесть его в моделировании. Такой учет, сделанный здесь впервые, имел целью проверить широко используемый критерий отбора частиц. Результаты для L_D представлены на рис. 3.3.1. Моделирование согласуется с измерениями с точностью $\approx 10\%$; правильно воспроизведена и зависимость от температуры кристалла.

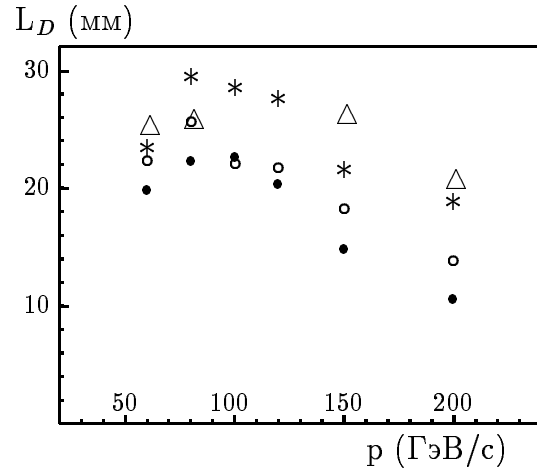


Рис. 9. L_D из эксперимента Форстера и др. (● и *) и моделирования (○ и △); 293 К (● и ○) и 128 К (* и △).

3.3.2. Объемный захват

Объемный захват детально изучался в эксперименте ИФВЭ, рассмотренном выше. Интересно сравнить вероятности объемного захвата в “стабильные состояния”, распадающиеся по экспоненциальному закону. Эти вероятности, полученные в эксперименте, моделировании и теории представлены в табл.2. Количественные предсказания для вероятности объемного захвата находятся в прекрасном согласии с экспериментом.

Таблица 2. Вероятность (%) объемного захвата в “стабильные состояния” 70-ГэВ протонов в Si кристалле, изогнутом с $R=3$ м; эксперимент, моделирование и теория (гл.2).

Кристалл	Теория	Моделирование	Эксперимент
111	0.19	0.17 ± 0.02	0.23
110	0.21	0.23 ± 0.02	–

3.3.3. Эксперимент по отклонению протонов с энергией 450 ГэВ

Один из первых экспериментов по высокоэффективному отклонению частиц был выполнен с участием автора на пучке протонов с энергией 450 ГэВ в рамках коллаборации RD22 в ЦЕРНе. Исследованный кристалл кремния (110) являлся копией кристалла, использованного затем для вывода пучка из SPS (гл. 5). Эффективность отклонения была исследована для различных углов (от 3,0 до 8,5 мрад) изгиба кристалла. Были достигнуты рекордно высокие значения эффективности отклонения протонов, до 54% в интервале $\pm\theta_c$. В ходе эксперимента было выполнено также детальное компьютерное моделирование. В табл.3 и на рис. 6 измерения сравниваются с теоретическими предсказаниями.

Таблица 3. Эффективность отклонения протонов 450 ГэВ/с кристаллом Si(110), в эксперименте и моделировании; сверху — для всего пучка, внизу — для частиц падающих в интервале углов $\pm\theta_c$. Показаны лишь статистические ошибки.

Отклонение на угол (мрад)		3.0	5.7	8.5
Эффективность (%)	Эксперимент	20 ± 2	10 ± 1	7.7 ± 0.3
	Моделирование ($\sigma=15$ мкрад)	20.9 ± 0.8	15.2 ± 0.5	8.8 ± 0.5
Эффективность (%) в интервале $\pm\theta_c$	Эксперимент	54 ± 2	33 ± 5	16 ± 3
	Моделирование	56 ± 4	39 ± 2	26 ± 2

В эксперименте также исследовались искажения реального кристалла и свойства кристаллической структуры (эффективность каналирования, ориентация) на самом

краю кристалла. Было найдено, что даже участки кристалла, разориентированные по отношению к центру, каналировали с той же эффективностью, что и центр, хотя и при другой ориентации гониометра. Эффективность сохраняется вблизи края кристалла с точностью 65 мкм (разрешение камеры), что важно при работе кристалла в режиме вывода пучка из ускорителя (гл. 5).

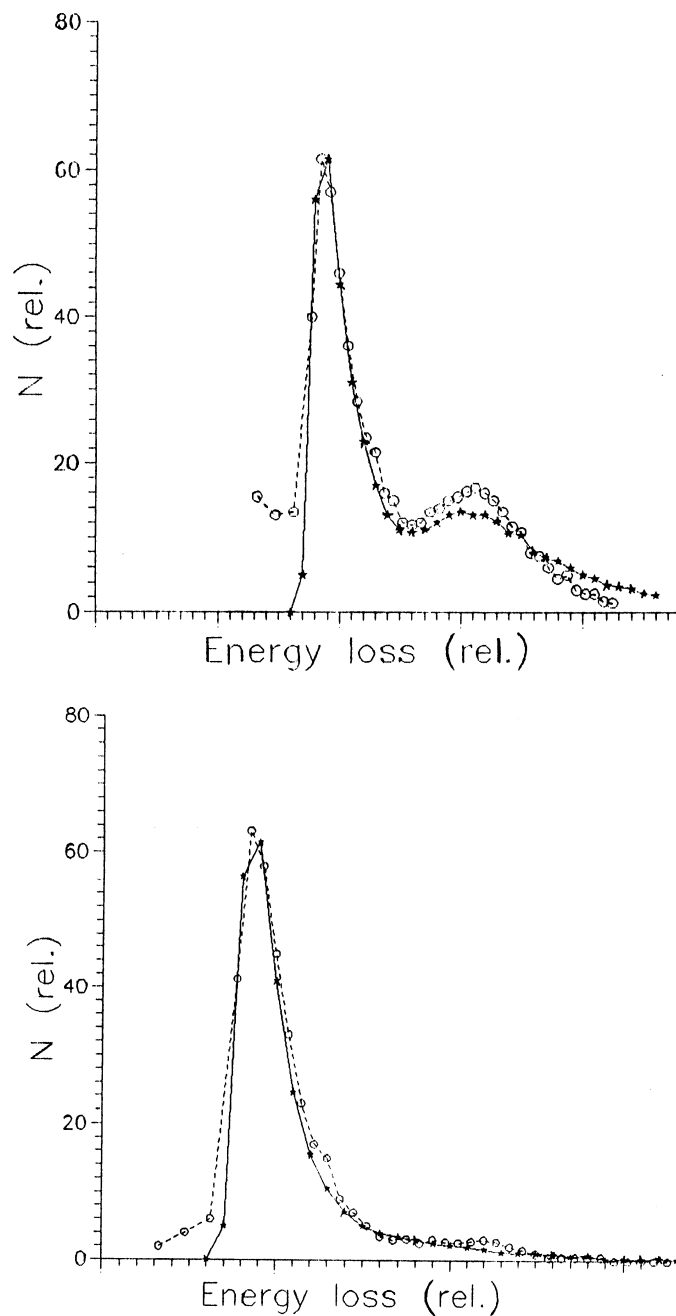


Рис. 10. Спектр ΔE в ориентированном кристалле Si(111) для всех протонов (вверху) и для протонов, отклоненных на 2,4 мрад (внизу). Пунктир — эксперимент Уггерхоя и др. Сплошная линия — моделирование.

3.3.4. Спектры потерь энергии частицами в ориентированных кристаллах

Измеряя спектр потерь энергии в ориентированном кристалле, можно относительно просто различать разные типы движения частиц. Наиболее интересен недавний эксперимент группы Орхус-ЦЕРН по измерению ΔE частиц, отклоненных изогнутым кристаллом. Отбор отклоненных частиц означает фактически отбор малых E_x . Диапазон углов изгиба кристалла, 1–11 мрад, позволил изучать частицы с E_x от соответственно <12 эВ до $<1-2$ эВ. Так как расходимость пучка была ± 3 мкрад $\ll \theta_c$, доля каналированного пучка была высока — 65%, а эффективность отклонения была до $\sim 50\%$.

Для сравнения измеренных спектров с теорией необходимо моделирование распределения частиц в изогнутом кристалле и их эволюции с глубиной. В проведенном моделировании этого эксперимента мы подразумевали классический 3-точечный изгиб кристалла. Электронная плотность вычислялась из функции Мольера. Результаты оказываются в прекрасном согласии с измерениями (рис. 10). Рис. 10а показывает спектр в прямом переднем участке кристалла для всех частиц. После отбора частиц отклоненных на 2,4 мрад, спектр принял форму рис. 10б. Хорошее согласие найдено также для поведения спектров с изменением кривизны кристалла в широком диапазоне (в частности, уменьшение ширины спектра вдвое для наиболее глубоко каналированных частиц), и для спектра частиц, каналированных в узких плоскостях (111).

В моделировании на угол 2,4 мрад было отклонено 51,9% частиц, 32% неотклонены ($\theta < 0,1$ мрад); остальные 16% имели промежуточные углы вылета. Экспериментальные значения были 50; 35; и 15% в этом случае. Вклад узких плоскостей составил 3,2% отклоненных частиц в моделировании и порядка 5% в эксперименте.

4. Моделирование каналирования в дислокационных кристаллах

В реальном кристалле различные дефекты возмущают совершенство решетки. Из всех различных дефектов, присутствующих в кристалле, дислокации представляют собой наибольший интерес, поскольку вклад других дефектов в деканалирование уменьшается с энергией или остается постоянным. При существующих энергиях (сотни ГэВ) и высоком совершенстве кремниевых кристаллов дефекты не влияют на эффективность отклонения пучка. Имеется хорошее согласие между теорией для совершенных кристаллов и экспериментами с реальными кремниевыми кристаллами при энергиях до 900 ГэВ. Поэтому достаточно ограничиться рассмотрением дислокаций.

Движение частицы в возмущенной решетке следует рассматривать с учетом изменившегося расположения атомов. Эквивалентный подход заключается в переходе в систему отсчета, связанную с атомами решетки. В этой системе вместо смещений появляется центробежная сила. Такой подход широко используется при описании

движения частиц в искривленных кристаллах. Уравнение движения частицы в этой системе отсчета принимает вид

$$pv \frac{d^2x}{dz^2} + U'(x) + pv \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{pv}{R(z)} = 0. \quad (27)$$

Локальная кривизна $\partial^2 u / \partial z^2$ в плоскости каналирования зависит от взаимной ориентации дислокации ξ , вектора Бюргерса \mathbf{b} и импульса частицы \mathbf{p} , а также от расстояния до дефекта r . Глобальная кривизна кристалла (если есть) представлена членом с $1/R(z)$.

