

34252 + 345e3

T-19

Всере



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-97-167

На правах рукописи
УДК 539.12.17; 621.384.663

ТАРАТИН
Александр Михайлович

**ИССЛЕДОВАНИЕ КАНАЛИРОВАНИЯ
В ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ
ДЛЯ ВЫВОДА ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ИЗ УСКОРИТЕЛЕЙ**

Специальность: 01.04.16 — физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 1997

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований и НИИ ядерной физики Томского политехнического университета

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук	ВОДОПЬАНОВ Александр Сергеевич
доктор физико-математических наук, профессор	ПОТЫЛИЦЫН Александр Петрович
доктор физико-математических наук, профессор	СТРИХАНОВ Михаил Николаевич

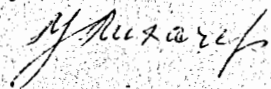
Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Институт физики высоких энергий (Протвино)

Защита диссертации состоится "....." 1997 года в "....." часов на заседании диссертационного совета Д-047.01.02 при Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "....." 1997 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
доктор физико-математических наук,
профессор

 М.Ф. Лихачев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Движение каналированных частиц управляется усредненным вдоль кристаллографических осей или плоскостей электрическим полем атомов кристалла. Идея использования внутрикристаллических полей для управления пучками заряженных частиц высоких энергий с помощью изогнутых монокристаллов была выдвинута Э.Н. Цыгановым (ОИЯИ) в 1976 году. Предполагалось, что в режиме плоскостного каналирования положительно заряженные частицы будут следовать изгибу кристалла до некоторого критического радиуса изгиба плоскостных каналов, который определяется максимальной напряженностью усредненного вдоль плоскостей электрического поля атомов кристалла. Например, для (110) плоскостного канала кристалла кремния напряженность поля достигает 6 ГВ/см и критический радиус изгиба кристалла для протонов с энергией 1 ТэВ равен 1.6 м. Так как длина деканалирования при этих энергиях велика — десятки сантиметров, то изогнутый кристалл может позволить отклонять частицы высоких энергий на значительные углы.

Идея была встречена скептически многими известными физиками, занимающимися исследованиями ориентационных эффектов взаимодействия частиц с кристаллами. Реальная возможность отклонения заряженных частиц изогнутым кристаллом оставалась дискуссионной. В 1977 году началась подготовка к эксперименту с изогнутым кристаллом на протонном пучке синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. В 1978 году до проведения эксперимента на ускорителе эффект отклонения каналированных частиц изогнутым кристаллом был обнаружен нами при участии Э.Н.Цыганова в компьютерном эксперименте. Численный эксперимент проводился по модели бинарных столкновений, которая позволяет детально воспроизводить траектории частиц в кристалле.

В 1979 году возможность управления пучками заряженных частиц с помощью изогнутых кристаллов была впервые продемонстрирована в эксперименте на выведенном из синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ пучке протонов с энергией 8.4 ГэВ. В то же время проведен эксперимент по отклонению электронов с энергией 900 ГэВ в НИИЯФ ТПИ и несколько позже на пучке вторичных частиц с импульсом до 12 ГэВ/с в ЦЕРН. В 1984 году впервые с помощью изогнутого кристалла был осуществлен вывод циркулирующего протонного пучка из синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. В дальнейшем явление отклонения и вывод пучка

частиц из циклического ускорителя изогнутым кристаллом исследовались в ИФВЭ, ПИЯФ, ЦЕРН, ФНАЛ. Достигнутая эффективность вывода пучка составляет 20–30 %.

Проведенные исследования открыли перспективу практического использования кристаллов для управления пучками частиц. Так, на синхротроне в ИФВЭ система вывода кристаллом является постоянно функционирующей, позволяя расширить возможности для постановки экспериментов, а станция разделения выведенного протонного пучка на основе изогнутых кристаллов используется для организации одновременных исследований на нескольких экспериментальных каналах. Экспериментально показана возможность фокусировки пучков частиц изогнутым кристаллом, его использования для диагностики параметров пучка. Изогнутый кристалл был использован для отклонения на экспериментальную установку выведенного из синхрофазотрона ОИЯИ пучка релятивистских ядер углерода.

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

Кроме систем кристаллооптики изогнутый кристалл может быть использован в практике физического эксперимента для измерения энергии частиц по синхротронному излучению, измерения магнитного момента короткоживущих частиц по прецессии их спина.

Для использования изогнутых кристаллов в управлении пучками заряженных частиц, при выборе оптимальных параметров кристаллического дефлектора, нужно иметь ясное представление о влиянии изгиба кристалла на процесс каналирования частиц. Знать, как изменяется захват частиц в режим каналирования, деканалирование, как влияет изгиб кристалла на квазиканализованные частицы, на излучение и ионизационные потери энергии каналированных частиц.

Целью настоящей работы является создание теоретического описания каналирования частиц в изогнутом кристалле, эффективных алгоритмов для моделирования и проведение на их основе компьютерных экспериментов по исследованию каналирования и сопровождаю-

щих его процессов в изогнутом кристалле, разработка кристаллооптических систем для вывода частиц из циклических ускорителей.

Научная новизна работы определяется тем, что в ней впервые:

1. До проведения эксперимента на ускорителе в компьютерном эксперименте в модели бинарных соударений обнаружено отклонение заряженных частиц изогнутым кристаллом как при плоскостном режиме каналирования для положительно заряженных частиц, так и при осевом каналировании и квазиканализовании для положительно и отрицательно заряженных частиц. Установлено влияние изгиба кристалла на эффективность захвата частиц в режим плоскостного и аксиального каналирования.

2. Выявлена сильная энергетическая зависимость основных характеристик каналирования в изогнутом кристалле. Показано, что длины деканализования при изгибе кристалла уменьшаются и в изогнутом кристалле нарушается примерная пропорциональность длин деканализования от энергии частиц. Дано определение эффективности отклонения пучка частиц изогнутым кристаллом. Показано существование оптимальных параметров кристалла для отклонения пучка на заданный угол.

3. Создана быстродействующая модель для исследования каналирования заряженных частиц высоких энергий в изогнутом кристалле в рамках непрерывного приближения для потенциала системы изогнутых атомных плоскостей кристалла с пошаговым учетом многократного рассеяния частиц на электронах и ядрах кристалла. Моделированием обнаружено отклонение изогнутым кристаллом квазиканализованных частиц в сторону, противоположную изгибу, — объемное отражение, которое наблюдается и для отрицательно заряженных частиц. В численном эксперименте исследован механизм объемного захвата частиц в режим плоскостного каналирования в изогнутом кристалле и показана зависимость объемного захвата от радиуса изгиба, температуры кристалла и энергии частиц.

4. Показано, что в спектрах излучения каналированных позитронов при изгибе кристалла возникают осцилляции как в жесткой ондуляторной части спектра, так и в его мягкой синхротронной части. Показано, что наиболее вероятные ионизационные потери энергии и их разброс для каналированной фракции пучка релятивистских протонов увеличиваются с кривизной изгиба кристалла.

5. Создана компьютерная программа для расчета вывода циркули-

рующего пучка из циклического ускорителя, включающая многооборотное движение частиц в кольце ускорителя и прохождение через изогнутый кристалл. Моделированием показано, что эффективность вывода пучка из циклического ускорителя изогнутым кристаллом может быть значительно увеличена за счет кратных проходов частиц циркулирующего пучка через кристалл. Для кристаллооптической системы вывода частиц гало пучка коллайдера предложен и исследован в компьютерном эксперименте метод транспортировки частиц к кристаллу резонансной раскачкой их продольных и поперечных колебаний короткими электрическими импульсами, синхронизованными с ускоряющим напряжением. Кроме того, предложено использовать ультратонкий кристаллический рассеиватель, кристаллическое зеркало для переброса частиц гало пучка коллайдера через несовершенный слой на поверхности изогнутого кристалла.

Практическая ценность работы состоит в том, что развитие в ней теоретическое описание и методы моделирования эффектов каналирования частиц в изогнутом кристалле составили важную часть научного фундамента кристаллооптики заряженных частиц высоких энергий.

Предложенная оценка эффективности отклонения пучка используется для выбора оптимальных параметров кристаллического дефлектора при подготовке экспериментов.

Весьма перспективна для использования на коллайдерах в пассивной моде вместо обычных скреперов разработанная кристаллооптическая система, состоящая из изогнутого кристалла и ультратонкого кристаллического зеркала, которая может выводить частицы, обычно теряемые, с эффективностью до 99 %, что позволяет наряду с получением выведенного пучка радикально уменьшить радиационный фон коллайдерных экспериментов.

Компьютерный эксперимент помог правильно интерпретировать возникновение асимметрии ориентационной зависимости эффективности вывода пучка и расщепления выведенного пучка при наличии поперечной деформации кристалла в эксперименте, проведенном в ЦЕРН.

По результатам работы получено два авторских свидетельства на изобретения.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы неоднократно докладывались на научных семинарах в ЛВЭ ОИЯИ, НИИЯФ ТПУ, НИИЯФ МГУ, на Всесоюзных и Международных со-

вещаниях по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами в НИИЯФ МГУ (Москва, 1978-1995), на Всесоюзном совещании по применению эффектов каналирования в физике высоких энергий (Протвино, 1991 г.), на рабочем совещании по каналированию и другим когерентным эффектам при взаимодействии релятивистских заряженных частиц с кристаллами в Орхусском университете (Дания, 1995 г.), на Международном симпозиуме по излучению электронов в естественных и искусственных периодических структурах RREPS-95 в Томском политехническом университете (Томск, 1995 г.), на конференциях по ускорителям в США.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах, список которых приведен в конце реферата.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитируемой литературы. Общий объем диссертации — 185 страниц машинописного текста. В работе приводятся 114 рисунков и одна таблица.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении сформулированы основные цели диссертационной работы, обосновывается их актуальность и практическая ценность, представлено краткое содержание диссертации.

