

Федеральное государственное бюджетное учреждение  
«Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова  
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»

На правах рукописи

Янович Андрей Антонович

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПО УПРАВЛЕНИЮ  
ПУЧКАМИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И ГЕНЕРАЦИИ  
НАПРАВЛЕННЫХ ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ  
НОВЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ НА  
УСКОРИТЕЛЯХ**

Специальность 01.04.20 –

Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник  
Маишеев Владимир Александрович

Протвино – 2021

## Оглавление

ВВЕДЕНИЕ .....	4
1 Фокусировка пучка частиц кристаллическими приборами .....	18
1.1 Фокусировка из параллельного пучка в линейный фокус. Опыты в НИЦ Курчатовский институт – ИФВЭ на ускорителе У-70 в Протвино и на ускорителе SPS в CERN .....	18
1.2 Фокусировка из параллельного пучка в линейный фокус на короткое расстояние .....	35
1.3 Фокусировка из точечного источника в параллельный пучок.....	44
2 Исследование объемного отражения релятивистских частиц в мультикристаллических структурах .....	52
2.1 Описание процесса объемного отражения .....	52
2.2 Эксперименты по отклонению протонов и отрицательных пионов с помощью отражения .....	59
2.3 Испытания устройств – отражателей для сверхвысоких энергий .....	71
2.4 Возможность коллимации пучка в больших адронных коллайдерах с помощью отражений частиц в изогнутых кристаллах .....	79
3 Применения мультикристаллических структур для генерации гамма-излучения и для защиты септум-магнитов.....	84
3.1 Возможность генерации гамма-излучения при взаимодействии пучка электронов высокой энергии с мультикристаллической структурой.....	84
3.1.1 Основные особенности излучения релятивистских частиц .....	84
3.1.2 Излучение релятивистских частиц в кристаллах.....	89
3.1.3 Излучение, сопровождающее процесс объемного отражения в изогнутых плоскостях монокристалла.....	94

3.2 Особенности излучения 10 ГэВ электронами в области объемного отражения. Выбор модели для расчетов и его программная реализация .....	102
3.2.1 Генерация гамма-излучения при взаимодействии 7 ГэВ пучка электронов с мультикристаллической структурой.....	110
3.3 Применение мультикристаллических структур для защиты септум-магнитов .....	117
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	122
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	127

## ВВЕДЕНИЕ

Интерес к прохождению заряженных частиц через кристаллы возник более века назад, когда в экспериментах по дифракции рентгеновских лучей на кристаллической решетке было доказано упорядоченное расположение атомов в кристалле. В 1912 году Штарк [1] предположил, что некоторые направления в кристалле могут быть более прозрачными для заряженных частиц по сравнению с аморфными материалами, и предложил провести эксперименты с протонными пучками. Проверка этой идеи была выполнена лишь в начале 60-х годов, когда компьютерное моделирование подтвердило ее справедливость [2] и сразу несколько экспериментов продемонстрировали аномально большие пробеги ионных пучков в кристаллах [3]. Ориентационные эффекты при прохождении заряженных частиц через кристаллы были найдены для целого ряда процессов, требующих малых прицельных параметров в столкновениях частиц с атомами: ядерные реакции, рассеяние на большие углы, потери энергии. Теоретическое объяснение эффекта каналирования заряженных частиц в кристаллах было сформулировано Линдхардом в 1964 году [4]. Результаты исследований каналирования при низких энергиях (порядка несколько МэВ) были опубликованы в нескольких монографиях и обзорах [5-8].

Новый этап исследований каналирования заряженных частиц в кристаллах охватывает область высоких энергий. К этому времени в физике высоких энергий и ускорителей появилась необходимость новых решений по выводу пучков заряженных частиц из ускорителей и разводке пучков по физическим установкам. В 1976 году Э.Н. Цыгановом из Дубны (ОИЯИ) была теоретически обоснована возможность отклонения заряженных частиц с помощью изогнутых кристаллов [9]. Эта идея была подтверждена в первых экспериментах, проведенных в Дубне в 1979 году совместной группой ученых из ОИЯИ и Лаборатории им. Ферми США. Кроме того, заметным событием в физике высоких энергий стал вывод протонных пучков с помощью изогнутых кристаллов из синхрофазотрона ОИЯИ в 1984 году [10] и из современного протонного синхротрона ИФВЭ в 1987 году

[11]. Углы изгиба кристаллов составляли 35 мрад и 80 мрад, соответственно, а эффективность вывода в обоих случаях составляла примерно  $10^{-4}$ .

С этого момента произошел стремительный рост публикаций и новых результатов, как в ИФВЭ, так и в мире. На всех крупнейших ускорителях мира до сих пор проводятся эксперименты по каналированию в изогнутых кристаллах. К серьезным достижениям можно отнести использование коротких кристаллов для эффективного вывода пучка из ускорителя У-70 [12-14]. Этот успех стимулировал исследования коллимации пучка с помощью коротких кристаллов на коллайдерах RHIC [15], Tevatron [16], SPS [17] и наконец, LHC [18]. Для реализации коллимации на LHC был проведен большой объем предварительных исследований взаимодействия пучка с короткими изогнутыми кристаллами в рамках международной программы UA9. Результаты этих пятнадцатилетних исследований кратко описаны в обзорной статье [19].

Новый интерес к применению кристаллов для этих целей появился в связи с открытием и исследованием эффекта объемного отражения [20-22]. Использование объемного отражения имеет принципиальное преимущество перед каналированием, так как значительно расширяется область эффективной работы по угловому положению кристаллической мишени, уменьшается ее разогрев и оно менее чувствительно к знаку заряда частицы. Детальное изучение объемного отражения в изогнутых кристаллах привело к теоретическому предсказанию нового вида излучения [23-26], которое было подтверждено в нескольких экспериментах с позитронными и электронными пучками различной энергии [27-31].

Исследование перспектив физики за пределами коллайдеров в CERN было начато в сентябре 2016 года. В 2017 году в CERN была создана рабочая группа по физике с фиксированными мишенями, которая изучает возможность повторного использования (возможно, с небольшими изменениями) существующих детекторов, установленных на коллайдере, без существенного нарушения рабочих условий (с точки зрения яркости, фона, времени пучка и т. д.) для текущих

экспериментов (ATLAS, CMS, ALICE, LHCb). На данный момент существуют три предложения по реализации экспериментов с фиксированной мишенью [32]: 1) использование изогнутого кристалла для отделения циркулирующего ядра пучка от гало, которое сталкивается с внутренней мишенью; 2) использование твердых или газообразных неполяризованных внутренних мишеней; 3) использование поляризованных газовых мишеней. В первом предложении для измерения магнитных и электрических дипольных моментов короткоживущих барионов [33-36] после мишени опционно ставится второй кристалл с гораздо большим углом изгиба.