Программа САТСН была модифицирована с тем, чтобы включить возмущение решетки в присутствии дислокаций в уравнения движения частицы в кристалле (версия САТСН 2.0)[10]. Деканалирование на дислокациях было ранее исследовано лишь в мэвной области энергий, поэтому стоит остановиться на том, какие изменения в теории могут возникнуть в тэвной области. И размер искажения решетки σ_D (значимый для каналированной частицы), и период колебаний частицы в канале λ имеют одинаковую зависимость от энергии. Поэтому в характере движения частицы в возмущенной решетке не происходит больших изменений с ростом энергии на шесть порядков. С другой стороны, некогерентное рассеяние на ядрах и электронах кристалла сильно подавлено. Например, угол рассеяния на длине λ в аморфном кремнии на порядок больше чем θ_c при энергии 1 МэВ, но такой же угол становится на два порядка меньше чем θ_c при энергии 1 ТэВ. Область высоких энергий (ГэВ и ТэВ) подразумевает расходящиеся ($\gg \theta_c$) пучки и длинные изогнутые кристаллы (множественные столкновения с дислокациями); мэвная область, изученная ранее в классических работах Керэ, Кудо и др., подразумевала параллельный пучок ($\ll \theta_c$) и однократное столкновение с дислокацией в прямом кристалле.

Вначале мы рассмотрим деканалирование при взаимодействии с изолированной единичной линейной дислокацией. В моделировании протонный пучок с расходимостью больше θ_c падал на кристалл Si(110). На некоторой глубине в кристалле частица встречала дислокацию. С тем, чтобы четко различать каналированные и случайные частицы в кристалле, а также обеспечить распределение частиц, типичное для высоких энергий, мы брали кристалл, изогнутый с некоторой небольшой кривизной $pv/R = 0,1$ ГэВ/см. Вероятность деканалирования, полученная в моделировании, показана на рис. 11 как функция минимального расстояния частица–дислокация для краевой и винтовой дислокаций с $b = 3.84$ Å при энергиях 450 ГэВ и 7 ТэВ.

Вероятности на рис. 11 усреднены по углам падения протона по отношению к вектору \mathbf{b} и дислокации. Интегрирование зависимостей, показанных на рис. 11, дает сечения деканалирования σ_D : 20 и 7 мкм для краевой и винтовой дислокаций соответственно при 450 ГэВ, и 77 мкм (краевая) и 27 мкм (винтовая) при 7 ТэВ. Отношение $\sigma_D(7 \text{ ТэВ})/\sigma_D(450 \text{ ГэВ})$ равно 3,85 в согласии с ожидаемым по закону $(pv)^{1/2}$, т.е. $(7 \text{ ТэВ}/450 \text{ ГэВ})^{1/2} = 3,94$.

Далее мы исследовали множественные взаимодействия каналированной частицы с дислокациями в длинном изогнутом кристалле. Тот же пучок падал на Si (110) —

кристалл длиной 3 см. Изгиб кристалла был равномерный с кривизной pv/R , варьируемой в разных опытах от 0,2 до 3,0 ГэВ/см. Дислокации были распределены случайно по объему кристалла с плотностью n_D , с равномерным распределением по координатам и углам ориентации. Было равное количество дислокаций краевого и винтового типов. Для простоты анализа принималось $b=3.84 \text{ \AA}$ независимо от ориентации дислокации.

Были исследованы две энергии — 450 ГэВ и 7 ТэВ, и плотность дислокаций варьировалась от 0,1 до 500 см⁻². Обычное рассеяние на электронах и ядрах также принималось в расчет. Длина деканалирования, полученная в моделировании фитированием углового распределение частиц за кристаллом, показана на рис. 12. Для почти совершенного кристалла ($n_D=0,1-1 \text{ см}^{-2}$) распределение деканалирования вдоль кристалла на длине L было не экспоненциально (так как $L \ll L_D$; см. гл. 3), и потому L_D представляет собой лишь локальную оценку, определяемую быстрым деканалированием частиц с наибольшими амплитудами каналирования (порядка и выше x_c).

Для высоких n_D деканалирование в 3-сантиметровом кристалле было экспоненциально, и длина L_D была хорошо определена. Влияние дислокаций начинает сказываться при $n_D \geq 30 \text{ см}^{-2}$ для 450 ГэВ, и при $n_D \geq 3 \text{ см}^{-2}$ для 7 ТэВ. Для более высоких n_D деканалирование на дефектах доминирует, и L_D хорошо описывается формулой $L_D = 1/n_D \sigma_{eff}$. Эффективное сечение деканалирования σ_{eff} , полученное из фита результатов моделирования, равно 19 мкм при 450 ГэВ и 72 мкм при 7 ТэВ. Так как оно включает все возможные вклады от кратных взаимодействий с дислокациями в объеме кристалла, σ_{eff} несколько выше, чем средняя (для винтовых и краевых дислокаций) величина σ_D (52 мкм для 7 ТэВ) для однократных столкновений, полученная из рис. 11.

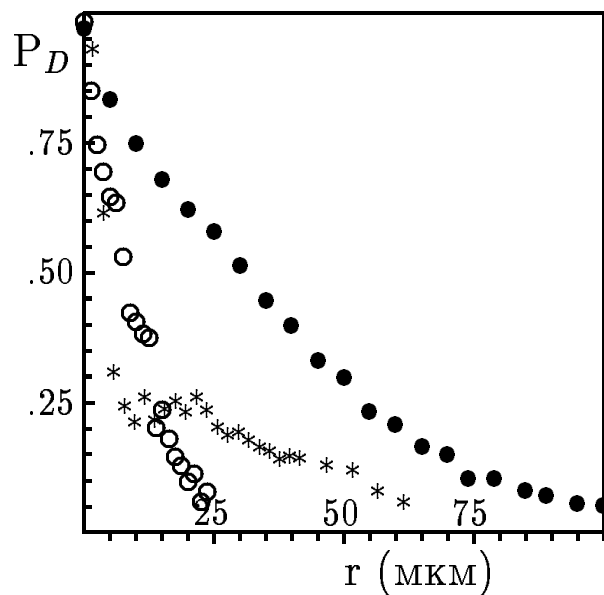


Рис. 11. Вероятность деканалирования на единичной дислокации, полученная в моделировании как функция минимального расстояния частица-дислокация для краевой (●) и винтовой (*) дислокаций с $b = 3.84 \text{ \AA}$ при энергии 7 ТэВ, и для краевой при энергии 450 ГэВ (○).

Результаты на рис. 12 даны для $pv/R = 1$ ГэВ/см. Моделирование для $n_D = 100 \text{ см}^{-2}$ при 7 ТэВ, повторенное с различными $pv/R = 0,2; 0,5; 1; 2; 3$ ГэВ/см, выявило лишь слабое влияние глобальной кривизны на L_D (которая составила 1.69; 1.70; 1.50; 1.24; 1.14 см соответственно); конечно, число первоначально захватываемых частиц было очень разным в каждом случае. Зависимость эффективного сечения деканалирования σ_{eff} от pv/R показана на рис. 13 для протонов с энергией 7 ТэВ, каналированных в длинных кристаллах Si (110). Качественное объяснение слабой зависимости (найденной и для однократных столкновений) может быть следующим. Локальная кривизна есть сумма $1/R$ и вклада дислокации $\partial^2 u / \partial z^2$; этот вклад меняет знак вблизи дислокации. Поэтому $1/R$ может либо усиливать, либо сокращать вклад $\partial^2 u / \partial z^2$, давая малый эффект в среднем.

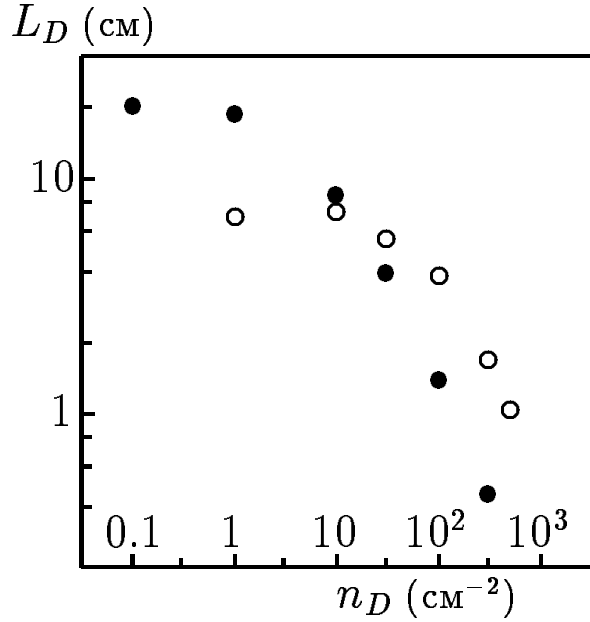


Рис. 12. Длина деканалирования в 3-см кристалле Si(110) с изгибом $pv/R=1$ ГэВ/см как функция плотности дислокаций. Для 450 ГэВ (o) и 7 ТэВ (•).

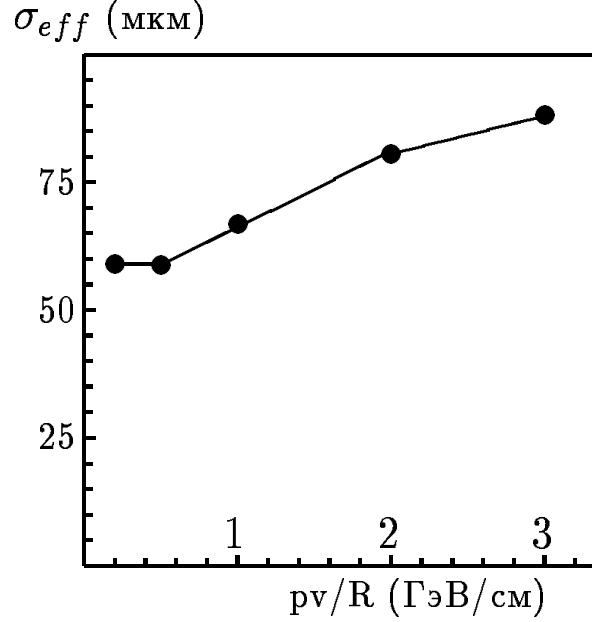


Рис. 13. Зависимость эффективного сечения деканалирования σ_{eff} от pv/R для протонов с энергией 7 ТэВ, каналированных в длинных кристаллах Si (110).