В первой главе приводятся результаты компьютерного эксперимента, в котором впервые до проведения эксперимента на ускорителе был обнаружен эффект отклонения частиц изогнутым кристаллом. Причем кроме изначально предлагавшегося плоскостного режима каналирования для положительно заряженных частиц эффект отклонения обнаружен также при осевом каналировании для положительно и отрицательно заряженных частиц.

В разд.1.1 дается описание модели бинарных столкновений, разработанной и использованной для исследования каналирования заряженных частиц в изогнутом кристалле. В модели бинарных соударений траектория заряженной частицы в кристалле прослеживается наиболее детально и определяется последовательностью столкновений с атомами кристаллической решетки. Рассматриваются потенциалы ион-атомного взаимодействия, наиболее широко применяемые при расчетах ориентационных эффектов взаимодействия быстрых заряженных частиц с кристаллами, а также основные приближения, используемые для построения траекторий частиц.

В разд.1.2 описывается модель упруго изогнутого кристалла. Полагалось, что кристалл золота, обладающий гранцентрированной решеткой, равномерно изгибается вдоль (001) плоскостей, так что последние представляют собой участки цилиндрической поверхности. При рассматриваемых радиусах изгиба и толщине кристалла смещения атомов много меньше межатомного расстояния, и подобная модель упругих деформаций оправдана.

В разд.1.3 рассмотрены результаты численных экспериментов по прохождению протонов и π^- -мезонов через изогнутый кристалл при различной ориентации его относительно пучка.

При ориентации пучка протонов по касательной к изогнутым плоскостям кристалла, когда его направление далеко отстоит от плотноупакованных направлений, лежащих в плоскости, определенная часть частиц следует изогнутыми плоскостными каналами, двигаясь по траекториям, осциллирующим между соседними плоскостями. Отрицательно заряженные частицы при ориентации пучка вдоль плотноупакованного направления отклоняются кристаллом, захватываясь в связанные состояния изогнутыми атомными цепочками.

Показано, что вероятность захвата частиц в режим каналирования уменьшается с уменьшением радиуса изгиба кристалла. Определена величина критического для каналирования частиц радиуса изгиба кристалла R_c . Заметное уменьшение захвата протонов в режим плоскостного каналирования происходит при изгибе кристалла с $R \leq 10R_c$. При фиксированном изгибе кристалла захват уменьшается с увеличением энергии частиц из-за роста действующей на них центробежной

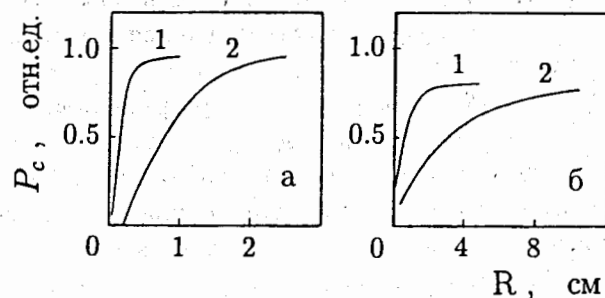
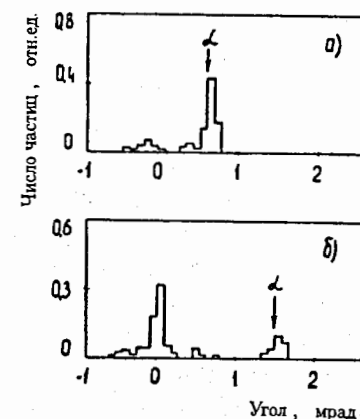


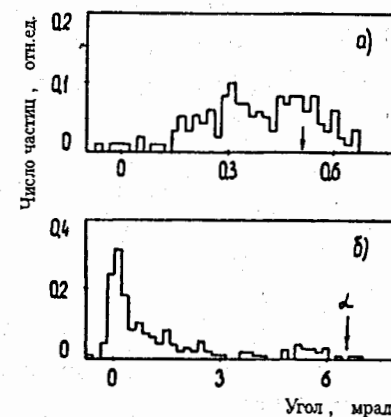
Рис.1. Зависимость вероятности захвата частиц в связанные состояния от радиуса изгиба кристалла Au: (а) протонов с энергией 1 ГэВ (1) и 6.6 ГэВ (2) изогнутыми (001) плоскостными каналами, (б) π^- -мезонов с энергией 1 ГэВ (1) и 5.5 ГэВ (2) изогнутыми [110] цепочками.

Рис.2. Угловые распределения протонов с энергией 1 ГэВ, прошедших изогнутый кристалл золота. Радиус изгиба кристалла $R = 0.29$ см (а) и 0.11 см (б). Протоны входили в (001) канал по касательной под углом 10° к [110] цепочкам.



силы. На захват π^- -мезонов в режим осевого каналирования изгиб кристалла сказывается при радиусах изгиба в несколько раз больших, чем для плоскостного каналирования протонов с той же энергией.

Рис.3. Угловые распределения π^- -мезонов с энергией 1 ГэВ, прошедших изогнутый кристалл золота. Радиус изгиба кристалла $R = 1$ см (а) и 0.1 см (б). Угол ориентации пучка с осью [110] $\psi = 35$ мкрад.



Получены распределения протонов и π^- -мезонов по углам отклонения изогнутым кристаллом. Когда изгиб плоскостных каналов значительно меньше критического, протоны эффективно отклоняется кристаллом и наблюдается четко выраженный максимум в положении угла изгиба, который уменьшается с увеличением изгиба кристалла. Подобная структура угловых распределений с двумя максимумами в положении прямого и отклоненного на угол изгиба пучка при плоскостной ориентации кристалла была получена впоследствии в эксперименте. Спектр углов отклонения π^- -мезонов при осевой ориентации кристалла и малом изгибе более широкий, что обусловлено меньшей чем для протонов стабильностью связанных состояний и вкладом в отклонение надбарьер-

ных частиц. При сильном изгибе кристалла, когда захват π^- -мезонов в связанные состояния не происходит, надбарьерные частицы увлекаются изгибом решетки, что проявляется в наличии хвоста распределения, вытянутого в сторону изгиба. Уширение в сторону изгиба угловых распределений π^- -мезонов при изгибе кристалла было зарегистрировано впоследствии в эксперименте, проведенном в ЦЕРН.

При осевой ориентации кристалла протоны также отклоняется изгибом кристаллической решетки, находясь в надбарьерных состояниях. Так как при этом они не удерживаются в поперечнике кристалла, переходя из одного канала в другой, спектр углов отклонения широкий и центр тяжести пучка смещается на угол меньше угла изгиба.

Во второй главе рассмотрены основные особенности плосконого каналирования положительно заряженных частиц в изогнутом кристалле. Выявлена сильная зависимость основных характеристик каналирования от энергии частиц. Дано определение эффективности отклонения пучка изогнутым кристаллом, проведен анализ ее зависимости от параметров кристалла и пучка.

В разд.2.1 дается краткий обзор основных представлений классической теории каналирования. Рассмотрен непрерывный потенциал системы атомных плоскостей кристалла, обладающий трансляционной симметрией в поперечном направлении, его представление при использовании атомного потенциала Мольера и параболическая аппроксимация. Дан анализ уравнений движения релятивистских частиц в непрерывном потенциале плоскостей кристалла. Рассмотрено деканалирование частиц за счет многократного рассеяния на электронах и ядрах кристалла с помощью уравнения Фоккера — Планка в пространстве поперечной энергии.

В разд.2.2 рассматривается эффективный потенциал, действующий на частицу в изогнутом плосконом канале

$$U_{eff}(x, R) = U(x) \pm \frac{pv}{R}x + U_{co}(R).$$

В параболическом приближении для потенциала канала $U(x)$ эффективный потенциал представляется в виде

$$U_{eff}(x, R) = U_0 \left(\frac{x - x_0}{l} \right)^2, \quad x_0 = \frac{E l^2}{2U_0 R} = \frac{F_c}{2U_0} l^2,$$

где U_0 — высота потенциального барьера прямого канала, l — полуширина канала, $F_c = pv/R$ — центробежная сила. При изгибе кристалла

минимум эффективного потенциала смещается к внешней стенке канала на величину x_0 , что приводит к соответствующему смещению траекторий каналированных частиц. Одновременно величина потенциального барьера $U_{eff}(l, R)$, разделяющего соседние плоскожные каналы, уменьшается.

Показано, что кроме критического радиуса изгиба кристалла R_c существует критическая энергия частиц E_c для каналирования в изогнутом кристалле, при которой потенциальная яма канала вырождается

$$R_c(E) = l \frac{E}{2U_0}, \quad E_c(R) = 2U_0 \frac{R}{l}.$$

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

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

соответственно уменьшаются критические углы каналирования. Ширина области в поперечнике канала, где могут реализоваться финитные траектории частиц, определяет для параллельного пучка зависимость вероятности захвата в режим каналирования от радиуса изгиба и энергии частиц

$$P_c = \frac{2x_c}{d_p} (1 - R_c/R),$$

где $x_c = l - r_c$, r_c — критическое приближение к стенке канала для существования стабильных траекторий каналированных частиц.