В настоящей диссертации рассмотрены исследования с новыми кристаллическими приборами, которые расширяют возможности применения изогнутых кристаллов на ускорителях.

### **Актуальность темы диссертационной работы**

Диссертационная работа посвящена исследованию новой оптики пучков на основе кристаллических фокусирующих и отклоняющих элементов, исследованию процесса генерации излучения при взаимодействии ультрарелятивистского пучка электронов и позитронов с мульткристаллической структурой, а также применению мульткристаллических структур для защиты септум магнитов. Фокусирующие элементы новой оптики основаны на двух типах изогнутых кристаллов и предназначены для выполнения различных задач в физике высоких энергии и ускорителей. В кристаллическом устройстве первого типа применяется идея фокусировки на скошенном торце (линейный срез), что также позволяет одновременно отклонять пучок положительно заряженных частиц. Второй тип кристаллического устройства обеспечивает фокусировку без поворота, но с очень небольшим фокусным расстоянием. Фокусирующие устройства первого типа могут быть использованы на ускорителях для систем формирования выведенных пучков, а также для получения пучков вторичных частиц (в режиме обратной фокусировки) в ТэВ-ной области энергии.

Формирование выведенных пучков используется во всех современных ускорительных комплексах с фиксированными мишенями для получения необходимых пространственных и временных распределений, а также для повышения качества выведенных пучков (уменьшение поперечных эмиттансов и энергетического разброса). Получение пучков вторичных частиц на LHC и будущего коллайдера FCC в CERN в рамках программы «Физика за пределами коллайдеров» для исследований с фиксированной мишенью является актуальной задачей [38-40]. Перспективными задачами физики высоких энергий являются измерения магнитных моментов короткоживущих частиц на LHC и FCC с использованием прецессии спина в изогнутом кристалле [41-44], а также уменьшение размера пучка на линейном электронном коллайдере CLIC [45]. Для решения этих задач необходимо фокусировать пучки частиц на короткое расстояние порядка 1 см, что может быть реализовано фокусирующими устройствами второго типа. Интенсивный медленный вывод протонного пучка с помощью септум-магнита увеличивает потери на один извлеченный протон и, соответственно, увеличивает радиационные нагрузки на перегородку септума, что может привести к выходу из строя септум-магнита. В CERN методы решения этой актуальной задачи рассматриваются в Рабочей группе по потерям и активации SPS (SLAWG) [46, 47]. Эта задача также важна для ускорителей в Fermilab, BNL, и J-PARC. Одним из способов решения является метод «затенения» перегородки септума мультикристаллической структурой в режиме объемного отражения [48]. Кроме того, мультикристаллические структуры имеют перспективу использования на ускорителях для коллимации пучка и в качестве источника высокоэнергетических фотонов.

### **Цели диссертационной работы**

- 1) Изучение возможностей новой оптики пучков заряженных частиц на основе кристаллических фокусирующих элементов.
- 2) Исследование объемного отражения частиц в изогнутых кристаллах для высокоэффективного отклонения положительных и отрицательных частиц.

- 3) Исследование нового явления генерации жестких фотонов в мультикристаллах на вторичном электронном пучке У-70.
- 4) Исследование по защите выводного септума СМ-24 ускорителя У-70 от радиации.

### **Научная новизна результатов диссертационной работы**

Впервые был детально изучен фокусирующий эффект новой оптики основанный на двух типах изогнутых кристаллов. Экспериментально подтверждено, что используя обращенное направление движения частиц в фокусирующих кристаллах (фокусировка из точки в параллель), можно формировать направленные потоки вторичных частиц, генерируемых на нитевидных мишенях, без применения магнитной оптики. Впервые экспериментально проверена фокусировка пучка частиц высокой энергии кристаллическим устройством на расстоянии порядка 10 см.

Впервые на вторичном пучке электронов с энергией 7 ГэВ на канале 4а У-70 проведено детальное исследование потерь энергии электронов на излучение высокоэнергетических фотонов в мультикристаллической структуре в режиме отражения.

Продемонстрирована возможность использования объемного отражения протонного пучка взаимодействующего с мультикристаллической структурой для защиты септум-магнитов в ускорителях.

### **Личное участие автора**

При активном участии автора были поставлены и сформулированы цели и задачи диссертационной работы. Автор принимал активное участие в подготовке и проведению исследований на канале 4а ускорителя У-70 ИФВЭ. Программное обеспечение системы сбора данных и первичного анализа данных для этих исследований были написаны автором. В экспериментах на канале 4а ускорителя У-70 ИФВЭ и в рамках коллаборации UA-9 ускорителя SPS CERN автор принимал участия в наборе и обработке экспериментальных данных, а также проводил физический анализ данных. Личный вклад автора в научные работы,



опубликованные по теме диссертации, отражен в содержании диссертации и в основных положениях, представленных к защите.

### **Достоверность результатов диссертационной работы**

Представленные результаты диссертационной работы были основаны на анализе экспериментальных данных, которые получены с применением различных методик на экспериментальных установках в Протвино и CERN. Результаты экспериментов находятся в согласии с приведенными расчетами и подтверждены независимыми авторами. Все это свидетельствует об их достоверности.

### **Практическая значимость результатов диссертационной работы**

Результаты анализа экспериментальных данных по новой оптике пучков позволили получить детальную информацию о качестве фокусировки. Было показано, что принцип линзы выполняется с высокой точностью (наблюдается линейная зависимость угла отклонения частицы от ее поперечной координаты в линзе) [42, 49, 50]. При энергии пучков выше 100 ГэВ фокусирующие элементы первого типа могут заменить дорогостоящие магнитооптические каналы [51]. Экспериментальные результаты по отклонению протонного пучка с импульсом 400 ГэВ/с и пучка отрицательных пионов с импульсом 150 ГэВ/с [52] показывают возможность применения кратного объемного отражения частиц в многополосных кристаллах для коллимации пучка в ускорителях высоких энергий. Это особенно важно для пучков отрицательно заряженных частиц из-за их низкой эффективности каналирования.

### **Научные положения, выносимые на защиту**

- 1) Результаты исследования новой фокусирующей оптики пучков на основе двух типов кристаллических устройств.
- 2) Результаты исследования отклоняющей системы, состоящей из многополосного кристаллического устройства в режиме объемного отражения, для протонного пучка с импульсом 400 ГэВ/с и пучка отрицательных пионов с импульсом 150 ГэВ/с.