Наивысшая на сегодняшний день энергия применений каналирования составляет 900 ГэВ — это энергия протонов, циркулирующих в ускорителе Тэватрон (ФНАЛ, США), где осуществлен вывод частиц с использованием изогнутого кристалла (гл. 5). Наше моделирование показывает, что влияние дислокаций было бы замечено в этом эксперименте только для $n_D \geq 10\text{-}20 \text{ см}^{-2}$.

Единственные измерения деканалирования на дислокациях в гэвной области в длинных изогнутых кристаллах были сделаны в ИФВЭ при энергии 70 ГэВ. Были исследованы кристаллы германия с паспортной плотностью дислокаций $1000/\text{см}^2$ и длиной до 45 мм. Была найдена длина деканалирования $L_D \simeq 5$ мм. В моде-

лировании программой САТСН этого эксперимента мы исследовали два случая. В первом присутствовали и краевые и винтовые дислокации в равных количествах с изотропным распределением по углу. Для $b=4 \text{ \AA}$ и $n_D=1000 \text{ см}^{-2}$ длина деканалирования в кристалле длиной 3 см составила (11 ± 2) мм. Во втором случае присутствовали только краевые дислокации, все ориентированные нормально пучку. Длина деканалирования сократилась до 4 мм. В обоих случаях исследовалась зависимость σ_D от b , и была найдена линейная связь. Поскольку нет детальных сведений о качестве кристалла, можно заключить лишь, что согласие лучше, чем фактор ~ 2 .

Радиационные повреждения

В применениях на ускорителях важным вопросом являются радиационные повреждения кристаллов. Хотя сами повреждения практически не зависят от энергии в гэвной области и выше (см. (28)), их влияние на каналирование может сильно зависеть от энергии. Эта зависимость будет определяться характеристиками накопленных дефектов. По этой причине изучение дефектов в облученных кристаллах, было бы очень интересно. Из теории мы видим, что чем выше организация дефектов, тем они опаснее. Радиационная стойкость должна расти с энергией, как E для точечных дефектов или малых дислокационных петель, убывать, как $1/\sqrt{E}$ для линейных дислокаций и как $1/E$ для дислокационных стенок (мозаичность).

Маловероятно, что пары вакансия-атом (образующиеся вначале) могут организоваться в какие-либо протяженные дефекты в кремнии. Для точечных дефектов можно дать элементарную оценку радиационной стойкости. Пусть ϵ_d есть минимальная передача энергии, нужная для выбивания атома из узла решетки. Сечение выбивания атома тогда

$$\sigma_{def.} = \frac{2\pi Z_i^2 Z^2 e^4}{m_p A \epsilon_d v^2}. \quad (28)$$

Мы не учитываем каскадные эффекты и, с другой стороны, не учитываем вероятность рекомбинации образовавшейся пары; оба эффекта могут быть важны. Для релятивистского протона в кремнии максимально допустимый интегральный поток F_{max} тогда есть порядка 10^{21} протонов/см².

Интересен множитель Z_i^2 в формуле (28). Радиационные повреждения сильно вырастают для ионов с большим зарядом, например в 6700 раз для полностью ионизованного свинца. Независимо от конечной структуры образовавшихся дефектов (аморфные кластеры, дислокационные петли и линии, и др.), Z_i^2 является общим множителем в скорости образования дефектов. Поэтому следует ожидать, что радиационная стойкость кристаллов уменьшается на множитель $1/Z_i^2$ для пучков многозарядных ионов.

На сегодняшний день достигнут рекордный поток $\sim 10^{19}$ протон/см² при работе изогнутого кристалла в ИФВЭ, причем не было замечено ухудшения работы кристалла. В ЦЕРНе кристалл (неориентированный) набрал дозу $2,4 \cdot 10^{20}$ протон/см² при 450 ГэВ. Поскольку была облучена лишь центральная часть кристалла, можно

было сравнивать каналирующие свойства облученной и необлученной частей того же кристалла. В части кристалла, получившей дозу облучения $2,4 \cdot 10^{20}$ /см², ухудшение эффективности отклонения пучка не превысило 10-15%. Таким образом, кристаллы выдерживают значительные дозы облучения и могут эксплуатироваться в интенсивных пучках годами.

5. Вывод пучков частиц из ускорителей с помощью кристаллов

Для вывода частиц из кольцевых ускорителей важны возможность многократного прохождения частиц через кристалл и многооборотное движение в кольце ускорителя. Ниже рассмотрены теоретические и экспериментальные исследования многооборотного вывода протонного пучка из ускорителей с помощью монокристаллов [1,2,4,10,11,18,19,21-28].

5.1. Вывод протонов из SPS ЦЕРН

Детальные исследования процессов вывода частиц из циклических ускорителей кристаллами были начаты в ЦЕРНе на ускорителе SPS (эксперимент RD22). До этих исследований теория рассматривала лишь идеализированные модели и предсказывала эффективности вывода в диапазоне 90-99%, в то время как реальные эксперименты в ОИЯИ и ИФВЭ имели дело с эффективностями на уровне 0,01%.

Рассматриваемая в этом разделе теоретическая работа (бывшая частью RD22) явилась первым и весьма детальным сравнением реалистичных расчетов из “первых принципов” (методом Монте-Карло) с экспериментом. Компьютерная модель учитывала реальную геометрию кристалла с переменной продольной и поперечной кривизной (как следовало из лазерных измерений) и движение в ускорительном кольце SPS. В модели более 10^5 протонов были транспортированы по кристаллу и ускорителю с учетом множественного попадания частиц в кристалл и многих последовательных оборотов в кольце вплоть до вывода частиц, либо их потери в ядерных взаимодействиях или на апертуре.

Решетка кристалла считалась идеальной, однако его поверхность была принята грубой: ненулевой угол (200 мкрад) между поверхностью и плоскостью (110), горбатость поверхности 1 мкм, плюс аморфный слой 1 мкм на краю. Это задавало эффективную “толщину септума” в несколько микрометров. В моделировании учитывались все детали поверхности а также ее изгиб. Рассматривались 2 варианта: 1) с глубиной заброса $b < 1$ мкм и поверхностью описанной выше, исключал каналирование при 1-м прохождении частицей кристалла; 2) кристалл с идеальной поверхностью.

Первый кристалл. Первые расчеты предсказали, что эффективность вывода кристаллом с идеальной поверхностью должна составлять 40%, а кристаллом

с нарушенной поверхностью $\sim 15\%$. На тот момент (19-й семинар "SPS Crystal Extraction" в ЦЕРНе) эксперимент показывал лишь эффективность 2–3%, что, как выяснилось в дальнейшем, было сильно заниженной оценкой.

Анализ показал, что идеальный кристалл должен давать очень узкие угловые сканы (30 мкрад FWHM) и профили выведенного пучка, чего не наблюдалось. Предсказания для кристалла с нарушенной поверхностью, однако, оказались в прекрасном согласии с наблюдениями: широкий (~ 200 мкрад FWHM) угловой скан и своеобразные 2-мерные профили выведенного пучка (расщепляющиеся на 2 части при разориентации). Рис.14 показывает характерные профили на детекторах (моделирование): для кристалла разориентированного на 200 мкрад (а), и ориентированного (б). Нетривиальные профили и их поведение в эксперименте (результат "твиста" кристалла) прекрасно воспроизведены в моделировании.

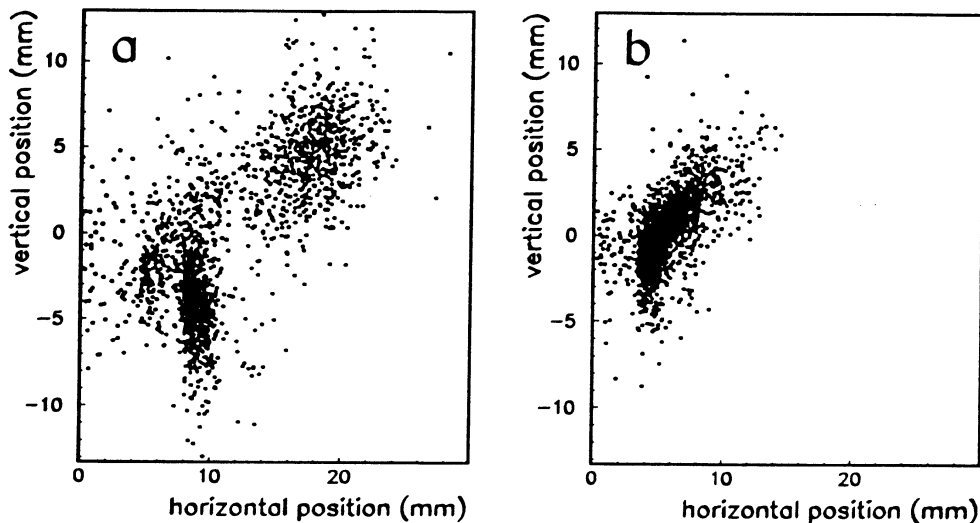


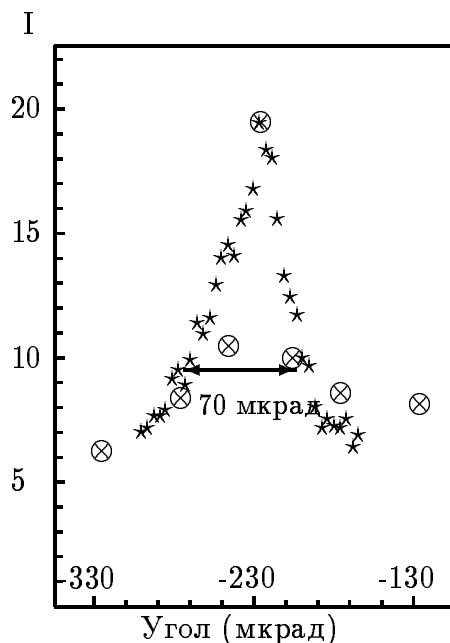
Рис. 14. Профили пучка выведенного из SPS (моделирование) для кристалла, разориентированного на 0,2 мрад (а) и для оптимального угла (б).

Эффективность первого кристалла по измерениям на SPS оказалась равной $(10 \pm 1,7)\%$. Детальные моделирования показали, что эффективность должна быть функцией вертикальной координаты пучка на кристалле и составлять от 12 до 18% в пике. В моделировании было получено, что экспериментальные результаты хорошо воспроизводятся лишь в предположении несовершенства поверхности кристалла. Твист кристалла почти не влиял на его эффективность.