В разд.2.3 дан анализ деканалирования частиц в равномерно изогнутом кристалле. Уменьшение длин деканалирования частиц при изгибе кристалла происходит за счет уменьшения критической поперечной энергии каналирования и увеличения многократного рассеяния из-за смещения траекторий частиц к внешней стенке канала.

При изгибе кристалла, далеко от критического, основной вклад в деканалирование дает многократное рассеяние частиц на электронах в центре канала, то есть на валентных электронах, распределение которых близко к равномерному. В этих условиях длина деканалирования в изогнутом кристалле определяется только изменением критической поперечной энергии каналирования E_{xc}

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

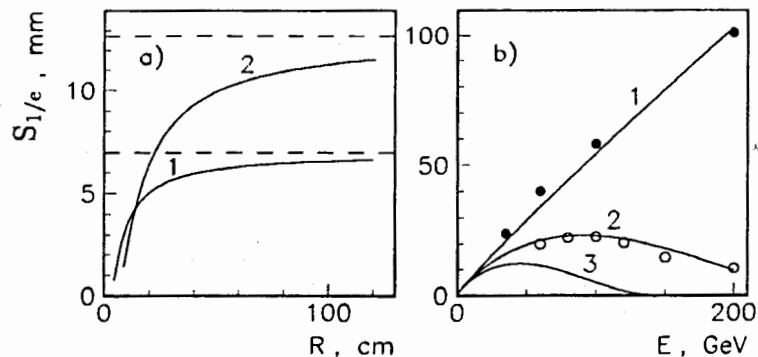


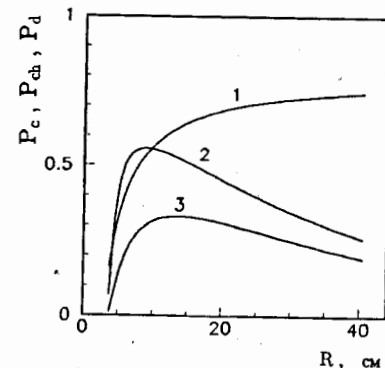
Рис.4. Зависимость длины деканализации протонов в (110) плоскостном канале кремния (а) от радиуса изгиба кристалла R для протонов с энергией 10 ГэВ (1) и 20 ГэВ (2), (б) от энергии протонов E в прямом кристалле (1) и изогнутом с радиусом 80 см (2), 40 см (3). Приближение постоянной плотности электронов, $\rho = NZ_v$, $Z_v = 4$. Точки — эксперимент в Батавии.

где $S_{1/e}^o$ — длина деканализации в прямом кристалле. Так же, как и захват в режим каналирования, длина деканализации начинает резко уменьшаться при достижении изгиба, который приводит к существенному уменьшению критической поперечной энергии каналирования E_{zc} , то есть при $R \leq 10R_c$.

Показано, что в изогнутом кристалле нарушается примерная пропорциональность длин деканализации от энергии частиц, что нашло подтверждение в эксперименте, проведенном впоследствии в Батавии.

При сильном изгибе кристалла, $R \leq 5R_c$, траектории каналированных частиц заметно смещаются к внешней стенке канала, и модель постоянной электронной плотности не может описать увеличения при этом многократного рассеяния на электронах кристалла, вклад в которое начинают давать и электроны остова, плотность которых заметно возрастает при приближении к стенкам канала. Для корректного определения длин деканализации протонов в этом случае необходим учет распределения плотности электронов по сечению канала и учет многократного рассеяния на ядрах. Проведены расчеты электронных и ядерных диффузионных коэффициентов в изогнутом кристалле. Показано, что при сильном изгибе кристалла длины деканализации в значительной степени определяются ядерным рассеянием в отличие от прямого кристалла. Это обуславливает и большую температурную зависимость длин деканализации в сильно изогнутом кристалле, что было также обнаружено в эксперименте в Батавии.

Рис.5. Зависимость вероятности захвата в режим каналирования P_c (1), вероятности пройти весь кристалл в режиме каналирования P_{ch} (2) и эффективности отклонения P_d на угол 20 мрад (3) параллельного пучка протонов с энергией 10 ГэВ кристаллом кремния, изогнутым вдоль (110) плоскостей, от радиуса изгиба кристалла R .



В разд.2.4 рассмотрена эффективность отклонения пучка изогнутым кристаллом. Она определяется вероятностью захвата частиц в режим каналирования P_c и вероятностью P_{ch} пройти весь кристалл в режиме каналирования

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

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

Отклонение пучка на угол $\alpha = L/R$ можно осуществить при различных радиусах изгиба R и длине кристалла L . Показано, что существуют оптимальные параметры L, R кристалла для отклонения пучка на заданный угол. Получены зависимости максимальной эффективности отклонения пучка и оптимального радиуса изгиба (длины) кристалла от величины требуемого угла отклонения.

Так как влияние изгиба кристалла на каналирование определяется величиной центробежной силы $F_c = pv/R$, действующей на частицы, оно не меняется при пропорциональном изменении одновременно с энергией частиц радиуса изгиба кристалла. Иными словами, если изгиб кристалла измерять в критических радиусах $r = R/R_c$, то при одинаковом r эффективный потенциал U_{eff} будет одинаковым, и вероятность захвата в режим каналирования не изменится. Неизменной останется и локализация траекторий частиц в поперечнике изогнутого канала. Показано однако, что наличие логарифмического множителя в электронном коэффициенте трения приводит к медленному снижению эффективности отклонения с увеличением энергии частиц

$$P_d(\alpha; r, E) = \frac{2x_c}{d_p} (1 - 1/r) \exp \left[-\alpha k \frac{r}{(1 - 1/r)^2} \ln(k_2 E^{1/2}) \right],$$

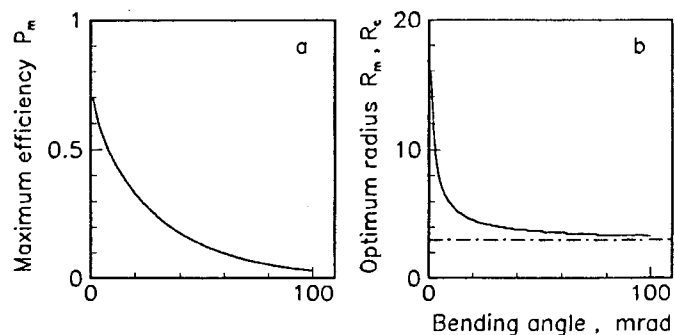


Рис.6. Зависимость максимальной эффективности отклонения (а) параллельного пучка протонов с энергией 10 ГэВ кристаллом кремния, изогнутым вдоль (110) плоскостей, и оптимального радиуса изгиба кристалла (б) от величины угла изгиба. Оптимальный радиус R_m выражен через критический радиус изгиба R_c .

где $k = x_c/(E_{zc}k_1)$, k_1, k_2 — константы, определяемые параметрами кристалла.

В разд.2.5 дан анализ зависимости эффективности кристаллического дефлектора от заряда Z_1 и массы релятивистских ядер A_1 .

Показано, что эффективность отклонения одинакова для легких и тяжелых ядер с одной и той же энергией на нуклон при условии одинакового эффективного изгиба кристалла $r = R/R_c$ и относительной расходимости пучка $\xi = \vartheta_x/\vartheta_c$, где ϑ_c — критический угол каналирования. Это означает, например, что для ядер с $\omega = 2$ можно получить такую же, как для протонов, эффективность отклонения при в два раза большем радиусе изгиба кристалла, так как критический радиус изгиба пропорционален $\omega = A_1/Z_1$.

Проведен сравнительный анализ дефлекторов частиц из кремния и вольфрама. Вольфрам, обладая значительно более высоким порядковым номером, а значит более сильными внутрикристаллическими полями, по своим характеристикам — высокой радиационной стойкости и малым амплитудам тепловых колебаний — является одним из лучших возможных материалов для изготовления кристаллических дефлекторов.

Значительно большее значение критической поперечной энергии каналирования обеспечивает для вольфрама более высокую вероятность захвата частиц в режим каналирования и большие длины деканалирования, несмотря на более высокую электронную плотность. Имеется возможность существенного увеличения эффективности отклонения пуч-

ков заряженных частиц при использовании вместо обычного кремниевого дефлектора кристаллов вольфрама.

В третьей главе рассмотрены процессы, происходящие с квази-канализованной фракцией пучка в изогнутом кристалле, — объемный захват и объемное отражение.

В разд.3.1 описана быстродействующая компьютерная модель, созданная в рамках непрерывного приближения для плоскостного потенциала кристалла.

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

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

Изменением продольной скорости частиц можно пренебречь в силу его относительной малости. Каждому шагу интегрирования по времени уравнения движения соответствует продвижение частицы в кристалле на $\Delta z = v\Delta t$. Для численного решения уравнения движения использовалась процедура Рунге — Кутты четвертого порядка точности. В непрерывном приближении поперечная энергия частицы в кристалле $E_x = m\gamma\dot{x}^2/2 + U(x)$ является интегралом движения. Из условия сохранения E_x выбирался шаг интегрирования Δt .

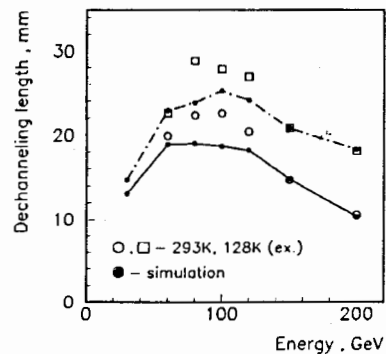
После прохождения частицей расстояния, много меньшего пространственного периода λ осцилляций в канале, разыгрывается изменение направления частицы в результате многократного рассеяния на электронах и ядрах кристалла из гауссовского распределения. Средний квадрат угла отклонения усреднялся вдоль траектории частицы в слое с учетом распределения электронов и ядер в поперечнике канала.