- 3) Результаты испытания на выведенном пучке многополоскового устройства, разработанного в ИФВЭ для коллимации пучка в больших адронных коллайдерах.
- 4) Модель расчета потерь энергии релятивистских электронов и позитронов на излучение в изогнутом монокристалле и мульткристалле.
- 5) Результаты исследования генерации излучения высокоэнергетических фотонов, возникающего при прохождении пучка электронов с энергией 7 ГэВ через мульткристаллическую структуру в режиме объемного отражения.

### **Апробация диссертационной работы и публикации**

Материалы, которые легли в основу диссертации, докладывались на научных конференциях:

1. Chesnokov Yu.A., Afonin A.G, Britvich G.I., Chirkov P.N., Durum A.A., Maishev V.A., Yanovich A.A., Yazynin I.A. // The 5th International Conference Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena (Channeling 2012): Alghero (SS), Italy. - 23-28 September 2012.
2. Chesnokov Yu.A., Afonin A.G., Barnov E.V., Britvich G.I., Chirkov P.N., Durum A.A., Kostin M.Yu., Maishev V.A., Pitalev V.I., Reshetnikov S.F., Yanovich A.A., Nazhmudinov R.N., Kubankin A.S., Shchagin A.V. // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 732. - XI International Symposium Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures (RREPS-15): Saint Petersburg, Russia. - 6-11 September 2015.
3. Maishev V.A., Afonin A.G., Britvich G.I., Chesnokov Yu.A., Chirkov P.N., Durum A.A., Kostin M.Yu., Lobanov I.S., Poluektov I.V., Reshetnikov S.F., Sandomirskiy Yu.E., Savin D.A., Yanovich A.A. // The 8th International Conference Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena (Channeling 2018): Ischia (NA), Italy. - 23-28 September 2018.
4. Yanovich A.A., Afonin A.G., Barnov E.V., Britvich G.I., Chesnokov Yu.A., Chirkov P.N., Durum A.A., Kostin M.Yu., Lobanov I.S., Maishev V.A., Poluektov I.V., Reshetnikov S.F., Sandomirskiy Yu.E., Savin D.A. // XXVI

Russian Particle Accelerator Conference (RuPAC-2018): Protvino, Russia. - 1-5 October 2018.

5. Velotti F.M., ..., Afonin A.G., Chesnokov Yu.A., Durum A.A., Maishev V.A., Sandomirskiy Yu.E., Yanovich A.A. // International Particle Accelerator Conference (10th): Melbourne, Australia. - 19-24 May 2019.
6. Chesnokov Yu.A., Afonin A.G., Chesnokov M.Yu., Maishev V.A., Yanovich A.A. // XIII International Symposium "RREPS-19" Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures: Belgorod, Russia. - 16-20 September 2019.

Представленные в диссертации результаты опубликованы в 11 печатных работах в журналах, включенных в перечень ведущих рецензируемых научных журналов, в том числе 6 работ в Письма в ЖЭТФ [41, 52-55, 114], 2 работы в Phys Rev Accel Beams [48, 49] и 3 работы в Nucl Instrum Methods Phys Res Sect B [20, 42, 50].

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 139 страниц текста с 68 рисунками и 2 таблицами. Список литературы содержит 114 наименований.

### **Краткое содержание**

Во введении обосновывается актуальность исследования по теме диссертации, формулируются цели, научная новизна и практическая значимость работы, описывается личный вклад автора, приводится список публикаций и докладов на конференциях, где были представлены основные результаты выполненных исследований, а также кратко излагается содержание основных разделов диссертации.

В первой главе рассмотрена фокусировка пучка заряженных частиц фокусирующими кристаллическими элементами первого и второго типа. Вначале описаны эксперименты в Протвино на пучке протонов 50 ГэВ ускорителя У-70 и в CERN на пучке протонов 400 ГэВ по фокусировке из параллельного пучка в линейный фокус для кристаллов первого типа (со скошенным торцом). В итоге

было показано, что такие кристаллические устройства имеют хорошую линейность угла отклонения в зависимости от поперечной координаты, а коэффициент сжатия пучка по сравнению с размером пучка на входе составляет примерно 8,2. Далее рассмотрена фокусировка пучка на короткое расстояние изогнутым кристаллом второго типа, в котором боковые грани повернуты относительно кристаллографических плоскостей на небольшой угол. Измерения были проведены в Протвино на пучке протонов 50 ГэВ и в CERN на пучке положительных пионов 180 ГэВ. Показано, что для данного кристалла с коротким фокусным расстоянием порядка 15 см соблюдается принцип линзы, то есть имеется линейная зависимость угла отклонения частицы от ее поперечной координаты в линзе, а коэффициент сжатия пучка составляет примерно 15. В конце первой главы рассмотрена фокусировка из точечного источника в параллельный пучок (обратная фокусировка) для кристаллических устройств первого типа. Измерения проведены в Протвино на пучке протонов 50 ГэВ и в CERN на пучке положительных пионов 180 ГэВ. Показано, что наблюдается строгая линейная зависимость угла отклонения выходящей частицы от ее поперечной координаты, что свидетельствует о качестве изготовления фокусирующего устройства. Также было отмечено, что скошенный торец на входе пучка в кристалл не вносит существенных дополнительных потерь в эффективность отклонения пучка кристаллом, а эффективность отклонения пучка с расходимостью порядка угла Линдхарда составила порядка 29%.

Во второй главе рассмотрено объемное отражение релятивистских частиц в мульткристаллических структурах. Вначале описан процесс объемного отражения, приведены уравнения движения для плоскостного случая, среднего угла отражения и его среднеквадратичного отклонения. Показано, что расхождение расчетных и экспериментальных величин средних углов отражения для различных изогнутых монокристаллов кремния составляет менее 5%. Далее описаны измерения в CERN на ускорителе SPS по отклонению протонного пучка с импульсом 400 ГэВ/с и пучка отрицательных пионов с импульсом 150 ГэВ/с с

использованием восьмиполосного кремневого дефлектора в режиме отражения. В результате было продемонстрировано, что многополосный дефлектор в осевой ориентации значительно увеличил угловую ширину пучка по сравнению с рассеянием в аморфном положении, а по сравнению с плоскостной ориентацией более чем в 4 раза для протонов и почти в 3 раза для отрицательных пионов. Эффективность одностороннего отклонения ( $\theta_x < 0$ ) составила для протонов около 88% и для отрицательных пионов около 70%. Это очень важно для коллимации пучка в ускорителях, особенно для отрицательных пучков, которые имеют низкую эффективность каналирования. Далее представлено пятиполосное кристаллическое устройство другого типа, которое разработано для ТэВ-ных энергий и было испытано в CERN на пучке протонов с импульсом 400 ГэВ/с. Показано, что имеется хорошее взаимное выравнивание отдельных изогнутых полос кристалла, а в осевой ориентации, благодаря кратным объемным отражениям в каждой полосе кристалла, угловая ширина пучка почти в 3 раза больше, чем в плоскостной ориентации. Такого типа многополосный дефлектор можно использовать в качестве первичного коллиматора в LHC и FCC, что подробно рассмотрено в конце этой главы.