U-образный кристалл. После этого анализа было сделано предсказание характеристик вывода с новым кристаллом с "U-образной" геометрией (без твиста). Рис. 15 показывает угловой скан эффективности вывода для U-кристалла с несовершенным краем. Его ширина снизилась до 70 мкрад fwhm, а величина в пике почти не изменилась. Для идеального кристалла и параллельного пучка моделирование предсказало эффективность $\sim 50\%$ и узкий угловой скан (25 мкрад fwhm).

Последующий эксперимент ЦЕРН с U-кристаллом дал результаты, показанные на рис. 15. Ширина углового скана снизилась до ≈ 70 мкрад в то же время эффективность вывода осталась примерно прежней, как это и предсказывалось. Как видно из рисунка, результаты моделирования находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Рис. 15. Угловой скан вывода из SPS для U-образного кристалла. Предсказание моделирования (\otimes) и эксперимент (\star).



Кристалл с аморфным слоем. Далее в экспериментах ЦЕРН была проведена прямая проверка предсказанного теорией несовершенства края кристаллов. Кристаллу была придана “аморфная поверхность” нанесением слоя SiO толщиной 30 мкм. Для этого был использован один из “твистированных” кристаллов, применявшийся ранее для вывода. Тем самым была исключена возможность каналирования при первом попадании частиц. Эффективность вывода с этим кристаллом действительно оказалась того же порядка величины, что и прежде.

Моделирование показало отличное качественное согласие теории с измерениями. Основное предсказание моделирования — несовершенство края кристаллов в SPS — было подтверждено экспериментом. Моделирование успешно предсказало угловой скан для кристалла с новой геометрией (“U-образного”) так же, как и эффективность по отношению к старому кристаллу.

Зависимость от толщины септума. Ясно, что задача *вывода* пучка определена значительно хуже, чем классическое отклонение пучка в канале; в задаче есть несколько неизвестных, таких как прицельные параметры и качество края кристалла. Для исследования некоторого завышения абсолютной величины эффективности в модели, в более детальных расчетах были учтены реальные детали дизайна кристалла, как “ноги U” (рассеяние в них не учитывалось ранее). “Окно” для выведенных протонов было ± 30 мкрад ($\pm 2 \theta_c$), для соответствия экспериментальной процедуре (ранее учитывались все протоны отклоненные на $> 8,0$ мрад).

Табл. 4 показывает расчетную эффективность как функцию толщины септума t (смоделированного как аморфный слой) U-образного кристалла. Эффективности оказываются в разумном согласии с измерениями. Зависимость от t довольно слаба в согласии с экспериментом, где аморфный слой 30 мкм слабо повлиял на эффективность. Моделирование было повторено при энергиях 14 и 270 ГэВ, для которых были сделаны новые измерения на SPS. Результаты показаны в табл. 5.

Таблица 4. Эффективность вывода F (%) из SPS в зависимости от толщины септума t (мкм). Моделирование (статист. ошибка 0,6%).

t (μm)	1	20	50	100	200
F (%)	13.9	12.4	12.9	10.9	8.2

Таблица 5. Эффективности вывода (%) из экспериментов ЦЕРН SPS, теории, и детального моделирования.

pv (ГэВ)	SPS	Теория (31)	Монте-Карло
14	0.55 ± 0.30	0.30	0.35 ± 0.07
120	15.1 ± 1.2	13.5	13.9 ± 0.6
270	18.6 ± 2.7	17.6	17.8 ± 0.6

Оптимизация вывода. Дальнейшим моделированием было показано, что вывод из SPS может быть существенно оптимизирован с использованием короткого (около 1 см) кристалла (рис. 16). В этом случае эффективность вырастает примерно в 2–3 раза, и меньше зависит от совершенства края кристалла.

5.2. Вывод протонов 900 ГэВ из Тэватрона

Эксперимент E853 по выводу протонов энергии 900 ГэВ из сверхпроводящего ускорителя Тэватрон, проведенный в Фермилабе предоставил возможность проверки теории в существенно иных условиях. Детальные предсказания для результатов эксперимента, основанные на компьютерном моделировании, были опубликованы автором за два года до проведения измерений.

Рис. 18 показывает эффективность вывода частиц в зависимости от угла ориентации кристалла, рассчитанную для идеального кристалла и кристаллов с нарушенным поверхностным слоем. Из-за того, что исходный пучок в E853 попадал на кристалл с уже значительной расходимостью, $\sigma \simeq 2\theta_c$, эффективность вывода в моделировании оказалась малочувствительной к “толщине септума”. Из рисунка видно, что предсказанные и измеренные абсолютные эффективности вывода находятся в очень хорошем согласии. Кроме того, из хорошего согласия между теорией и экспериментом для ширины ориентационной кривой следует (помимо подтверждения собственно теории), что кристалл обладал формой изгиба, близкой к идеальной.

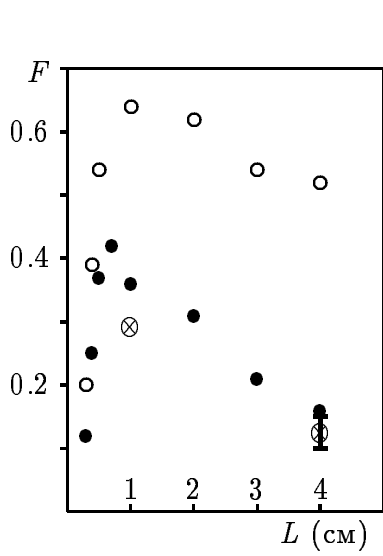


Рис. 16. Эффективность вывода из SPS идеальным кристаллом (o) и неидеальным (•). Так же для U-кристалла (⊗). Показаны измеренные эффективности, 10–15%, для U-кристалла 4 см.

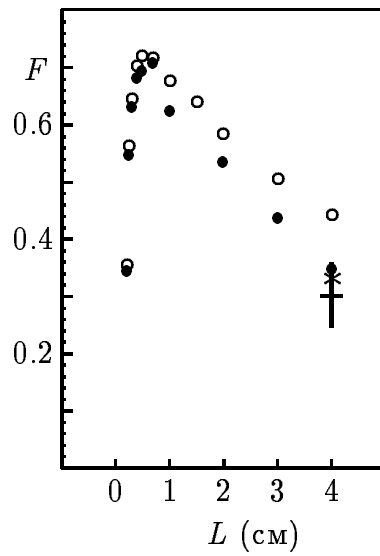


Рис. 17. Эффективность вывода из Тэватрона идеальным (o) и неидеальным ($t=1$ мкм, •; $t=50$ мкм, *) кристаллами. Показана также измеренная эффективность, ~30%, для $L=4$ см.

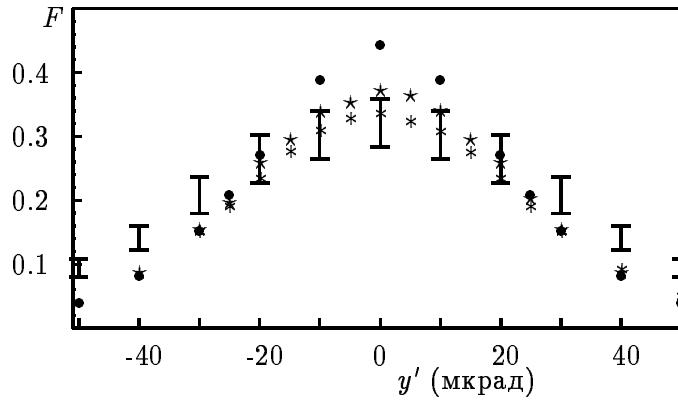


Рис. 18. Ориентационная зависимость эффективности вывода из Тэватрона. Предсказание (Монте-Карло) для идеального кристалла (•) и кристаллов с $t=1$ мкм (★) и $t=50$ мкм (*), а также измерения.

Было предсказано, что можно значительно улучшить эффективность вывода из Тэватрона, оптимизировав кристалл. Рис. 17 показывает, что при оптимальной длине кристалла кремния (около 1 см) возможно достичь очень высокой эффективности вывода — порядка 70 %. В теоретической работе указывалось на возможность прямого экспериментального исследования зависимости эффективности от

“толщины септума” путем разориентации кристалла в горизонтальной плоскости (ортогональной плоскости вывода), благодаря оригинальной геометрии E853. Такие горизонтальные угловые сканы были проделаны и подтвердили предсказанную зависимость F от t (рис. 19).

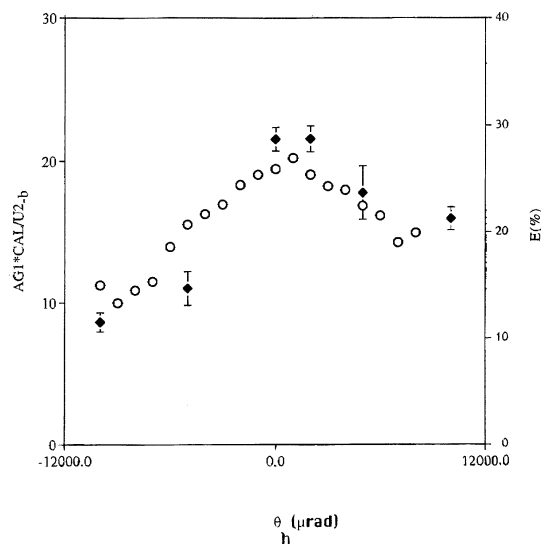


Рис. 19. Зависимость эффективности вывода из Тэватрона от ориентации кристалла в горизонтальной плоскости θ_h ; создаваемая эффективная толщина септума $t=\theta_h \times 4$ см. Предсказание (\bullet), а также измерения.

5.3. Высокоэффективный вывод протонов из У-70

В рассмотренных выше экспериментах ЦЕРН и ФНАЛ по выводу частиц кристаллы были неоптимальны. Их длина выбиралась довольно произвольно, в лучшем случае из соображений оптимального *единичного* прохождения частицы через кристалл. Из рис.16, 17 видно, что F можно было значительно увеличить, укоротив кристаллы и тем самым увеличив среднее число прохождений частиц. Чтобы исследовать режим вывода с высокой кратностью прохождения частиц через кристалл, в котором теория обещает значительный выигрыш в эффективности вывода, в новейшем эксперименте ИФВЭ были использованы короткие кристаллы кремния длиной 5-7 мм и углом изгиба 1,5-1,7 мрад, включенные в систему медленного вывода. Специально создаваемое локальное искажение орбиты подводило пучок к кристаллу.