Для многократного рассеяния на ядрах использовалось приближение Оцуки — Китагавы

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

где $\overline{\Delta\vartheta^2}/\Delta z_R$ — средний квадрат угла отклонения частиц на единицу длины пути для аморфной среды, $P_n(x)$ — поперечное распределение атомов плоскости за счет теплового движения.

Рис.7. Зависимость длины деканализации от энергии частиц для кристалла кремния, изогнутого вдоль (110) плоскостей, при комнатной температуре и охлажденного до -145°C . Результаты моделирования и эксперимента в Батавии.



В столкновениях с атомными электронами используется пропорциональность среднего квадрата угла отклонения потерям энергии

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

где $-(dE/dz)$ — удельные ионизационные потери энергии, $\rho(x)$ — плотность электронов в плоскостном канале кристалла, $E^* = pv/2$.

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

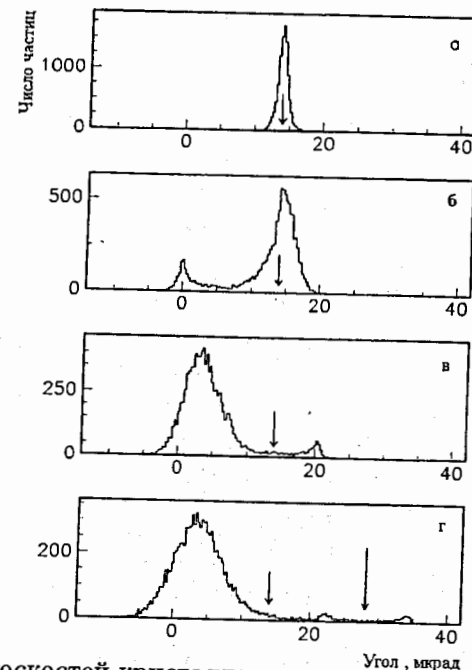
Периодический непрерывный потенциал системы атомных плоскостей рассчитывался в приближении Мольера и усреднялся по тепловым колебаниям атомов. Длины деканализации частиц в прямом и изогнутом кристалле, определенные в численных экспериментах с использованием описанной модели, находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами.

В разд.3.2 рассмотрено отклонение квазиканализованных частиц изогнутым кристаллом в сторону, противоположную изгибу, — объемное отражение.

В пренебрежении многократным рассеянием частиц на электронах и ядрах кристалла прохождение квазиканализованных частиц через кристалл, изогнутый с постоянным радиусом, есть процесс рассеяния участком аксиально-симметричного электрического поля, обладающего радиальной периодичностью.

Получено уравнение траектории релятивистской частицы в непре-

Рис.8. Объемное отражение. Угловые распределения протонов с энергией 900 ГэВ на разных глубинах в кристалле кремния, изогнутом вдоль (110) плоскостей с радиусом $100R_c$, $\vartheta_o = 2\vartheta_c$. Маленькая стрелка — начальное направление пучка, длинная — угол изгиба.



рывном потенциале изогнутых плоскостей кристалла

$$\varphi(r) = \frac{\sqrt{E^*}}{R_o} \cos \vartheta_o \int_{r_o}^r \frac{dr}{\left[E^* \sin^2 \vartheta_o + \frac{2E^*}{R_o} (r - r_o) - (U(r) - U(r_o)) \right]^{1/2}}.$$

Откуда следует обычно используемое для рассмотрения каналирования частиц в изогнутом кристалле приближение, согласно которому изгиб кристалла учитывается введением постоянной центробежной силы $F_c = 2E^*/R_o$, действующей на частицу, и, соответственно, эффективного потенциала $U_{eff}(r, R_o) = U(r) - F_c r$.

Показано, что в случае малого изгиба кристалла, при $F_c \ll F_{cr}$, где F_{cr} — критическая центробежная сила, когда пучок входит в изогнутый кристалл по касательной, квазиканализованные частицы, рассеиваясь непрерывным потенциалом изогнутых плоскостей, отклоняются в сторону, противоположную изгибу, на угол несколько меньше чем ϑ_c . Когда пучок входит в изогнутый кристалл под углом $\vartheta_o > \vartheta_c$ к направлению плоскостей, квазиканализованным состояниям отвечают все частицы пучка и происходит удвоение отклонения. Наблюдаемое отклонение можно рассматривать как отражение частиц изогнутыми плоскостями, происходящее в объеме кристалла. Объемное отражение имеет

место и для отрицательно заряженных частиц, но угол отражения для них меньше.

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

Размер области кристалла S_{vr} , в которой происходит объемное отражение частиц, определяется величиной критического угла каналирования ϑ_c и радиусом изгиба кристалла, $S_{vr} \sim R\vartheta_c$. Для уширения пучка многократным рассеянием при отражении его изогнутым кристаллом длиной S_{vr} имеем

$$\overline{\Delta\vartheta_{ms}^2} = S_{vr} \cdot \frac{\overline{\Delta\vartheta^2}}{\Delta z R} \sim E^{-3/2}, \quad \frac{(\overline{\Delta\vartheta_{ms}^2})^{1/2}}{\vartheta_c} \sim E^{-1/4}.$$

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

В разд.3.3 рассмотрен объемный захват частиц в изогнутом монокристалле. Когда пучок частиц, ориентированный под углом больше критического угла каналирования к атомным плоскостям, пересекает кристалл, то в области касания к изогнутым плоскостям большая часть

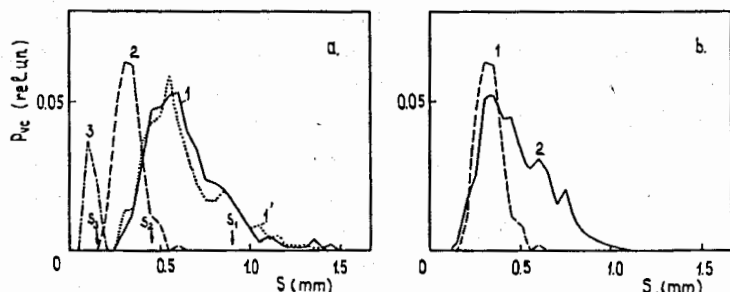


Рис.9. Доля частиц, захватываемых впервые изогнутыми (110) каналами кремния в слое толщиной 50 мкм, от глубины проникновения пучка. (а) Для протонов с энергией 200 ГэВ при $T = 20^\circ \text{C}$ и разным радиусе изгиба кристалла R , м: 30 (1), 15 (2), 5 (3). Кривая 1' для $R = 30$ м при $T = -145^\circ \text{C}$. (б) Для протонов с энергией 200 ГэВ (1) и 100 ГэВ (2) при $R = 15$ м, $T = 20^\circ \text{C}$.

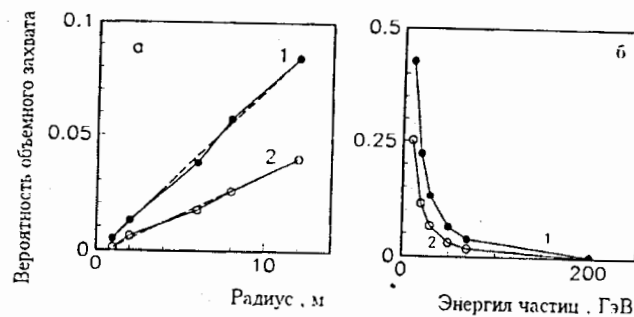


Рис.10. Зависимость вероятности объемного захвата изогнутыми (110) каналами кремния (а) от радиуса изгиба кристалла для протонов с энергией 70 ГэВ, (б) от энергии протонов в случае фиксированного радиуса изгиба кристалла, $R = 6$ м. При разном выборе расстояния критического приближения частиц к плоскостям $r_c = 2 u_1$ (1); а (2).

пучка отражается, и лишь немногие частицы испытывают объемный захват на глубокие уровни потенциальной ямы изогнутых плоскостных каналов и могут отклониться кристаллом на угол изгиба.

В численном эксперименте по модели системы атомных плоскостей изучен механизм диссипации поперечной энергии частиц в кристалле за счет многократного рассеяния. Показано, что он дает для вероятности объемного захвата значение, близкое к экспериментально наблюдаемому.

Изгиб кристалла увеличивает область углов захвата — она определяется углом изгиба, а не критическим углом каналирования. Вместе с тем, благодаря изгибу кристалла, область захвата локализована в кристалле и относительно мала доля частиц деканализовавшихся и захваченных вновь. В этом проявляется отличие от прямого кристалла, в котором повторный захват частиц в режим каналирования значителен, так как частицы долго находятся в околбарьерной области поперечных энергий и покидают ее только за счет многократного рассеяния.

Вероятность объемного захвата частиц зависит от глубины захвата $\Delta E_{vc} = U_m - E_{xc}$, где U_m — величина потенциального барьера, разделяющего соседние плоскостные каналы в изогнутом кристалле, E_{xc} — критическая поперечная энергия каналирования для существования стабильных траекторий каналированных частиц, $E_{xc} = U_{cfl}(r_c)$. При $r_c = a \approx 2.5u_1$ имеем $E_{xc} \approx 14$ эВ и величина вероятности объемного захвата при моделировании составляет для протонов с энергией 1 ГэВ около 11 %, что близко к величине, установленной в экспери-

менте, выполненном в ЛИЯФ.