В третьей главе рассмотрены применения мультикристаллических структур для генерации гамма-излучения и для защиты септум-магнитов. В первой части главы излагается теоретический аппарат необходимый для описания процесса излучения фотонов при прохождении легких лептонов через кристалл. Рассмотрены основные особенности излучения релятивистских частиц, показано, что излучение можно описать, используя квазиклассический операторный метод, развитый В.Н. Байером и В.М. Катковым. Описано тормозное излучение в прямых кристаллах, для которого приведено уравнение полного сечения, учитывающее когерентный и некогерентный вклад тормозного излучения. Указано, что при энергиях несколько десятков и сотен ГэВ теория КТИ может нарушаться из-за увеличения угла при пересечении движущей частицей плоскостей и осей кристалла. Подробно рассмотрено излучение сопровождающее

процесс объемного отражения в изогнутых кристаллах. Показано, что поведение поперечной скорости вблизи критической точки при объемном отражении в монокристалле кремния меняется. Частица (позитрон или электрон) совершает аperiодическое колебательное движение в поперечной плоскости, причем амплитуда нарастает до критической точки и убывает после критической точки. Отмечено, что первые расчеты излучения при объемном отражении были сделаны с помощью формул Байера-Каткова, в которых вычислялось энергетическое распределение потерь энергии позитрона или электрона на заранее выбранной толщине кристалла. Указаны причины создания более простой модели для расчетов энергетических спектров фотонов. Это связано с тем, что прямое интегрирование соотношений Байера-Каткова требует особого подхода для взятия многократных интегралов от быстро осциллирующих функций и требует большого компьютерного времени для выполнения расчетов. Представлена новая расчетная модель и ее математическая реализация, основанная на идее локальной справедливости КТИ, которая заключается в том, что образование (рождение) тормозного фотона происходит в основном на длине формирования и если эта длина мала, то угол электрона (позитрона) относительно кристаллографических осей на этой длине практически не меняется. Таким образом, теория КТИ справедлива на этом участке траектории.

Во второй части главы рассмотрены особенности излучения высокоэнергетичных фотонов 10 ГэВ электронами в области объемного отражения. Показано, что выбор электронного пучка был обусловлен тем, что 1) расчеты предсказывают более высокую эффективность генерации излучения и 2) электронный пучок позволяет однозначно интерпретировать полученные результаты, поскольку не дает при каналировании значительного излучения из-за быстрого деканалирования электронов. Отмечено, что особенностью эксперимента является взаимодействие электронного пучка с достаточно протяженной мишенью по направлению пучка (15 мм), состоящей из 6 отдельных монокристаллов кремния. Ряд экспериментов в CERN были выполнены при

толщинах кристалла от 1 мм и до нескольких мм и при энергии пучка значительно выше, чем в нашем эксперименте. Показано, что исходя из особенностей эксперимента, был выбран метод расчет потерь энергии в толстом кристалле, в основу которого положен принцип справедливости КТИ на малых участках траектории. Для этого траекторию движения частицы в каждом кристалле разбивали на достаточно большое число отрезков (обычно это было 100), и вычисляли по формулам КТИ с помощью Монте-Карло вероятность излучения на каждом отрезке. Это позволяло вносить небольшие изменения в траекторию частицы из-за многократного рассеяния электронов, а также просто учитывать кратные процессы излучения фотонов. Отмечено несколько важных деталей этой модели. Потенциал рассчитывался для плоскости (111) с учетом температурных осцилляций атомных центров в кристаллах. Для кристалла кремния мы использовали температуру Дебая  $640^\circ \text{ K}$ , что соответствует амплитуде тепловых колебаний равной  $0.0645 \text{ \AA}$ . Средний угол отражения был взят  $80 \text{ мкрад}$ . Для расчетов некогерентного излучения были использованы постоянные значения функций  $\psi_{1s}^a = 15,3$  и  $\psi_{2s}^a = 14,3$ . Приведено сравнения расчетов выполненных в рамках различных моделей для эксперимента с энергией  $180 \text{ ГэВ}$  для позитронов и электронов, которые показывают несколько большую величину потерь энергии, чем представленные экспериментальные данные. Следует отметить, что эксперимент с  $180 \text{ ГэВ}$  позитронами и электронами был фактически первым при столь высокой энергии, что не исключает некоторых систематических ошибок при измерениях. Показано, что новые расчеты, выполненные методом Монте-Карло, достаточно хорошо согласуются с другими аналогичными расчетами в рамках различных моделей. Также по новой модели рассчитаны потери энергии на излучения для  $7 \text{ ГэВ}$  электронов при двух толщин монокристалла равных  $2,5 \text{ мм}$  и  $15 \text{ мм}$  в плоскости (111) вдоль пучка для двух ориентаций кристалла (неориентированный и ориентированный). Далее рассмотрен эксперимент по генерации гамма излучения при взаимодействии  $7 \text{ ГэВ}$  пучка электронов с мульткристаллической структурой, который был проведен на У-70 на вторичном

пучке электронов с энергией 7 ГэВ. Потери энергии электронов были измерены для плоскостной ориентации, осевой ориентации и разориентированного состояния кристаллической мишени. Полученные экспериментальные данные представлены в виде функции плотности вероятности на один электрон, прошедший через многополосковый кристалл. Эти результаты основаны на расчете потерь энергии излучения в разориентированном монокристалле. Так как форма экспериментальной кривой для разориентированного кристалла хорошо согласуется с теоретическим расчетом, то принимая это во внимание, была найдена абсолютная шкала потерь энергии излучения. Показано, что средние потери энергии на излучение составили:  $0,89 \pm 0,08$  ГэВ для неориентированного состояния,  $1,2 \pm 0,11$  ГэВ для плоскостной ориентации и  $2,2 \pm 0,2$  ГэВ для осевой ориентации мульткристаллической структуры. Расчетное значение средних потерь энергии для шести полос в плоскостной ориентации равно  $6 \times 0,229 \approx 1,37$  ГэВ, что не намного больше, чем измеренное значение равное 1,2 ГэВ. В итоге продемонстрирован рост потерь энергии на излучение для плоскостной и осевой ориентации кристалла по сравнению с неориентированным случаем.