Первый из испытанных кристаллов представлял собой короткую пластину большой высоты, длиной вдоль пучка 7 мм. Ее изгиб приводил к неизбежной в этой конструкции угловой деформации (“твисту”). При предварительном тестировании на выведенном пучке протонов была определена величина “твиста” при изгибе: $\alpha[\text{мкрад}]=5y^2[\text{мм}]$, где y — расстояние от центра кристалла по высоте. Эта зависимость была учтена в расчетах эффективности вывода пучка из ускорителя У-70. В следующем сеансе был испытан также другой кристалл, изготовленный из

монолитного куска в виде буквы “О”, и имевший длину по ходу пучка лишь 5 мм. Эта конструкция не имела твиста.

Интенсивность ускорителя за время проведения эксперимента менялась в диапазоне от 1×10^{12} до 3×10^{12} протонов в цикле. Величина интенсивности, сбрасываемой на кристалл, варьировалась в процессе эксперимента от 16 до 100% всего циркулирующего пучка. В эксперименте было измерено распределение интенсивности в пучке по радиусу и показано, что эмиттанс пучка в радиальной плоскости составляет ~ 2 пмм·мрад, что соответствовало угловой расходимости пучка в месте установки кристалла $\pm 0,6$ мрад (с учетом неканоничности фазового эллипса $\alpha=1,87$). В первом из сеансов наблюдалось также гало (10% пучка), окружавшее плотное ядро пучка.

На рис. 20, 22 показаны результаты моделирования эффективности вывода при разной интенсивности наводимого пучка и соответствующие экспериментальные данные. Видно, что имеется хорошее согласие между расчетами и экспериментом. Максимальная интегральная эффективность вывода (определяемая как отношение интенсивности выведенного пучка к величине интенсивности забираемого из ускорителя пучка) достигает 42% для второго из испытанных кристаллов. Пиковая эффективность была равна 47%. Максимальная интенсивность пучка, выведенная кристаллом при наведении на него $2,2 \times 10^{12}$ протонов/цикл была равна 6×10^{11} протонов/цикл, что на 5-6 порядков выше полученных ранее результатов. Прямым доказательством того, что выводимый пучок является каналированным служит ориентационная кривая – зависимость интенсивности выведенного пучка от ориентации кристалла по углу. На рис. 21, 23 представлены расчетные ориентационные кривые в прекрасном согласии с результатами эксперимента.

Компьютерное моделирование экспериментов проводилось заранее с целью выбора оптимального размера кристалла, оценки влияния на эффективность различных параметров, а также проверки теории. Моделирование учитывало реальную геометрию кристаллов; решетка их считалась идеальной, однако на поверхности моделировался неканалирующий (аморфный) слой в несколько десятков микрометров. Начальная глубина заброса < 1 мкм при этом исключала каналирование при первом попадании частицы. Отметим, что в этих условиях варьирование в модели толщины неканалирующего слоя от 60 до 1 мкм приводило лишь к очень незначительному росту эффективности кристалла, на $\sim 3\%$. В моделировании было найдено, что среднее число прохождений для выведенного пучка $\langle N \rangle \simeq 10-12$. Таким образом, этот фактор в эффективности вывода был значительным. Его важность в нашем эксперименте можно также охарактеризовать следующим образом. В ЦЕРНе эффективность вывода до 20% была достигнута при расходимости пучка, падающего на кристалл, меньше θ_c . В наших условиях расходимость была в ~ 20 раз больше θ_c , поэтому лишь несколько процентов пучка могло быть каналировано при однократном прохождении.

Результаты, полученные в ИФВЭ, на сегодняшний день являются рекордными. Как показывают расчеты, они могут быть улучшены в 1,5–2 раза при использовании для вывода кристаллов меньшей длины, 3–1 мм, при угле изгиба $\sim 0,5$ мрад.

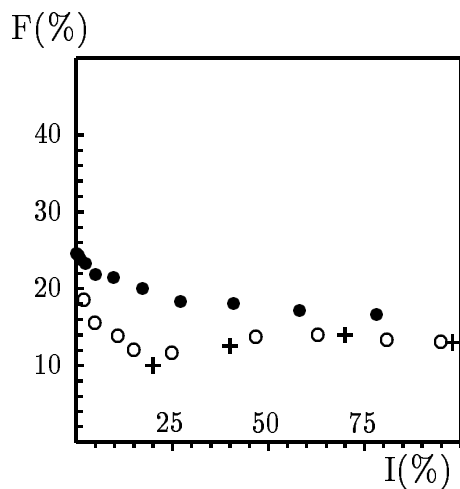


Рис. 20. Зависимость эффективности F вывода пучка “твистированным” кристаллом от интенсивности пучка I , наведенного на кристалл. Измерения (+), моделирование без учета гало (•) и с учетом гало 10% (o).

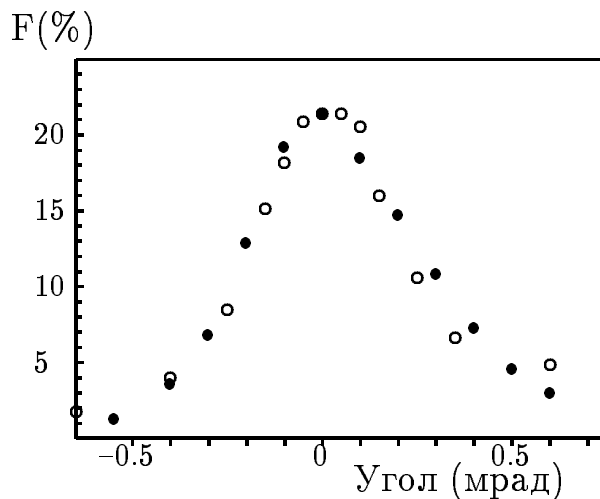


Рис. 21. Зависимость эффективности F вывода пучка “твистированным” кристаллом от интенсивности пучка I , наведенного на кристалл. Измерения (+), моделирование без учета гало (•) и с учетом гало 10% (o).

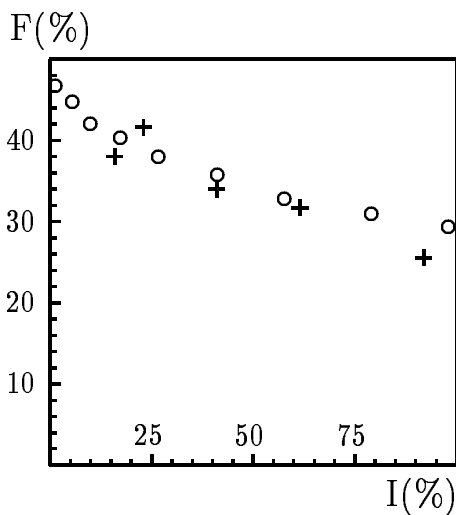


Рис. 22. Зависимость эффективности F вывода пучка “О-образным” кристаллом от интенсивности пучка I , наведенного на кристалл (в процентах от пучка, циркулирующего в У-70). Измерения (+) и моделирование.

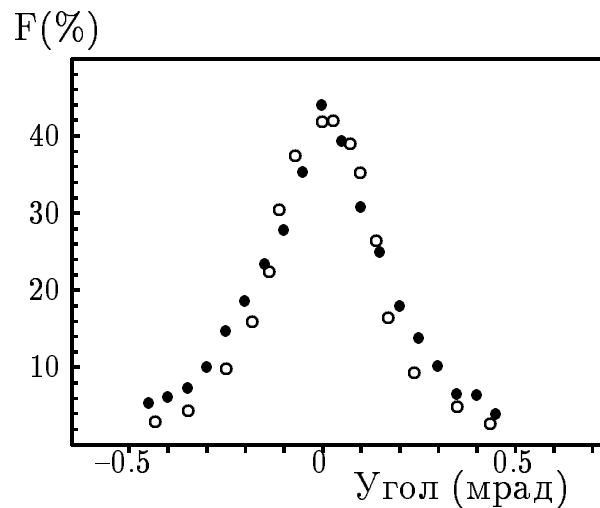


Рис. 23. Зависимость эффективности вывода пучка F кристаллом от ориентации “О-образного” кристалла: теория (•) и эксперимент (o).

5.4. Возможности вывода протонов из LHC

Эксперименты на SPS и Тэватроне имели целью моделирование условий вывода пучка из будущих мультитэвных ускорителей типа LHC (ЦЕРН). Используя ту же компьютерную модель, мы смоделировали вывод пучка протонов ~ 7 ТэВ кристаллами Si и Ge из LHC и показали, что возможно достичь эффективности вывода 50-60%, используя кристалл кремния длиной ~ 5 см. Моделирование показало также, что эффективность вывода пучка кристаллом с несовершенной, “аморфной”, поверхностью (когда вывод идет лишь за счет повторных попаданий частиц в кристалл) мало отличается от эффективности идеального кристалла. Была также исследована возможность согласованной работы на LHC системы вывода пучка кристаллом и системы очистки пучка и локализации его потерь, и найдено что прочие элементы ускорителя должны находиться в $\sim 1-2 \sigma$ (где σ — размер пучка) от края кристалла по горизонтали, чтобы не мешать процессу *многооборотного* вывода.

Рис. 24 показывает эффективность вывода протонов из LHC “U-образными” кристаллами Ge(110) и Si(110) в модели, аналогичной той, что была использована для SPS. При исследовании режима многооборотного вывода более тяжелыми кристаллами (Ge, $Z=32$) было показано, что они не дают выигрыша в эффективности из-за роста многократного рассеяния с Z .

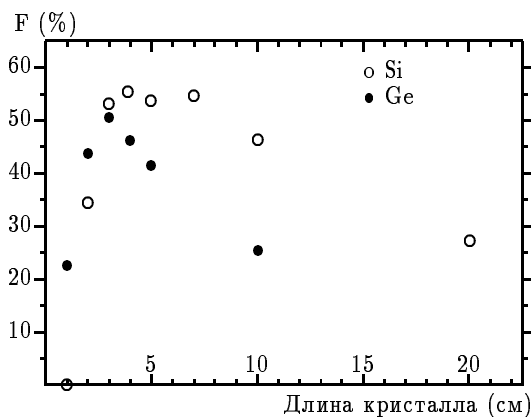


Рис. 24. Эффективность вывода протонов из LHC “U-образными” кристаллами Si(110) (o) и Ge(110) (•) с несовершенной поверхностью.