Показано, что вероятность объемного захвата растет пропорционально радиусу изгиба кристалла, практически не зависит от температуры и уменьшается с ростом энергии частиц, что согласуется с экспериментом. Детальное исследование в численном эксперименте показывает, что вероятность объемного захвата зависит от энергии приблизительно как $E^{-3/2}$. Это подтверждает правомерность аналитической оценки, $P_{vc} \approx Rv_c/S_d$, для вероятности объемного захвата.

В четвертой главе в первом разделе рассматривается излучение релятивистских позитронов при плоскостном каналировании в изогнутом кристалле в рамках классической электродинамики.

Дополнительное искривление траекторий каналированных частиц при изгибе кристалла приводит к изменениям в спектрах излучения — появлению синхротронного излучения, формируемого при движении частиц по дуге окружности вдоль изогнутых плоскостных каналов. Изгиб кристалла вносит принципиальные изменения в излучение каналированных частиц только в случае $v_c\gamma \leq 1$, когда излучение формируется всей траекторией частицы в кристалле.

Рассмотрены особенности спектрально-углового распределения излучения релятивистских позитронов при плоскостном каналировании в изогнутом кристалле. Расчеты проведены для позитронов с $\gamma = 10^4$ при их каналировании в изогнутых (110) плоскостных каналах кристалла кремния, когда $v_c\gamma \approx 1$.

В разд.4.1.1 получено выражение для полной интенсивности излучения позитронов при плоскостном каналировании в изогнутом кристалле, усредненной по ансамблю для параллельного пучка частиц

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

где x_o — величина смещения минимума эффективного потенциала изогнутого канала, I_{st} — интенсивность излучения каналированных частиц в прямом кристалле, I_a — описывает изменение в интенсивности излучения при изгибе кристалла за счет уменьшения максимальной амплитуды колебаний частиц в канале, I_s — определяет интенсивность излучения частиц при движении вдоль дуги изогнутого канала, то есть интенсивность синхротронного излучения, которая растет с уменьшением радиуса как R^{-2} . Полученное выражение с учетом уменьшения вероятности захвата позитронов в режим каналирования при изгибе

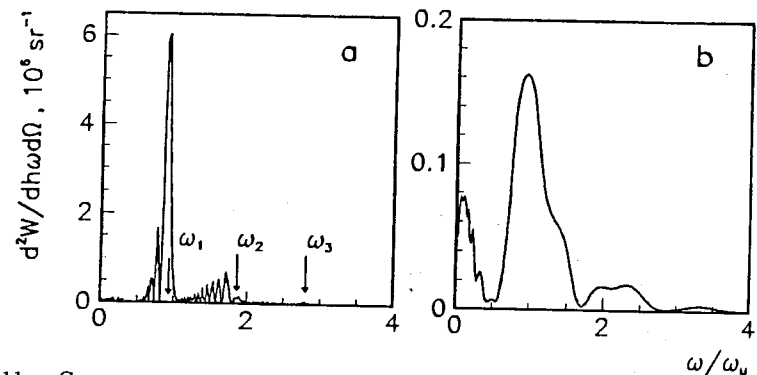


Рис.11. Спектральное распределение энергии излучения в направлении "вперед" позитрона с $\gamma = 10^4$ при каналировании в (110) канале изогнутого кристалла кремния, амплитуда колебаний частицы в канале $x_m = 0.4l$, $\omega_u = 2\gamma^2\omega_o$: а - $R = 76.4$ см, $l_c \geq 11\lambda$; б - $R = 7.64$ см, $l_c \geq \lambda$.

кристалла показывает, что в результате изгиба не происходит увеличения выхода излучения от каналированной фракции частиц.

В разд.4.1.3 рассмотрены спектры синхротронного излучения и излучения позитронов при плоскостном каналировании в прямом монокристалле. Формирование спектра синхротронного излучения завершается при длине дуги, превышающей более чем на порядок длину когерентности $R\gamma^{-1}$. Излучение в основном происходит в области частот $0-5\omega_c$ с максимумом при $\omega \approx \omega_c$, где $\omega_c = 3/2\Omega_o\gamma^3$ — характерная частота излучения, $\Omega_o = v/R$ — круговая частота обращения частицы.

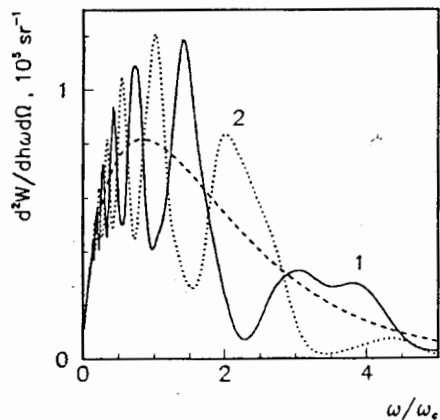
Максимум интенсивности излучения каналированных позитронов в прямом кристалле при рассматриваемой энергии приходится на первую гармонику, частота которой в переднем направлении приблизительно равна $\omega_u = 2\gamma^2\omega_o$, где $\omega_o = cv_c/l$ — частота колебаний частицы в канале.

В разд.4.1.4 рассмотрено уравнение траектории каналированного позитрона в изогнутом кристалле в параболическом приближении для потенциала канала и процедура для вычисления спектрально-угловой плотности излучения, позволяющая производить аналитически вычисление интеграла от быстро осциллирующей функции на отдельном участке траектории частицы.

В разд.4.1.5 рассмотрены спектры излучения каналированных позитронов в изогнутом кристалле в фиксированном направлении в плоскости орбиты.

Поскольку при каналировании позитронов в изогнутом кристалле

Рис.12. Синхротронная часть спектра излучения позитрона с $\gamma = 10^4$ при каналировании в (110) канале изогнутого кристалла кремния, $x_m = 0.4 l$, $R = 7.64$ см, $l_c \geq \lambda$, для двух азимутальных направлений в плоскости орбиты с фазами колебания частицы в канале: 1 — $F = \pi/2$, 2 — $F = 3/2\pi$. Пунктиром показан спектр обычного синхротронного излучения в плоскости орбиты, $x_m = 0$.



излучение происходит как за счет осцилляций частицы в поле канала, так и благодаря искривлению ее траектории, связанному с изгибом каналов, используются соответственно термины квазиондуляторное и квазисинхротронное излучение.

Расчеты обнаружили изменения, происходящие в квазисинхротронной и квазиондуляторной областях спектра, зависимость спектров излучения от радиуса изгиба кристалла. Интерференция двух механизмов излучения для каналированных частиц в изогнутом кристалле приводит к появлению характерных осцилляций в спектре. Колебания частиц в канале на длине формирования синхротронного излучения обуславливают зависимость спектров от азимута наблюдений.

В разд.4.1.6 рассмотрено изменение углового распределения излучения каналированных позитронов в изогнутом кристалле для различных областей спектра. Изменение на частотах синхротронной области спектра за счет радиальных осцилляций каналированного позитрона не сводится к простому добавлению излучения за счет гармоник ондуляторного излучения на больших углах к орбитальной плоскости — возникает также излучение в промежуточной области углов.

В разд.4.1.7 рассмотрены интегральные спектры излучения каналированных позитронов в изогнутом кристалле. При небольшом изгибе кристалла спектр близок к спектру в прямом кристалле с максимумами, определяемыми излучением на первой и второй гармониках. Изгиб приводит лишь к осцилляциям в спектре. В случае сильного изгиба кристалла, когда $\omega_u/\omega_c = 10$, возникающее квазисинхротронное излучение формирует максимум, примерно равный максимуму излучения на первой гармонике. При этом радиальные осцилляции каналирован-

ных частиц приводят к увеличению выхода излучения в синхротронную область спектра.

В разд.4.2 рассматриваются спектры ионизационных потерь релятивистских протонов в изогнутом кристалле.

Известно, что ионизационные потери энергии положительно заряженных частиц при каналировании меньше, чем потери в разориентированном случае, когда направление импульса частиц отстоит далеко от плотноупакованных направлений и плоскостей. Использование изогнутых кристаллов дает дополнительную возможность исследовать ионизационные потери энергии хорошо каналированных частиц, обладающих малыми поперечными энергиями на входе в кристалл, с помощью встроенных поверхностно-барьерных детекторов.

В разд.4.2.1 рассмотрена процедура вычисления спектра ионизационных потерь энергии релятивистских протонов в ориентированном кристалле.

Рассматриваемая область значений потерь энергии частицы в слое разбивалась на части, и каждая частица давала вклад в i -ый интервал согласно распределению Ландау, рассчитанному для средней точки интервала, с использованием вычисленных вдоль ее траектории в монокристалле средних потерь и электронной плотности. Полный спектр потерь получали суммированием вкладов от всех частиц пучка.

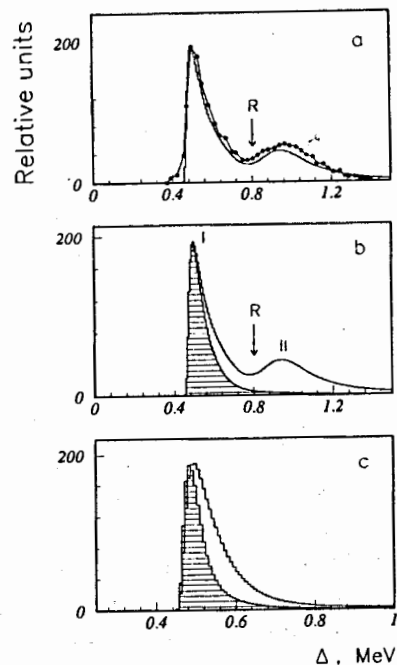
Для расчета средних потерь энергии частицы в каждом слое использовалась тормозная способность, зависящая от траектории частицы в кристалле,

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

где $C(x)$ — поправка для учета процессов "переброса", когда часть импульса частицы передается кристаллической решетке, $\rho(x)$ — электронная плотность, усредненная вдоль плоскостей кристалла, δ — поправка на эффект плотности, I — средний потенциал возбуждения атомов кристалла.