В третьей части главы рассмотрена возможность использования мульткристаллических структур в режиме отражения частиц для защиты септум-магнитов от радиации. Этот вариант защиты был протестирован на протонном пучке с энергией 50 ГэВ на ускорителе У-70 для защиты септума СМ24. Выбранное мульткристаллическое устройство было таким же, как и в эксперименте по генерации гамма-излучения. Показано, что расчетное значение среднего угла отражения для 50 ГэВ протонного пучка для одной кремневой полосы 2,5 мм в плоскости (111) равно 38 мкрад, а для шести полос  $6 \times 38 = 228$  мкрад. Получены распределения горизонтальных координат протонного пучка для разориентированного положения и в максимуме плоскостного объемного отражения мульткристаллического устройства. Разница между двумя центрами распределений составила 1,1 мм, что соответствует углу отклонения пучка  $1,1 / 7000 = 0,16$  мрад и находится в удовлетворительном согласии с



максимальным теоретическим значением этого угла  $0,228$  мрад. Проведены расчеты методом Монте-Карла для оценки «затенения» септума мультикристаллическим устройством. По нашим оценкам расчетный коэффициент «затенения» септума мультикристаллом составил  $60\%$ . Аналогичный эксперимент по «затенению» септума проводился в CERN на ускорителе SPS (коэффициент «затенения»  $40\%$ ). В результате мультикристаллическое устройство должно хорошо «затенять» септум.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы.

## **1 Фокусировка пучка частиц кристаллическими приборами**

### **1.1 Фокусировка из параллельного пучка в линейный фокус. Опыты в НИЦ Курчатовский институт – ИФВЭ на ускорителе У-70 в Протвино и на ускорителе SPS в CERN**

На больших ускорителях для исследований в области физики высоких энергий траекториями частиц управляют магнитооптические системы, использующие поперечное магнитное поле. В 70-х годах профессор Э.Н.Цыганов из Дубны предложил использовать для отклонения пучков частиц изогнутые монокристаллы. За счет процесса каналирования (финитного движения в межплоскостном потенциале, где плотность ядер мала) частицы поворачиваются, следуя за изгибом атомных плоскостей. Идея была успешно проверена во многих экспериментах и реализована на ускорителях для вывода, коллимации и деления пучков.

Способ фокусировки слабо расходящегося пучка был предложен А.И. Смирновым (ПИЯФ) в середине 1980-х годов. Суть этого метода заключается в том, что поверхности торца изогнутого кристалла придается особая форма. Необходимо, чтобы линия, на которой лежат центры кривизны изогнутого кристалла, была расположена на поверхности цилиндра, по которому обработан торец кристалла. Тогда касательные к кристаллографическим плоскостям на этой поверхности проходят через одну линию и, следовательно, частицы в плоскости отклонения собираются в линейный фокус за счет разности углов поворота.

В начале 1990-х годов совместно с сотрудниками ПИЯФ были получены первые экспериментальные результаты по фокусировке пучка протонов с энергией 70 ГэВ кристаллом кремния на синхротроне У-70 в Протвино [56]. Фокусирующий эффект достигался за счет разности углов поворота частиц в равномерно изогнутом кристалле со скошенным задним торцом. Однако использованное тогда устройство было затруднительно применить вблизи

циркулирующего пучка ускорителя, так как изгиб кристалла выполнялся массивными цилиндрическими зеркалами.

Современные кристаллические устройства для фокусировки пучка со скошенным торцом достаточно совершенны, их удобно устанавливать в ускоритель, достигнуты фокусные расстояния порядка одного метра, могут собирать частицы ГэВ-ных и ТэВ-ных энергий, разлетающиеся с мишени в конусе несколько миллирадиан [53].

На данный момент все крупные ускорители (Large Hadron Collider LHC) и проекты будущих (FCC - Future circular collider, SPPC - Super proton proton Collider) предназначены для работы на встречных пучках. В рамках программы «физика за пределами коллайдеров», появились предложения исследований с фиксированной мишенью на LHC [38-40]. Для этой цели могут потребоваться кристаллические устройства, поскольку в этом диапазоне энергий кристаллооптика обеспечивает сравнимую эффективность с магнитной оптикой и при этом она намного компактней и дешевле. Традиционный способ вывода и формирования пучка вторичных частиц для ТэВ-ных энергий является дорогостоящим и требует больших площадей свободного пространства. На LHC нет таких площадей для размещения магнитной оптики в существующем туннеле. Кристаллооптика также является единственным способом организации выведенных пучков в будущих проектах ускорителей FCC - CERN и SPPC - Китай с энергиями до 100 ТэВ. Техническая сторона вопроса, где требуются конкретные схемы вывода и формирования пучков вторичных частиц, детально не проработана.

Возможный вариант оптического решения проблемы вывода из ускорителя LHC и формирования пучка положительных вторичных частиц представлен на рисунке 1.1.

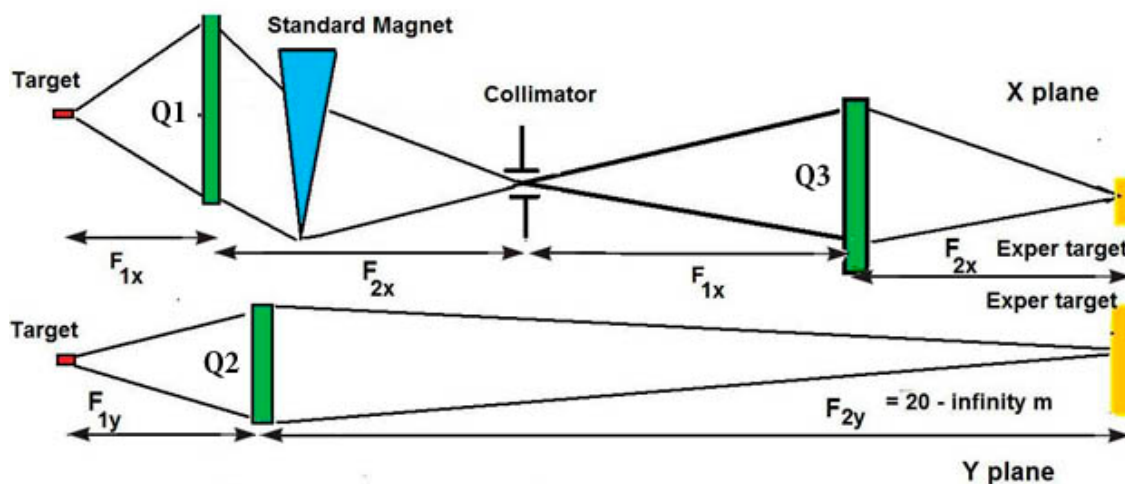


Рисунок 1.1 - Схема транспортировки частиц для энергии LHC: Q1, Q2, Q3 – кристаллические фокусирующие линзы

Канал транспортировки частиц высокой энергии состоит из 3 кристаллических линз и одного стандартного магнита. Две кристаллические линзы Q1 и Q3 и магнит отклоняют пучок в горизонтальной плоскости, а линза Q2 фокусирует пучок по вертикали. Линза Q1 обеспечивает вывод частиц из мишени, установленной в вакуумной камере ускорителя, и фокусирует пучок на коллиматор. Линза Q3 фокусирует пучок с коллиматора на экспериментальную мишень в горизонтальной плоскости. Линза Q2 фокусирует тоже на экспериментальную мишень, но в вертикальной плоскости.