5.5. Аналитическая теория вывода пучка кристаллом

Хотя детальное моделирование успешно предсказывает результаты экспериментов по выводу пучков кристаллами, аналитическая теория была бы очень полезна и для понимания существующих экспериментальных результатов, и для оптимизации и экстраполяции к будущим применениям. Рассмотрим простую теорию, приводящую к элементарным формулам.

Предположим, что пучок с расходимостью σ и гауссовым распределением ориентирован к кристаллическим плоскостям. Тогда доля пучка $(2\theta_c/\sqrt{2\pi}\sigma)(\pi x_c/2d_p)$

захватывается в режим каналирования. Рассмотрим сначала наиболее типичный случай, когда частицы попадают на кристалл с почти нулевой расходимостью из-за очень малой первичной глубины заброса на кристалл. Как указывают эксперименты, при первом попадании каналирование подавлено из-за несовершенства края кристалла. В нашей модели мы предположим, что первое прохождение кристалла всегда “неэффективно”, т.е. каналирования нет, но есть рассеяние и возможны ядерные взаимодействия.

После нескольких витков в кольце ускорителя частицы попадают на кристалл с расходимостью, определяемой рассеянием в первом прохождении: $\sigma_1 = (E_s/pv)(L/L_R)^{1/2}$, где L — длина кристалла; L_R — радиационная длина; $E_s \simeq 14$ МэВ. В реальном эксперименте на σ_1 могут влиять бетатронные колебания и другие факторы. Детальная картина, безусловно, должна приниматься в расчет в методах Монте-Карло. Наша цель, однако, получить простую аналитическую теорию, включающую лишь основные физические параметры процесса вывода пучка кристаллом, и посмотреть, что можно достичь на этом пути. Мы предполагаем, что каждая частица всегда пересекает всю длину кристалла, что при первом прохождении вещество аморфно, но при всяком следующем прохождении вещество кристаллическое, что нет апертурных ограничений, и что частицы взаимодействуют только с кристаллом, но не с держателем.

После k прохождений расходимость $\sigma_k = k^{1/2}\sigma_1$. Во взаимодействиях потеряно $1 - \exp(-kL/L_N)$ частиц, где L_N — ядерная длина. Далее мы предположим вначале, что эффективность вывода существенно меньше 100% (как в реальной жизни), т.е. циркулирующие частицы удаляются из кольца в основном через ядерные взаимодействия, а не через каналирование. Тогда получаем “многооборотную” эффективность каналирования, суммируя k прохождений:

$$F_C = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \frac{\theta_c x_c}{\sigma_1 d_p} \times \Sigma(L/L_N), \quad (29)$$

где

$$\Sigma(L/L_N) = \Sigma_{k=1}^{\infty} k^{-1/2} \exp(-kL/L_N) \quad (30)$$

можно назвать “фактором кратности”, так как он говорит, во сколько раз полная эффективность больше эффективности одного прохождения. Часть G захваченных частиц отклоняется кристаллом на заданный угол; $G = F/A_S$, формула (12), гл.1. Тогда эффективность многооборотного вывода есть

$$F_E = F_C \times G = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \frac{\theta_c x_c}{\sigma_1 d_p} \times \Sigma(L/L_N) \times G. \quad (31)$$

Чтобы иметь все формулы в явном виде, напишем аналитическое выражение для ряда (30) при $L \ll L_N$:

$$\Sigma(L/L_N) \simeq (\pi L_N/L)^{1/2} - 1, 5. \quad (32)$$

Зависимость эффективности вывода от микроскопических характеристик кристалла и от энергии можно увидеть, используя известные выражения для

$\theta_c=(4\pi N d_p Z e^2 a_{TF}/pv)^{1/2}$, радиационной длины $L_R=137/[4Z(Z+1)r_e^2 N \ln(183Z^{-1/3})]$, и $E_s=2\sqrt{2} \times 137 m_e c^2$. Тогда

$$F_E = \frac{\pi}{4} \left(\frac{x_c^2 a_{TF}}{L(Z+1)d_p r_e \ln(183Z^{-1/3})} \right)^{1/2} \times \left(\frac{pv}{m_e c^2} \right)^{1/2} G\Sigma(L/L_N), \quad (33)$$

где m_e — масса электрона; r_e — его классический радиус.

5.5.1. Экспериментальная проверка

Сравнение теории с данными CERN SPS, где эффективность одного и того же кристалла Si(110) измерялась при 14, 120 и 270 ГэВ, показывает хорошее согласие (табл.5, рис. 25).

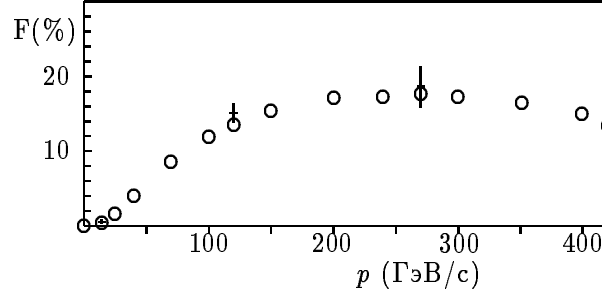


Рис. 25. Эффективность вывода из SPS как функция p . Кривая (o) — теория, кресты при 14; 120 и 270 ГэВ/с — эксперимент ЦЕРН.

Для сравнения с экспериментом по выводу из Тэватрона (900 ГэВ) потребуется небольшое изменение формулы (30) для учета ненулевой начальной расходимости, а именно $\sigma_0=11,5$ мкрад:

$$\Sigma(L/L_N) = \Sigma_{k=1}^{\infty} (k + \sigma_0^2/\sigma_1^2)^{-1/2} \exp(-kL/L_N). \quad (34)$$

Учтем, что здесь использовались плоскости Si(111), состоящие из узких (вес 1/4) и широких (вес 3/4) каналов. Уравнение (31) дает эффективность вывода 40,8 %. Необходимо учесть еще поправку, связанную с тем, что при высокой эффективности вывода наше исходное предположение, что ядерные взаимодействия доминируют над каналированием уже неточно. Для учета того, что частицы теперь эффективно удаляются из кольца и каналированием, и ядерными взаимодействиями, следует применять *рекуррентную* процедуру суммирования: вместо ΣF_k суммировать ΣF_k^* , где $F_k^*=F_k(1-F_{k-1}^*)$. Эта “рекуррентная” поправка не влияет на расчеты для SPS при 14 ГэВ и снижает эффективность на 1% при 120 и 270 ГэВ. Для Тэватрона поправка превращает 40,8% в 34,1%, в то время как измеренная эффективность составила $\sim 30\%$, а Монте-Карло предсказывало около 35%.

Для любой заданной энергии можно оптимизировать длину кристалла L . Рис. 26 показывает $F_E(L)$ для вывода из SPS (120 ГэВ), Тэватрона (900 ГэВ) и LHC

(7 ТэВ). Аналитические зависимости очень близки к смоделированным: те же максимумы предсказаны для тех же оптимальных длин. Очевидный вывод, что эксперименты на SPS и Тэватроне работали довольно далеко от оптимума. Отметим, что формула (31) предсказывает высокую эффективность многооборотного вывода из 7-ТэВ LHC, около 45% для отклонения на 0,7 мрад, с оптимальной длиной кристалла Si(110) около (6 ± 1) см.

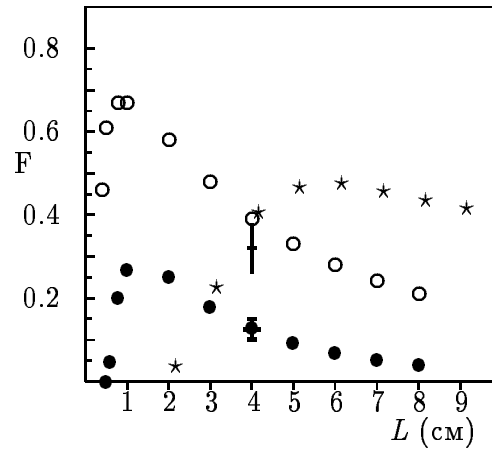


Рис. 26. Эффективность вывода (33) для SPS (●), Тэватрона (○), и LHC (*). Показаны также измеренные эффективности (SPS, Тэватрон) для $L=4$ см.

Новейший эксперимент ИФВЭ по высокоэффективному выводу протонов 70 ГэВ использовал кристалл без твиста, к которому в принципе применима рассмотренная выше теория. Ввиду значительной расходимости пучка, наводившегося на кристалл, от $\sim 0,2$ мрад при наведении малой части ΔI циркулирующего пучка до $\sim 0,6$ мрад при большой ΔI , используем формулу (34) с тем же подходом, что и для эксперимента на Тэватроне.

Теоретически ожидаемая эффективность вывода составляет от ~ 40 до $\sim 60\%$ в зависимости от наведенной доли пучка ΔI , в то время как измерения дали от $\sim 30\%$ до 40-50%. Напомним, что в теории подразумевается кристалл, “висящий” в вакууме (не учитывается рассеяние в “ножках” и держателе кристалла). Компьютерное моделирование подтверждает, что рассеяние протонов с забросом более 0,6 мм (толщина рабочей пластины кристалла) в конструкции держателя несколько снижает эффективность. Теория таким образом, правильно предсказывает зависимость эффективности вывода F_E от ΔI , и разумно оценивает абсолютную величину эффективности в этом эксперименте (завышая ее на 10-20%).

5.5.2. Новые приложения

Можно отметить два новых интересных направления, следующих из теории. Из (30) видим, что фактор кратности велик, если L мало или L_N велико.

Вывод из мэвных ускорителей. Первая возможность (малая L) открылась с недавним успешным экспериментом по отклонению протонов 3 МэВ эпитакси-

альной решеткой $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$. Эта решетка имела равномерную кривизну с длиной по пучку лишь $L=1$ мкм (но много шире поперек пучка)! Этот метод позволяет выращивать кристаллы любого размера (от мкм до см), тем самым перекрывая весь спектр ускорительных энергий (от МэВ до мультиТэВ) техникой изогнутых кристаллов. Это означает, что можно рассматривать вывод из ускорителей начиная с мэвнх энергий, кристаллами длиной от 1 мкм. Уравнения (31)–(35) предсказывают, что в догэвной области эффективность каналирования могла бы превышать 99%, открывая этим новый мир для приложений изогнутых кристаллов.

С обычными изогнутыми кристаллами было традицией полагать, что наивысшие эффективности достижимы при наивысших (ТэВ) энергиях, поскольку угол многократного рассеяния уменьшается с энергией быстрее, чем угол каналирования. Очень интересно, что эффективность каналирования еще более вырастает при низких энергиях из-за огромного фактора кратности. Используя это обстоятельство, можно было бы построить очень эффективную систему для вывода пучков из ускорителей с помощью кристаллов.