Расчет траекторий частиц в кристалле проводился по модели системы атомных плоскостей. Рассматривался кристалл кремния длиной 50 мм, изогнутый вдоль (111) плоскостей с помощью трех опор. Полагалось, что вдоль изогнутой части кристалла кривизна растет линейно при приближении к центральной точке.

Рис.13. (а,б) Спектр ионизационных потерь энергии пучка протонов с энергией 450 ГэВ и расходимостью 3 мкрад в первом слое кристалла Si, ориентированного (111) плоскостями на входе под углом $\vartheta_0 = 0$ к оси пучка. (а) Сравнение с экспериментальным спектром. Стрелка "R" отмечает положение наиболее вероятных потерь в разориентированном случае. (б) Заштрихованная гистограмма показывает отдельно спектр отклоненной фракции пучка для угла изгиба кристалла 1.4 мрад. (с) Спектры отклоненной фракции для углов изгиба 1.4 мрад и 8.9 мрад (заштрихован).

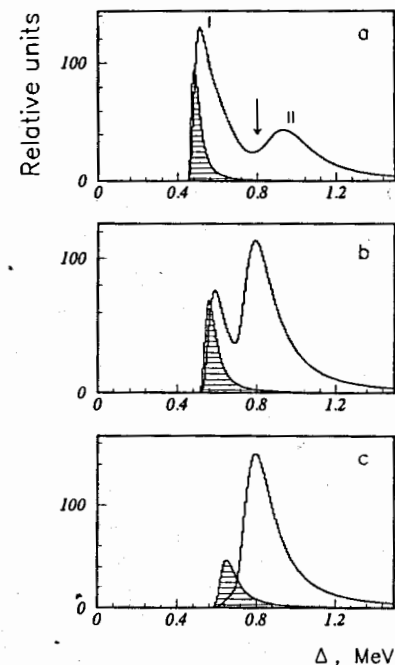


В разд.4.2.2 рассмотрены угловые распределения протонов, прошедших через изогнутый кристалл, для разных углов изгиба. Получены зависимости числа каналированных частиц в широком и узком каналах с глубиной проникновения в кристалл. Показано, что для большого угла изгиба частицы деканализуют преимущественно в первой половине изогнутой части кристалла, кривизна каналов в которой растет, то есть за счет центробежного деканализирования. Угловые распределения хорошо согласуются с полученными в эксперименте.

Для малых углов изгиба кристалла рассчитанные значения эффективности отклонения очень близки к экспериментальным результатам, тогда как для больших углов они идут выше. Последнее может быть обусловлено значительными локальными искажениями кристаллической решетки вблизи опор при сильном изгибе кристалла, которые приводят к дополнительным потерям, не учитываемым при моделировании.

В разд.4.2.3 рассмотрены спектры ионизационных потерь протонов в ориентированном кристалле в его первом слое. В спектре имеются два максимума при $\Delta_{mp}^1 \approx 0.6\Delta_{mp}^R$ и $\Delta_{mp}^2 \approx 1.18\Delta_{mp}^R$, где Δ_{mp}^R — наиболее вероятные потери в разориентированном случае. Первый пик формируется частицами, каналированными в широких каналах с достаточно

Рис.14. Спектры ионизационных потерь энергии для отклоненной (заштрихованы) и неотклоненной фракций пучка протонов с энергией 450 ГэВ по мере прохождения кристалла (увеличения кривизны): (а) в первом слое, (б,с) в изогнутой части кристалла для слоев 8 и 10, соответственно. Угол изгиба кристалла 8.9 мрад.



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

Отдельно рассмотрены спектры потерь энергии для отклоненной фракции пучка. Отклоненная фракция в первом слое представляет частицы с поперечными энергиями достаточно малыми, чтобы пройти весь кристалл в режиме каналирования. Они движутся по центральной части широкого канала в области пониженной электронной плотности, поэтому формируют максимум каналированных частиц со стороны низких потерь энергии. С ростом угла изгиба разброс потерь энергии для отклоненной фракции уменьшается и это также хорошо согласуется с экспериментом.

Рассмотрена зависимость спектров потерь от кривизны кристалла, ориентации и расходимости пучка. Показано, что наиболее вероятные потери энергии и их разброс для каналированной фракции пучка увеличиваются с кривизной изгиба кристалла.

В пятой главе рассматривается вывод пучка из циклических ускорителей изогнутым кристаллом.

Использование изогнутых кристаллов для вывода циркулирующего пучка из ускорителя и разделения выведенного пучка расширяет возможности управления и может значительно увеличить эффективность работы ускорительных комплексов.

Особенно перспективной представляется идея использования изогнутого кристалла для вывода частиц гало пучка коллайдера с целью проведения экспериментов на фиксированной мишени одновременно с коллайдерными экспериментами.

В разд.5.1 в численном эксперименте рассматривается многооборотный вывод пучка из ускорителя изогнутым кристаллом. В созданной модели рассматриваются два основных процесса: трассировка частиц через кольцо ускорителя и прохождение их через изогнутый кристалл.

При моделировании частицы, отклонившиеся на угол $Y' > \alpha - \theta_{col}$, где α — угол изгиба кристалла, θ_{col} — угол коллимации регистрирующей системы, считались выведенными из ускорителя. Частицы, рассеянные в кристалле и покидающие его под углом $\theta_{ac} < Y' < \alpha - \theta_{col}$, где θ_{ac} — угловой аксептанс камеры ускорителя, считались потерянными на стенках камеры. Частицы с углами $Y' < \theta_{ac}$ оставались в циркулирующем пучке и могли на последующих оборотах вновь попасть на кристалл.

Показано, что эффективность вывода может существенно увеличиться за счет многократных проходов частиц через кристалл, если уширение пучка за счет рассеяния в кристалле невелико

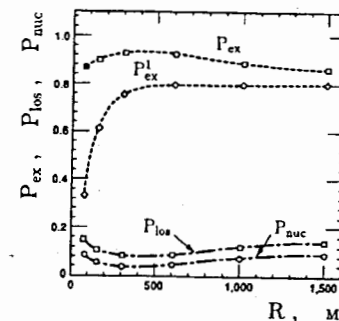
$$S \leq S^*, \quad S^* = \frac{4U_0 E}{E_s^2} L_r,$$

и когда потери частиц за счет неупругих взаимодействий в кристалле малы

$$S \ll S_n,$$

где S^* — длина кристалла, на которой угол многократного рассеяния равен критическому углу каналирования, $E_s = 21$ МэВ, $L_r = 9.36$ см — радиационная длина в кремнии, S_n — длина свободного пробега частиц между неупругими ядерными взаимодействиями в кристалле, для

Рис.15. Зависимость от радиуса изгиба кристалла: P_{ex} — полной эффективности вывода пучка SSC, P_{ex}^1 — эффективности вывода при первом прохождении через кристалл, P_{nuc} — доли частиц, теряемых в неупругих ядерных взаимодействиях в кристалле, P_{los} — общих потерь как в кристалле, так и на стенках камеры.



кремния длина $S_n = 45.5$ см. Для протонов с энергией 20 ТэВ, проектная энергия для коллайдера SSC, в кремнии $S^* \approx 40$ см и ограничение на длину кристалла обусловлено в основном требованием минимизации потерь частиц за счет неупругих взаимодействий. Иная ситуация, например, для синхротрона ИФВЭ, где для протонов с энергией 70 ГэВ $S^* = 1.5$ мм и более жестким становится первое требование.

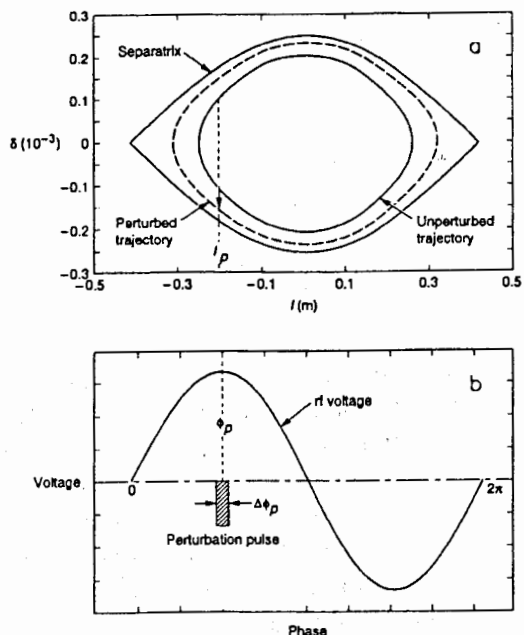
Вклад многократных проходов изменяет зависимость эффективности вывода от радиуса изгиба кристалла, его длины. Становится более выгодным работать при меньших R с более короткими кристаллами.

Обнаружено влияние объемного отражения частиц в кристаллическом дефлекторе на динамику процесса вывода — появление дрейфа частиц по углу в плоскости изгиба кристалла. Этот дрейф в зависимости от ориентации кристалла относительно пучка приводит к уменьшению, либо увеличению амплитуды бетатронных колебаний частиц и способствует более быстрому приходу циркулирующих частиц в угловую область захвата.