Для исследования фокусировки пучка кристаллами была изготовлена серия кристаллических фокусирующих устройств на основе пластин трапецеидальной формы со скошенным задним торцом. Особенности конструкции (большая высота кристалла) позволили существенно снизить фоновые условия, так как вещество металлического держателя не попадало в пучок, облучался лишь сам кристалл, имеющий длину лишь 6% от длины ядерного взаимодействия. По сравнению с прежними образцами кристаллических линз, эти устройства отличаются еще и более прецизионными методами обработки поверхности.

Внешний вид созданного кристаллического устройства показан на рисунке 1.2.

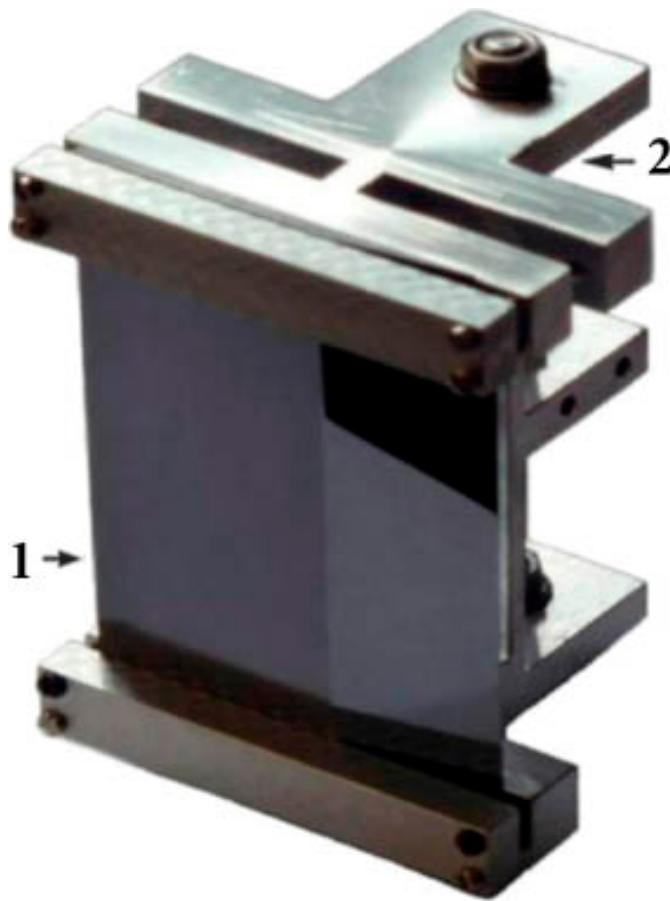


Рисунок 1.2 – Новое кристаллическое устройство для фокусировки пучка. 1 – изогнутая кремневая кристаллическая пластина со скошенным торцом, 2 – металлический держатель для изгиба пластины

Кремниевая пластина трапециевидальной формы (1), вырезанная вдоль кристаллографической плоскости (111), изгибается в продольном направлении с помощью металлического держателя (2). Благодаря анизотропным свойствам кристаллической решетки возникает поперечный изгиб кристалла с радиусом несколько метров (см. [57] с. 85), который и используется для фокусировки и последующего отклонения частиц. При достаточно большом угле отклонения, каналированные и неканалированные частицы пространственно разделены. Скошенная часть кристалла отклоняет частицы с различной поперечной координатой  $x$  в соответствии с линейной зависимостью между углом и

координатой. Поэтому траектории частиц сходятся в некоторой фокальной точке (см. рисунок 1.3).

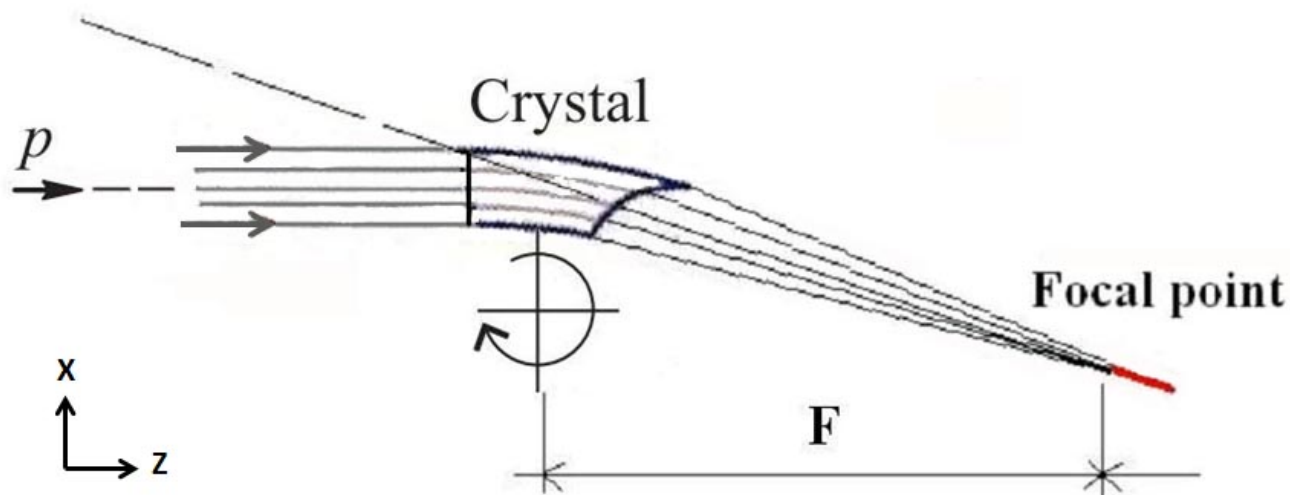


Рисунок 1.3 - Схема фокусировки пучка с использованием изогнутого монокристалла. Для линейного среза частицы, принятые в режиме каналирования, имеют разные углы поворота (при разных поперечных координатах) и фокусируются на некотором расстоянии от кристалла

Эксперимент по фокусировке выполнен на протонном пучке ускорителя У-70 ИФВЭ с энергией 50 ГэВ, выведенном в зону установки Кристалл, расположенной в канале частиц 4а [58]. Схема установки приведена на рисунке 1.4.