Вывод мюонов. Другая возможность (большая L_N) для увеличения фактора кратности — это мюоны, для которых формально $L_N = \infty$. Теория говорит, что тогда эффективность мюонного каналирования в кольцевых ускорителях должна быть 100%. В действительности, фактор кратности для мюонов ограничен (а) временем их жизни, (б) рассеянием мюонов за апертуру ускорителя (первая причина здесь определяющая). При средней жизни мюона 1000 витков в 2×2 тэвном мюонном коллайдере, типичное число попаданий в кристалл ~ 300 . Это много больше, чем соответствующая величина для протонов (ограниченная L_N). На мюонной машине фоны “способны загубить саму концепцию мюонного коллайдера”; необходима очень эффективная система очистки гало мюонного пучка. Так как мюоны не поглощаются, было предложено выводить 2-ТэВ мюоны с электростатическим септумом как с первичным элементом. Конечно, положительные мюоны можно легко выводить кристаллами. Анализ показывает, что можно выводить кристаллами и отрицательные мюоны 2 ТэВ. Канализовать отрицательные частицы можно в тех же изогнутых плоскостях Si(110) (см. эксперименты ЦЕРН). В том же кристалле Si(110) L_D в ~ 100 раз меньше для отрицательных частиц, чем для положительных. Однако при 2 ТэВ L_D очень велико (~ 1 м) для положительных и умеренно для отрицательных (~ 1 см). Для требуемого угла отклонения (лишь 64 мкрад) достаточен кристалл Si длиной ~ 1 мм, много короче L_D . Вспомним также, что фактор кратности очень велик для мюонов независимо от знака заряда.

5.6. Проекты коллимации пучков частиц с помощью изогнутых монокристаллов

Интересной возможностью является использование кристаллов в системах коллимации пучков. Принципиальная проблема для аморфного коллиматора — краевое рассеяние, вызывающее утечку частиц из коллиматора, если они падают ближе, чем ~ 1 мкм к его краю (что типично для высоких энергий). Более того, если коллиматор длины L разориентирован к пучку на угол θ , неэффективная толщина

края увеличивается на $L\theta$; поэтому аморфный коллиматор нужно ориентировать с точностью $\theta \ll 1$ мкм/ $L \simeq 2$ мкрад (для $L=450$ мм)! Требуемая точность ориентации кристаллов $\theta_c \simeq 20$ мкрад при 100 ГэВ и 2 мкрад при 7 ТэВ; конечно, много легче ориентировать кристалл, нежели массивный коллиматор.

Краевая утечка не существует в кристаллическом веществе для каналированных частиц. Простейшая идея заключается в том, чтобы поставить изогнутый кристалл прямо перед краем коллиматора, отклоняя значительную часть частиц на малый угол 0,1-0,3 мрад в глубину коллиматора, где они полностью поглощаются. Край коллиматора должен перехватывать лишь оставшиеся частицы, неканализованные в кристалле. Согласно моделированию, эффективность отклонения на такие малые углы очень высока, порядка 90% (отметим, что уже достигнутая в ЦЕРНе эффективность равна 60% для угла 2 мрад при энергии 0,45 ТэВ). Следовательно, в оптимальных условиях неэффективность системы очистки пучка может быть снижена на порядок. Эта простейшая идея не влияет на оптику системы коллимации. Ее достоинство в том, что можно взять уже существующую систему и добавить кристаллы с тем, чтобы улучшить ее эффективность. Можно усложнить идею, разделив в ускорителе кристалл и коллиматор и оптимизировав оптику системы.

5.6.1. Релятивистский ионный коллайдер (RHIC)

Система коллимации пучков частиц с помощью изогнутых монокристаллов воплощается в жизнь на релятивистском коллайдере тяжелых ионов (RHIC, США) совместными усилиями ИФВЭ и BNL. Первый эксперимент на пучке ионов Au (250 ГэВ/и) запланирован на осень 1999 г. Как показывают предварительные результаты моделирования, применение кристаллов в системе коллимации RHIC должно радикально уменьшить облучение триплетов (см. q2o8, q3o8, q3i6 в табл. 6, 7) — основной источник фона, мешающего коллайдерным экспериментам, а также снять требования на высокую точность ориентации коллиматоров.

Таблица 6. Потери в RHIC (стандартные). Таблица 7. Потери в RHIC (с кристаллом).

Location	Sec. Opened	Sec. Col. 6σ
S.Col.	0.00 %	62.30 %
q2o8	42.38 %	16.99 %
q3o8	8.20 %	3.30 %
q3i6	14.26 %	0.30 %
Pr.Col	12.11 %	5.10 %

Location	Pr. Col. Open	Pr. Col. 5σ
Pr.Coll.	0.00 %	99.43 %
q2o8	0.70 %	0.00 %
q3o8	1.87 %	0.00 %
q3i6	14.56 %	0.52 %
Crystal	2.66 %	0.00 %

5.6.2. Тэватрон

В связи с увеличением интенсивности Тэватрона в Фермилабе разрабатывается новая система коллимации пучка протонов 1 ТэВ. Помимо традиционной аморфной многоступенчатой системы, совместными усилиями ИФВЭ и ФНАЛ ведется разработка системы коллимации с помощью изогнутых кристаллов. Компьютерное

моделирование с использованием модели, уже проверенной в эксперименте E853 на Тэватроне, показывает, что использование изогнутого кристалла как первого элемента системы дает значительное снижение фонов в коллайдерных экспериментах и уменьшение радиационной нагрузки на криогенное оборудование.

В Заключение сформулированы основные результаты диссертации.

1. Рассмотрены аналитические модели, описывающие процессы деканалирования и захвата в изогнутых кристаллах. Исследована эффективность изогнутых кристаллов в аналитической модели. Получены как функции угла отклонения и свойств кристалла оптимальная кривизна и теоретический предел эффективности отклонения заряженного пучка кристаллом. Получена элементарная формула для длины деканалирования L_D , правильно описывающая результаты для кремниевых кристаллов; ее предсказание для германиевых кристаллов было успешно проверено в работах ЦЕРНа по отклонению пучков кристаллами Ge. Показано, что экспериментально наблюдаемое сокращение L_D в изогнутых кристаллах хорошо описывается моделью пропорциональности L_D критической поперечной энергии.

2. Создана аналитическая теория механизмов объемного захвата в изогнутых кристаллах, объясняющая и предсказывающая все наблюдаемые эффекты. Полученная элементарная формула точно предсказывает величину вероятности захвата w , измеренную в экспериментах ПИЯФ и ИФВЭ в широком интервале энергий 1–70 ГэВ, и объясняет экспериментально найденные зависимости вероятности от энергии ($w \sim E^{-3/2}$) и радиуса изгиба ($w \sim R$). Другая элементарная формула правильно предсказала результаты эксперимента ИФВЭ по обнаружению нового (“градиентного”) механизма объемного захвата, существование которого показано теорией.

3. Создана компьютерная программа SATCH, моделирующая движение заряженных частиц в изогнутых кристаллах; в отличие от предшествующих (диффузионных) методов, SATCH включает однократные рассеяния частицы на электронах. Показано, что такие рассеяния существенны для деканалирования именно в области высоких (ГэВ–ТэВ) энергий. Промоделированы все основные эксперименты последних лет по исследованию деканалирования, объемного захвата, эффективности отклонения пучка и спектров потерь энергии в ориентированных изогнутых кристаллах. Найдено хорошее согласие между экспериментами и теоретическими предсказаниями, полученными из “первых принципов”.

4. Расширены возможности программы SATCH для учета дислокационных дефектов решетки кристалла. В моделировании исследовано влияние различных дислокаций решетки на каналирование частиц высоких энергий. Сформулированы требования к совершенству решетки кристаллических дефлекторов в области высоких (ГэВ–ТэВ) энергий.

5. Экспериментально исследовано отклонение протонов с энергией 450 ГэВ с малой расходимостью кристаллом кремния с ориентацией (110) на различные углы. Достигнутые рекордно высокие значения эффективности отклонения до 54% в интервале углов Линдхарда сопоставлены с предсказаниями теории. Проведено де-

тальное компьютерное моделирование эксперимента. Исследовано влияние искажений реального кристалла, и прежде всего свойства кристаллической структуры (эффективность каналирования, ориентация) на самом краю ($\sim 50\text{--}100$ мкм) кристалла.

6. Теоретически и экспериментально исследован процесс многооборотного вывода частиц с помощью кристалла из ускорителей. Создана компьютерная модель вывода частиц из ускорителей, включающая многократное прохождение частиц через кристалл и многооборотное движение в кольце ускорителя. Показано, что эффективность вывода из ускорителя с помощью изогнутого кристалла можно значительно увеличить, благодаря многократному прохождению частицами кристалла. Разработаны (численным моделированием) процедуры для изучения многооборотного вывода, часть из которых реализована с участием автора в экспериментах ЦЕРН и ФНАЛ (вертикальное сканирование пучка, проверка эффекта “аморфного края” кристалла). Изучено влияние несовершенства кристалла (“толщина септума”) и параметров оптики ускорителя на эффективность вывода.

7. Детально промоделированы эксперименты по выводу протонов с энергиями 14–270 ГэВ из SPS (ЦЕРН) и с энергией 900 ГэВ из сверхпроводящего ускорителя Тэватрон (ФНАЛ). Предсказанные характеристики вывода из ускорителей (эффективности, угловые сканы, профили) для различных кристаллов подтвердились экспериментами ЦЕРН и ФНАЛ, проведенными с участием автора; получена эффективность вывода 10–15% (ЦЕРН) и 30% (ФНАЛ). Показано, что при первом прохождении пучка через кристалл он не выводится из ускорителя из-за наличия аморфного приповерхностного слоя; это было подтверждено последующим экспериментом на SPS. Показано, что в этих экспериментах можно увеличить эффективность вдвое, оптимизировав длину кристалла.

8. В моделировании найдены условия для высокоэффективного вывода протонов 70 ГэВ из ускорителя ИФВЭ; при участии автора осуществлен вывод протонов с рекордной эффективностью — до $(47 \pm 3)\%$. Показано прекрасное согласие эксперимента с предсказанием теории.

9. В компьютерной модели исследован вывод протонного пучка кремниевыми и германиевыми кристаллами из ЛНС (~ 7 ТэВ) и показано, что возможно достичь эффективности вывода порядка 60%, используя кристалл кремния длиной ~ 5 см.