Рассмотрено влияние поперечной деформации кристалла, возникающей при изгибе в определенных условиях, на вывод пучка из ускорителя. Показано, что разброс направлений плоскостей на входе и выходе из изогнутого кристалла, имеющийся при наличии поперечных деформаций, приводит к асимметрии ориентационной зависимости эффективности вывода пучка и расщеплению выведенного пучка, наблюдавшимся в эксперименте.

В разд.5.2 для кристаллооптической системы вывода частиц гало пучка коллайдера предложен и изучен в компьютерном эксперименте метод транспортировки частиц продольного гало к кристаллу, исключая воздействие на пучок. Суть метода заключается в том, что в ВЧ систему коллайдера вводится определенным образом импульсы воз-

Рис.16. Схематическое изображение процесса раскачки синхротронных колебаний частиц гало пучка коллайдера электрическими импульсами, синхронизованными с ускоряющим напряжением. (а) Траектории частицы в продольном фазовом пространстве до и после воздействия импульса возмущения. (б) Синусоидальное ускоряющее напряжение и импульс возмущения, подаваемый при его определенной фазе ϕ_p .



мушения, действующие в резонанс с синхротронными колебаниями частиц и способные эффективно выбрасывать частицы из контролируемой области продольного гало банча, не оказывая воздействия на частицы с малыми амплитудами осцилляций.

Когда момент включения импульсов возмущения синхронизован с ВЧ напряжением так, что положение импульсов в пространстве фазы ВЧ соответствует, например, фазе $\phi_p = \pi/2$, воздействию импульсов будут подвергаться только частицы гало с амплитудами колебаний фазы $\psi > \pi/2$. Это значит, что импульсы воздействуют на частицы с амплитудами продольных колебаний около центра банча $\hat{l} > l_w/2$, где l_w — полуширина сепаратриссы.

Для избирательного воздействия на частицы банча длительность импульсов возмущения должна быть значительно меньше периода ВЧ напряжения, $T_p \ll T_{rf}$.

Так как синхротронные колебания частиц с большими амплитудами являются нелинейными — период растет с амплитудой, временной интервал между импульсами возмущения должен увеличиваться, чтобы обеспечивать монотонный рост синхротронной амплитуды частиц — резонансный рост.

Отвечающая этому условию временная последовательность импульсов возмущения — единичная резонансная последовательность — зависит от начального положения выделенной фракции частиц гало (l_p, δ_p) и амплитуды импульса V_p . Она определялась в результате моделирования траекторий частиц в фазовом пространстве $\delta-l$.

При одном включении единичной резонансной последовательности импульсов только очень малая фракция частиц захватывается последовательностью и выбрасывается ею за сепаратриссу. Повторением резонансной последовательности можно добиться высокой эффективности выброса частиц всего продольного гало за сепаратриссу. Показана возможность плавной регулировки скорости поступления частиц гало на кристалл с помощью изменения амплитуды и длительности импульсов возмущения, а также числа повторений резонансной последовательности.

Использование раскачки продольных колебаний предполагает одновременно создание высокой дисперсии на азимуте кристалла для перевода продольного отклонения частицы в поперечное отклонение. Рассмотрен также способ резонансной раскачки поперечных колебаний частиц продольного гало пучка коллайдера для транспортировки их к кристаллу.

В разд.5.3 рассмотрено применение ультратонкого кристаллического рассеивателя для решения проблемы несовершенного слоя на поверхности изогнутого кристалла.

Для вывода пучка кристалл размещается за пределами апертуры циркулирующего пучка, и при наведении частицы, постепенно приближаясь в поперечном направлении к кристаллу, входят в него вблизи поверхности. Существование несовершенного слоя на поверхности кристалла обуславливает при этом потери в эффективности вывода пучка из ускорителя.

Для уменьшения этих потерь предложено использовать предварительное рассеяние циркулирующих частиц на ультратонком кристалле для переброса их через несовершенный слой изогнутого кристалла. Идея состоит в использовании потенциального рассеяния частиц в ориентированном кристалле вместо многократного кулоновского рассеяния в аморфном веществе.

Когда частица входит в кристалл почти параллельно плоскостям, ее движение управляется усредненным плоскостным потенциалом и угол отклонения может достигать критического угла каналирования ϑ_c на

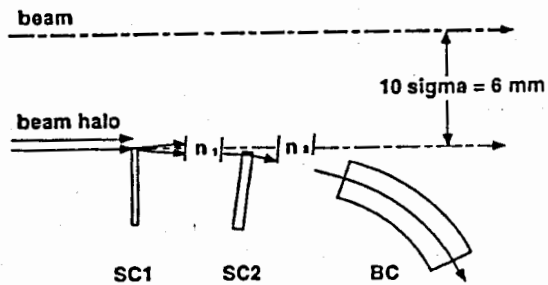


Рис.17. Кристаллооптическая система, предложенная для "пассивного" вывода частиц гало пучка коллайдера (Тэватрона): SC1 — аморфный предрассеиватель, SC2 — ультратонкий кристаллический рассеиватель, BC — изогнутый кристалл, n — число оборотов, совершаемое частицей до соударения со следующей мишенью.

длине, равной всего четверти длины колебаний частиц в плоскостном канале $\lambda/4$. Для протонов с энергией 20 ТэВ в (110) канале кремния $\lambda/4 \simeq 100$ мкм, а $\vartheta_c \simeq 1.5$ мкрад, тогда как угол многократного рассеяния для них на длине 100 мкм в разориентированном кремнии всего 0.016 мкрад.

Ультратонкий кристалл сильно рассеивает частицы только в направлении, поперечном плоскостям. Эта анизотропность рассеивателя очень важна особенно в том случае, когда вывод пучка осуществляется в направлении, перпендикулярном наведению, так как ультратонкий кристалл, увеличивая заброс частиц, не вносит дополнительного углового разброса в направлении, поперечном рабочим плоскостям кристаллического дефлектора.

Кристалл толщиной в четверть длины осцилляций частицы в плоскостном канале работает как рассеиватель, увеличивая угловой заброс пучка. Показано, что применение такого кристаллического рассеивателя позволяет значительно увеличить ширину распределения прицельных параметров частиц при попадании через некоторое число оборотов на кристалл-дефлектор.

Напротив, при толщине, равной половине длины колебаний $\lambda/2$ для частиц в плоскостном канале, ультратонкий кристалл работает как кристаллическое зеркало. Устанавливая его плоскостями под углом в половину критического угла каналирования к пучку, получим для большинства частиц отклонение, приблизительно равное ϑ_c . Частицы, совершив половину колебания в канале, выходят из кристалла под тем же

углом противоположного знака относительно направления плоскостей — отражаются ими. Важно, что большинство частиц гало циркулирующего пучка получают приблизительно одинаковое и большое отклонение в таком ультратонком кристалле и попадают на последующих оборотах в кристалл-дефлектор на значительном расстоянии от его края.

Результаты моделирования показали, что более чем 10^7 протонов в секунду, ныне терлемых на скреперах и коллиматорах, может быть выведено из Тэватрона при работе его в коллайдерном режиме с помощью кристаллооптической системы из изогнутого кристалла и ультратонкого кристаллического зеркала в пассивной моде без всякого воздействия на пучок. Кроме получения тестового пучка, пассивный вывод решает еще одну не менее важную задачу локализации потерь пучка, значительно улучшая радиационный фон для коллайдерных экспериментов. Такой чистый кристаллический скрепер-дефлектор — эффективность вывода частиц гало им достигает 99 % — весьма перспективен для использования на сооружаемом коллайдере LHC.

В разд.5.3 рассмотрен проект вывода пучка релятивистских ядер из Нуклотрона ЛВЭ ОИЯИ с помощью изогнутого кристалла. Показано, что оптимальным для наведения пучка является использование бампа орбиты, который подводит пучок к кристаллу, и затем частицы выбрасываются на кристалл с помощью поперечной диффузии или резонансной раскачки бетатронных колебаний. Использование кристалла вольфрама вместо обычного кремниевого дефлектора может повысить эффективность вывода пучка из Нуклотрона более чем на порядок.

В заключении сформулированы основные результаты работы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. Разработан эффективный алгоритм для расчета траекторий заряженных частиц в изогнутом кристалле в рамках модели бинарных столкновений.
2. Впервые до проведения эксперимента на ускорителе в компьютерном эксперименте обнаружено отклонение заряженных частиц изогнутым кристаллом. Причем кроме плоскостного режима каналирования для положительно заряженных частиц эффект отклонения обнаружен также при осевом каналировании для положительно и отрицательно заряженных частиц. Характер полученных угловых распределений впоследствии подтвердился в эксперименте.