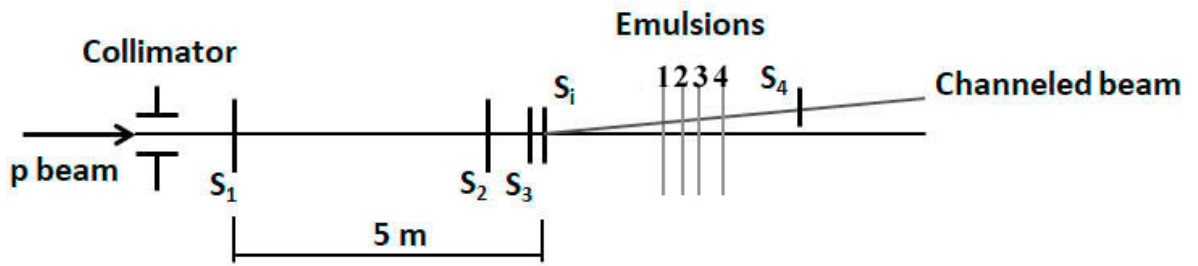


Рисунок 1.4 – Схема установки Кристалл.  $S_1, S_2, S_3, S_4$  – сцинтилляционные счетчики,  $S_i$  – кристалл в гониометре, 1, 2, 3, 4 – эмульсионные пленки типа R-100

Пучок размером  $\sigma_x \cong 2$  мм с малой угловой расходимостью  $\sigma_\alpha \cong 0.1$  мрад наводился на кристалл, расположенный в гониометре. Размеры пластины кристалла равны  $X \times Y \times Z = 2 \times 70 \times 20$  мм<sup>3</sup>, где  $Z$  от 20 до 40 мм из-за скошенного торца пластины [53]. Выравнивание кристалла осуществлялось с помощью отражения лазерного луча от граней кристалла до меток, связанных с протонным пучком. Интенсивность прямого пучка протонов измерялась сцинтилляционными счетчиками  $S_1$  &  $S_2$  в режиме совпадений, а отклоненного кристаллом пучка счетчиками  $S_3$  &  $S_4$ . Счетчик  $S_3$  был смонтирован около торца кристалла и мог перемещаться вместе с ним в гониометре благодаря оптоволоконному соединению с ФЭУ. Счетчик  $S_4$  находился вне зоны основного пучка. При оптимальной ориентации кристалл отклонял порядка 3% частиц прямого пучка, что соответствует расчетам, так как критический угол каналирования составляет 0.03 мрад для частиц с энергией 50 ГэВ в плоскостном канале  $Si(111)$ . Четыре слоя эмульсии располагались на различном расстоянии от кристалла. Рисунок 1.5 иллюстрирует эффект фокусировки пучка на расстоянии  $l_F = 1,7$  м от кристалла.

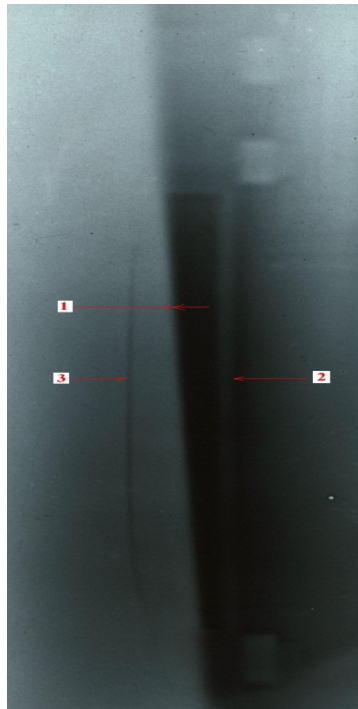


Рисунок 1.5 - Изображение пучка частиц на эмульсии вблизи фокуса. 1 - граница коллиматора, 2 - отражение кристалла, 3 - сфокусированный пучок

С помощью протяженного свинцового коллиматора сформирована резкая граница падающего пучка частиц, которая хорошо видна в центре фото. Ориентированный кристалл помещен в интенсивную часть пучка, и его тень отражается справа в лучах падающего пучка как полоска с четкими границами. Отклоненный и сфокусированный кристаллом пучок виден слева в тени коллиматора как узкая вертикальная линия

Обработка изображений эмульсионных пленок проводилась с помощью цифрового сканера с высоким разрешением порядка 10 мкм. На рисунке 1.6 представлены горизонтальные профили всего пучка, а также сфокусированного пучка для эмульсионной пленки 3.



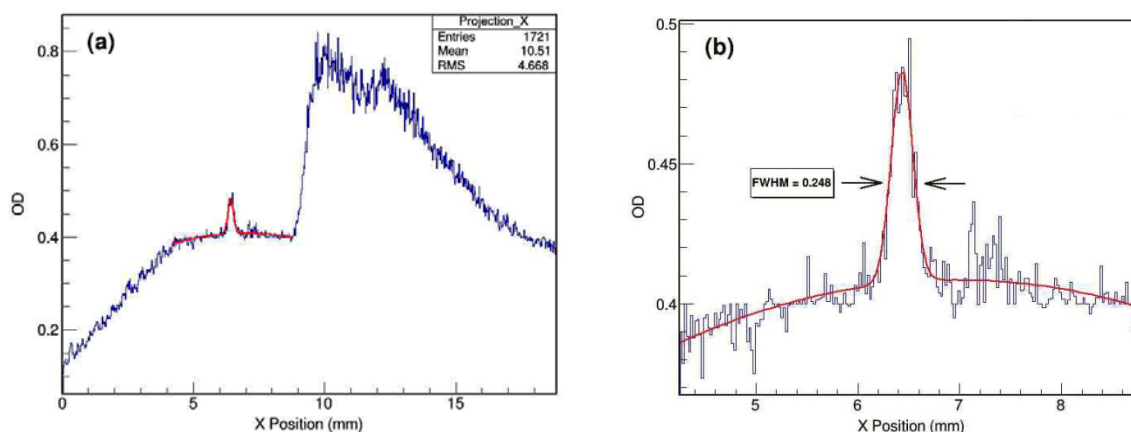


Рисунок 1.6 – Горизонтальный профиль пучка для эмульсионной пленки 3. Профиль всего пучка (а), где граница коллиматора в центре, тень от кристалла справа и сфокусированный пучок слева; профиль сфокусированного пучка (б)

На рисунке 1.7 показана измеренная огибающая пучка, построенная по результатам обработки экспонированных эмульсий на цифровом сканере. Показана также ожидаемая теоретическая кривая, с учетом и без учета вещества на пути частиц от кристалла до фокуса 1,7 м (суммарное количество вещества около  $1 \text{ г/см}^2$ ).