10. Создана аналитическая теория эффективности многооборотного вывода частиц кристаллами. Полученная элементарная формула правильно предсказывает эффективность вывода во всем экспериментально исследованном интервале энергий 14–900 ГэВ и позволяет легко анализировать зависимость эффективности от макро- и микроскопических параметров. Показано, что кристаллы с высоким Z не дают преимуществ в задачах многооборотного вывода пучков.

11. Показано, что очень высокая эффективность вывода из ускорителей может быть получена в области энергий сотни МэВ с помощью новейшей техники тонких эпитаксиальных кристаллических решеток, за счет чрезвычайно высокой кратности взаимодействия частиц с кристаллом.

12. Предложена и принята к осуществлению система коллимации пучка ионов Au и протонов на основе изогнутых кристаллов в релятивистском коллайдере тяжелых ионов RHIC. Аналогичная система разрабатывается (совместно с ФНАЛ) для коллимации пучка тэвных протонов на Тэватроне, где показано значительное улучшение фоновых условий коллайдерных экспериментов благодаря применению кристаллов по сравнению с проектируемой аморфной системой.

Список литературы

- [1] Biryukov V.M., Kotov V.I. and Chesnokov Yu.A. *Crystal Channeling and its Applications at High Energy Accelerators* — Berlin: Springer, 1997.
- [2] Бирюков В.М., Котов В.И., Чесноков Ю.А. *Управление пучками заряженных частиц высоких энергий при помощи изогнутых монокристаллов.* // УФН. 1994. Т. **164**, № 10, с.1017.
- [3] Бавижев М.Д., Бирюков В.М. и Гаврилов Ю.Г. *Эффективность поворота пучка протонов высокой энергии оптимально изогнутым монокристаллом. Влияние температуры на эффективность.* // ЖТФ. 1991. Т. **61**, в.2, с.136
- [4] Biryukov V.M. *Computer simulation of crystal extraction of protons from a large-hadron-collider beam* // Phys. Rev. Lett. 1995. **74**, № 13, p. 2471.
- [5] Biryukov V.M. *The theory of the scattering-induced feeding-in in bent crystals.* // Phys. Lett. 1995, **A 205**, p. 340.
- [6] Biryukov V.M. *The theory of the centrifugal mechanism of feeding-in in bent crystals* // Phys. Lett. 1995, **A 205**, p. 343.
- [7] Бирюков В.М. *Эффективность объемного захвата в режим канализования в изогнутых кристаллах.* // Письма в ЖЭТФ, 1996, т. **63**, с. 698.
- [8] Biryukov V.M. *Capture into planar channels in bent crystals.* // Rad. Effects. 1993. **25**, p. 143.
- [9] Biryukov V.M. *Computer simulation of beam steering with crystal channeling.* // Phys. Rev. 1995, **E 51**, p. 3522.
- [10] Biryukov V.M. *Computer simulation of dislocation dechanneling in bent crystals at tera-electron-volt energies* // Phys. Rev. 1995, **E 52**, p. 2045.
- [11] Biryukov V.M. *Simulation of an experiment on crystal extraction of 900-GeV protons* // Phys. Rev. 1995, **E 52**, p. 6818.
- [12] Biryukov V.M. *On the theory of proton beam multiturn extraction with bent single crystal.* // Nucl. Instrum. Meth. 1991, **B 53**, p. 202.
- [13] Biryukov V.M., Chesnokov Yu.A., Galyaev N.A., Kotov V.I., Narsky I.V., Tsarik S.V., Zapolsky Z.N., Fedin O.L., Gordeeva M.A., Platonov Yu.P., Smirnov A.I. *On measuring 70 GeV proton dechanneling lengths in silicon crystals (110) and (111).* // Nucl. Instrum. Meth. 1994, **B 86**, p. 245.

- [14] Biryukov V.M. *Crystal Channeling Simulation. CATCH 1.4 User's Guide*. — CERN SL/ 93-74 (AP), 1993.
- [15] Бирюков В.М. *Каналирование в кристалле с переменной кривизной*: Препринт ИФВЭ 91-159. — Протвино, 1991.
- [16] Bavizhev M.D., Biryukov V.M. and Gavrilov Y.G. *High energy proton deflection in bent single crystals*. // Rad. Effects. 1993, **25**, p. 139.
- [17] Biryukov V.M., Chesnokov Yu.A., Galyaev N.A., Kotov V.I., Tsarik S.V., Zapolsky Z.N. *Investigation of the rechanneling and dynamic equilibrium effects in crystals*. // Nucl. Instrum. Meth. 1993, **В 73**, p. 153.
- [18] Biryukov V.M. *Simulation of the SPS Crystal Extraction Experiment*. CERN SL/ 93-78 (AP), 1993.
- [19] Biryukov V.M., Bavizhev M.D. and Tsyganov E.N. *On the Influence of Imperfect Surface of the Crystal Deflector on the Multiturn Extraction Efficiency*. — Report SSCL-N-776 (1991).
- [20] Biryukov V.M. *Computer simulation of the energy loss spectra in bent crystals*. // Nucl. Instr. and Meth. 1996, **В 117**, p. 357.
- [21] Biryukov V.M. *Optimization of crystal extraction experiment*. // Nucl. Instr. and Meth. 1996, **В 117**, p. 463.
- [22] Афонин А.Г., Бирюков В.М., Гаврилушкин В.А., Гресь В.Н., Зеленов Б.А., Котов В.И., Маишеев В.А., Минченко А.В., Терехов В.Н., Троянов Е.Ф., Чесноков Ю.А., Гордеева М.Г., Денисов А.С., Иванов Ю.М., Петрунин А.А., Скоробогатов В.В., Чунин Б.А. *Первые результаты экспериментов по высокоэффективному выводу протонов из У-70 с помощью монокристалла*. // Письма в ЖЭТФ, 1998, т. **67**, с. 741.
- [23] Akbari H., Altuna X., Bardin S., Belazzini R., Biryukov V., Brez A., Bussa M.P., Busso L., Calcaterra A., Carboni G., Costantini F., De Sangro R., Elsener K., Ferioli F., Ferrari A., Ferri G.P., Ferroni F., Fidecaro G., Freund A., Guinand R., Gyr M., Herr W., Hilaire A., Jensen B.N., Klem J., Lanceri G., Maier K., Massai M.M., Mertens V., Moller S.P., Morganti S., Palamara O., Peraire S., Petretera S., Placidi M., Santacesaria R., Scandale W., Schmidt R., Taratin A.M., Tosello F., Uggerhoj E., Vettermann B., Vita P.F., Vuagnin G., Weisse E. and Weisz S. *First results on proton extraction from the CERN-SPS with a bent crystal*. // Phys. Lett. 1993, **В 313**, p. 491.
- [24] Murphy C.T., Carrigan R.A., Jr., Chen D., Jackson G., Mokhov N., Shih H.-J., Cox B., Golovatyuk V., McManus A., Bogacz S.A., Ramachandran S., Rhoades J., Rosenzweig J., Newberger B., Ellison J.A., Baker S.I., Sun C.R., Gabella W., Taratin A., Tsyganov E., Asseev A., Biryukov V., Khanzadeev A., Prokofieva T., Samsonov V., Solodov G. (E853 Collab.). *First results from bent crystal extraction at the Fermilab Tevatron* // Nucl. Instr. and Meth. 1996, **В 119**, p. 231.
- [25] Carrigan R.A., Chen D., Jackson G., Mokhov N., Murphy C.T., Shih H.-J., Cox B., Golovatyuk V., McManus A., Bogacz S.A., Ramachandran S., Rhoades J., Rosenzweig J.,

- Newberger B., Ellison J.A., Baker S.I., Sun C.R., Gabella W., Taratin A., Tsyganov E., Asseev A., Biryukov V., Khanzadeev A., Prokofieva T., Samsonov V., Solodov G. (E853 Collab.). "Extraction from TeV-range accelerators using bent crystal channeling. // Nucl. Instr. and Meth. 1994, **B90**, p. 128.
- [26] Asseev A., Baker S.I., Bogacz S.A., Biryukov V., Carrigan R.A., Jr., Chen D., Cline D., Cox B., Ellison J.A., Gabella W., Golovatyuk V., Jackson G., Khanzadeev A., McManus A., Mokhov N.N., Murphy C.T., Newberger B., Prokofieva T., Ramachandran S., Rhoades J., Rosenzweig J., Samsonov V., Shih H.-J., Solodov G., Taratin A., Tsyganov E. (E853 Collab.). *First Observation of Luminosity-driven Extraction Using Channeling with a Bent Crystal*. Fermilab Pub-97/300E (1997), // Phys. Rev. Spec.Topics on Accel.and Beams, in press (1998).
- [27] Biryukov V. and Murphy C.T. *Analytical Theory of Multipass Crystal Extraction*. Fermilab TM-2026. Batavia (1997).
- [28] Afonin A.G., Arkhipenko A.A., Baranov V.I., Biryukov V.M., Chesnokov Yu.A., Gavrilushkin V.A., Gres V.N., Kotov V.I., Maishev V.A., Minchenko A.V., Terekhov V.I., Troyanov E.F., Zelenov V.A., Chudin B.A., Denisov A.S., Gordeeva M.G., Ivanov Yu.M., Petrunin A.A., Skorobogatov V.V. *High-efficiency multipass extraction of 70-GeV protons from accelerator with a short bent crystal*. ИИЭП Preprint 98-34. — Protvino, 1998. // Phys. Lett. 1998, **B 435**, p. 240.
- [29] Афонин А.Г., Бирюков В.М., Гаврилушкин В.А., Гресь В.Н., Зеленов Б.А., Котов В.И., Маишеев В.А., Минченко А.В., Терехов В.Н., Троянов Е.Ф., Чесноков Ю.А., Гордеева М.Г., Денисов А.С., Иванов Ю.М., Петрунин А.А., Скоробогатов В.В., Чунин Б.А. *Новые результаты по изучению эффективного вывода протонов кристаллом из ускорителя ИФВЭ*. // Письма в ЖЭТФ, 1998, т. **68**, p. 544.

Рукопись поступила 17 ноября 1998 г.

В.М.Бирюков.

Исследования возможностей применения кристаллической оптики пучков заряженных частиц на ускорителях высоких энергий. Теория и численные методы расчета и оптимизации.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 18.11.98. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.

Печ.л. 6,25. Уч.-изд.л. 4,8. Тираж 100. Заказ 316. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