3. Установлено, что в изогнутом кристалле появляется сильная энергетическая зависимость основных характеристик каналирования: критической поперечной энергии, угла каналирования, эффективности захвата в режим каналирования. Определена критическая энергия частиц для каналирования в изогнутом кристалле.
4. Дан анализ деканалирования релятивистских протонов из плоскостных каналов равномерно изогнутого кристалла на основе уравнения Фоккера — Планка. Установлено, что длины деканалирования при изгибе кристалла уменьшаются и в изогнутом кристалле нарушается примерная пропорциональность длин деканалирования от энергии частиц. Впоследствии это нашло подтверждение в эксперименте.
5. Дано определение эффективности отклонения пучка изогнутым кристаллом. Показано существование оптимальных параметров кристалла для отклонения пучка на заданный угол. Предложенная оценка эффективности отклонения используется для выбора параметров кристаллического дефлектора при подготовке экспериментов.
6. Создана быстродействующая компьютерная модель для исследования каналирования заряженных частиц высоких энергий в изогнутом кристалле в рамках непрерывного приближения для потенциала системы изогнутых атомных плоскостей кристалла с пошаговым учетом многократного рассеяния частиц на электронах и ядрах кристалла. На ее основе создан пакет компьютерных программ для расчета прохождения частиц через изогнутый кристалл, в том числе неравномерно изогнутый и с паразитными поперечными деформациями.
7. Моделированием обнаружено отклонение квазиканализованных частиц изогнутым кристаллом в сторону, противоположную изгибу, — объемное отражение, которое наблюдается и для отрицательно заряженных частиц.
8. В компьютерном эксперименте установлен механизм объемного захвата частиц в изогнутом кристалле. Установлено, что диссипация поперечной энергии квазиканализованных частиц в изогнутом кристалле, обеспечиваемая за счет многократного рассеяния, дает для вероятности объемного захвата значение, близкое к экспериментально наблюдаемому. Показано, что вероятность объемного

- захвата растет с увеличением радиуса изгиба кристалла, практически не зависит от температуры и уменьшается с ростом энергии частиц, что согласуется с экспериментом.
9. Предложена процедура для вычисления спектров излучения релятивистских позитронов при каналировании в изогнутом кристалле. Установлено, что в спектрах излучения каналированных позитронов при изгибе кристалла возникают осцилляции как в жесткой ондуляторной части спектра, так и в его мягкой синхротронной части. Радиальные колебания каналированных позитронов на длине формирования синхротронного излучения, возникающего в изогнутом кристалле, приводят к сильной азимутальной зависимости спектров. Изменяется угловое распределение излучения для различных областей спектра.
 10. Разработан алгоритм для моделирования спектров ионизационных потерь энергии частиц в ориентированном кристалле. Моделированием установлена зависимость спектров ионизационных потерь энергии протонов от кривизны кристалла, ориентации и расходимости пучка. Показано, что наиболее вероятные потери энергии и их разброс для каналированной фракции пучка увеличиваются с кривизной изгиба кристалла. Рассчитанные спектры потерь хорошо воспроизводят экспериментальные результаты.
 11. Создана компьютерная программа для расчета вывода циркулирующего пучка из циклического ускорителя, включающая многооборотное движение частиц в кольце ускорителя и прохождение через изогнутый кристалл.
 12. Моделированием показано, что эффективность вывода пучка из циклического ускорителя изогнутым кристаллом может быть значительно увеличена за счет кратных проходов частиц циркулирующего пучка через кристалл. Важность вклада кратных проходов в эффективность вывода впоследствии была установлена в эксперименте. Установлено влияние объемного отражения частиц в изогнутом кристалле и его поперечной деформации на процесс вывода циркулирующего пучка.
 13. Для кристаллооптической системы вывода частиц гало пучка коллайдера предложен и исследован в компьютерном эксперименте метод транспортировки частиц к кристаллу резонансной раскачкой

их продольных и поперечных колебаний короткими электрическими импульсами, синхронизованными с ускоряющим напряжением. Метод дает возможность плавной регулировки скорости поступления частиц гало на кристалл и исключает возмущение пучка коллайдера.

14. Предложено использовать ультратонкий кристаллический рассеиватель, кристаллическое зеркало для системы вывода гало пучка коллайдера изогнутым кристаллом, что позволяет успешно решить проблему существования нарушенного слоя на поверхности изогнутого кристалла. Компьютерный эксперимент показал, что кристаллооптическая система, состоящая из изогнутого кристалла и ультратонкого кристаллического зеркала, при использовании на коллайдерах в пассивной моде вместо обычных скреперов, может выводить частицы, обычно теряемые, с эффективностью до 99 %, что позволяет наряду с получением выведенного пучка радикально уменьшить радиационный фон коллайдерных экспериментов.
15. Разработан проект вывода пучка релятивистских ядер из Нуклотрона ЛВЭ ОИЯИ с помощью изогнутого кристалла, включая различные механизмы наведения частиц на кристалл. Показано, что использование кристалла вольфрама вместо обычного кремниевого дефлектора может повысить эффективность вывода пучка более чем на порядок.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Таратин А.М., Цыганов Э.Н., Воробьев С.А. Поворот пучков заряженных частиц изогнутым монокристаллом. Численный эксперимент. — Письма в ЖТФ, т.4, с.947–950, 1978;
Taratin A.M., Tsyganov E.N. and Vorobiev S.A. Computer simulation of deflection effects for relativistic charged particles in a curved crystal. — Phys.Letters A, v.72, p.145–146, 1979.
2. Taratin A.M., Filimonov Yu.M., Vyatkin E.G., Vorobiev S.A. Theory of planar channeling of relativistic protons in bent crystals. — Phys.Stat.Sol.B, v.100, p.273–279, 1980.
3. Taratin A.M., Vorobiev S.A. Planar channeling of relativistic protons in bent crystal. — Phys.Stat.Sol.B, v.107, p.521–528, 1981.

4. Kovalenko A.D., Taratin A.M., Tsyganov E.N. Crystal deflector for relativistic ion colliders. — Preprint JINR E1-92-8, 11 p., Dubna 1992;
Kovalenko A.D., Mikhailov V.A., Taratin A.M., Tsyganov E.N. Design concept and computer simulation of nuclotron beam extraction system with a bent crystal. — JINR rapid communications 6[63]-93, p.13–23, Dubna 1993;
Коваленко А.Д., Михайлов В.А., Таратин А.М., Цыганов Э.Н. Компьютерное моделирование вывода пучка из нуклотрона изогнутым кристаллом. — Сообщения ОИЯИ P9-93-385, 14 с., Дубна 1993.
5. Kovalenko A.D., Mikhailov V.A., Taratin A.M., Boiko V.V., Kozlov S.I., Tsyganov E.N. Bent tungsten crystal as deflector for high energy particle beams. — Workshop on channeling and other coherent crystal effects at relativistic energy, Book of abstract, University of Aarhus, Aarhus, July 10-14, 1995; JINR Rapid Communications, 4[72]-95, p.9–18, Dubna 1995.
6. Таратин А.М., Воробьев С.А. Объемный захват протонов в режим каналирования в изогнутом кристалле. — ЖТФ, т.55, с.1598–1604, 1985;
Taratin A.M., Vorobiev S.A. Computer simulation of proton channeling catch-up in bent crystals. — Phys.Stat.Sol.B, v.133, p.511–516, 1986;
Taratin A.M., Vorobiev S.A. "Volume trapping" of protons in the channeling regime in a bent crystal. — Phys.Letters A, v.115, p.398–400, 1986.
7. Taratin A.M., Vorobiev S.A. Planar dechanneling and volume capture of high-energy protons in a bent crystal. — Nucl.Instrum.Meth.B, v.47, p.247–252, 1990.
8. Таратин А.М. Объемное отражение и объемный захват протонов в изогнутом кристалле. — Сообщения ОИЯИ P1-96-262, Дубна 1996.
9. Taratin A.M., Vorobiev S.A. "Volume reflection" of high-energy charged particles in quasi-channeling states in bent crystals. — Phys.Letters A, v.119, p.425–428, 1987;
Taratin A.M., Vorobiev S.A. Deflection of high-energy charged particles in quasi-channeling states in bent crystals. — Nucl.Instrum.Meth. B, v.26, p.512–521, 1987.

10. Таратин А.М. Особенности излучения релятивистских позитронов при плоскостном каналировании в изогнутом кристалле. — ЖТФ, т.59, с.138–143, 1989;
Taratin A.M., Vorobiev S.A. Radiation of high-energy positrons channeled in bent crystals. — Nucl.Inst.Meth.B, v.31, p.551–557, 1988.
11. Taratin A.M., Vorobiev S.A. Quasi-synchrotron radiation of high-energy positrons channeled in bent crystals. — Nucl.Instrum.Meth.B, v.42, p.41–45, 1989.
12. Taratin A.M. Deflection efficiency and energy loss distributions for high energy protons in a bent crystal. — Nucl.Instr.Meth.B, v.119, p.156–162, 1996.
13. Taratin A.M., Vorobiev S.A., Bavizhev M.D., Yazynin I.A. Computer simulation of multiturn beam extraction from accelerators by bent crystals. — Nucl.Instr.Meth.B, v.58, p.103–108, 1991.
14. Shih H.-J. and Taratin A.M. Bent crystal extraction of the SSC beam with RF noise induced diffusion. — SSC Laboratory Report, SSCL-389, 29 p., March 1991.
15. Taratin A.M. Computer simulation of accelerator beam extraction with a bent crystal. — Nucl.Instrum.Meth.B, v.95, p.243–248, 1995.
16. Tsyganov E., Shih H.-J., Taratin A. Resonance excitation of the SSC beam halo by RF voltage pulses. — SSC Laboratory Report, SSCL-609, 15 p., December 1992.
17. Tsyganov E., Taratin A., Zinchenko A. Innovations in accelerator technology. — ЭЧАЯ, т.27, в.3, с.675–712, 1996.
18. Taratin A., Tsyganov E., Bavizhev M., Chao A., Shih H.-J., and Toohig T. Ultrathin crystal scatterer for the SSC beam extraction system. — SSC Laboratory Report, SSCL-545, 15 p., December 1991.
19. Tsyganov E., Taratin A. Beam halo crystal extraction from the Tevatron during collider runs. — Nucl.Inst.Meth.A, v.363, p.511–519, 1995.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 мая 1997 года.