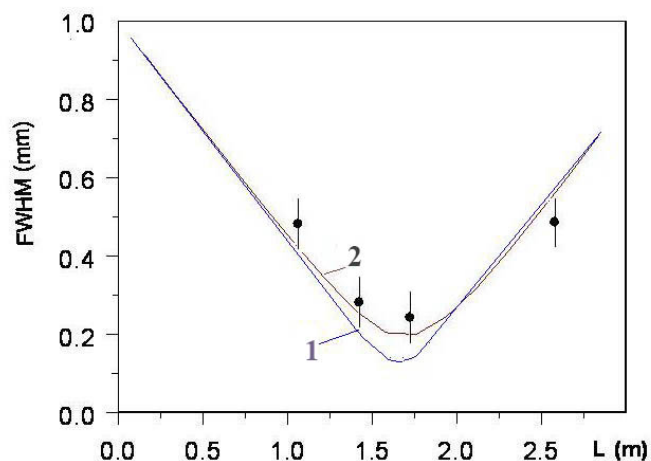


Рисунок 1.7 - Огибающая пучка (размер пучка в зависимости от расстояния, отсчитываемого от кристалла). Точки – эксперимент. Кривая 1 – расчет для транспортировки частиц в вакууме. Кривая 2 - расчет для реальных условий с учетом рассеяния на воздухе и эмульсиях

Таким образом, наглядно показано, что горизонтальный пучок размером  $\sigma_x \cong 2$  мм, сопоставимый по размеру с толщиной кристалла, отклоняется и сжимается в линию размером  $\sigma_x \cong 0.1$  мм.

Более детальное исследование такого типа фокусирующего кристаллического устройства (см. рисунок 1.2) было проведено совместно с CERN на протонном пучке с импульсом 400 ГэВ/с в канале транспортировки заряженных частиц Н8 ускорителя SPS.

Схема экспериментальной установки UA9 Н8 представлена на рисунке 1.8.

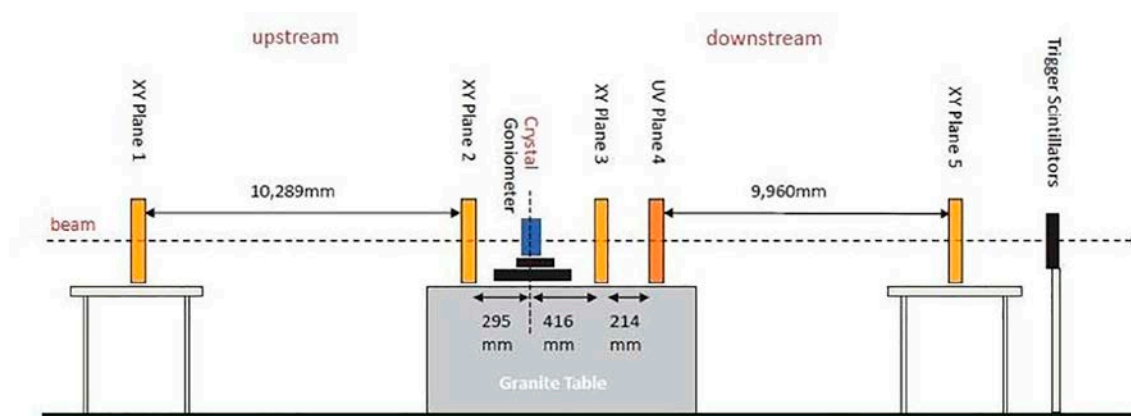


Рисунок 1.8 - Схематический вид экспериментальной установки UA9 Н8. XY Plane 1 - XY Plane 5 - пять пар микростриповых кремневых детекторов.

Изогнутый кристалл установлен на гониометре между микростриповыми детекторами 2 и 3

Пять пар кремниевых микростриповых детекторов использовались для измерения входящих и исходящих углов частиц с угловым разрешением в каждом плече около 3 мкрад [59]. Каждая пара микростриповых детекторов измеряет две координаты X и Y с шагом считывания 60 мкм в обоих направлениях, с активной площадью  $3.8 \times 3.8$  см<sup>2</sup> (см. рисунок 1.9). В четвертой паре плоскости U и V повернуты относительно плоскостей X и Y на 45° градусов для разрешения неопределенности в нескольких исходящих треках в процессе реконструкции. Два независимых плеча примерно по 10 метров каждое (см. рисунок 1.8), позволяют проверить настройку трековой системы. Для этого измеряют разницу между входящими  $\theta_{in}$  и исходящими  $\theta_{out}$  углами треков, когда на пути пучка не

установлен кристалл. Таким образом, при таких, выравнивающих ранах ожидаются неотклоненные траектории, то есть  $\theta_{in} = \theta_{out}$ .



Рисунок 1.9 – Изображение кристалла, установленного на гониометре высокого разрешения, и 3-х ближайших трековых станций. Квадрат в левом верхнем углу трековой станции соответствует активной области XY-плоскостей мультистрипов. Также на этой трековой станции видны два вентилятора и оптические волокна, посылающие сигнал на систему сбора данных

Детекторы снабжены системой, основанной на электронной цепочке считывания, разработанной для CMS Tracker [59], и упрощенной версией программного обеспечения для сбора данных, чтобы обеспечить работу практически без потерь времени при частотах запуска до 9 кГц. События инициируются совпадением сигналов от пары пластиковых сцинтилляторов, расположенных после мультистриповых детекторов (см. рисунок 1.8).

Реконструкция треков подробно описана в работах [60, 61]. Для каждого события требуется одно двумерное попадание в каждой плоскости, и к каждой проекции применяются две подгонки по прямой линии с тремя параметрами  $\theta_{in}$ ,  $\theta_{out}$ ,  $d_0$  (представляющими входящий и исходящий углы и параметр поперечного прицеливания по цели), с направлением вдоль пучка. Корреляции ошибок между

плоскостями из-за рассеяния включаются в матрицу ковариации подгонки, и к подобранным трекам применяется  $\chi^2$  – катинг. Полный трек восстанавливается, когда пара совпадающих треков попадает в ту же самую позицию на кристалле.

Геометрические параметры падающего пучка измерялись с помощью телескопа-детектора. Ширина пучка вдоль горизонтальной и вертикальной осей составляла несколько миллиметров. Угловая расходимость падающего пучка в горизонтальной и в вертикальной плоскостях для протонного пучка составляла около 10 мкрад. Среднее время цикла SPS во время измерений составляло около 45 с, а длительность импульса 10 - 11 с. Кристаллическая пластина имела размеры: 2 мм по ширине X, 70 мм по высоте Y, и длину вдоль пучка по координате Z от 30 до 50 мм, благодаря скошенному торцу.

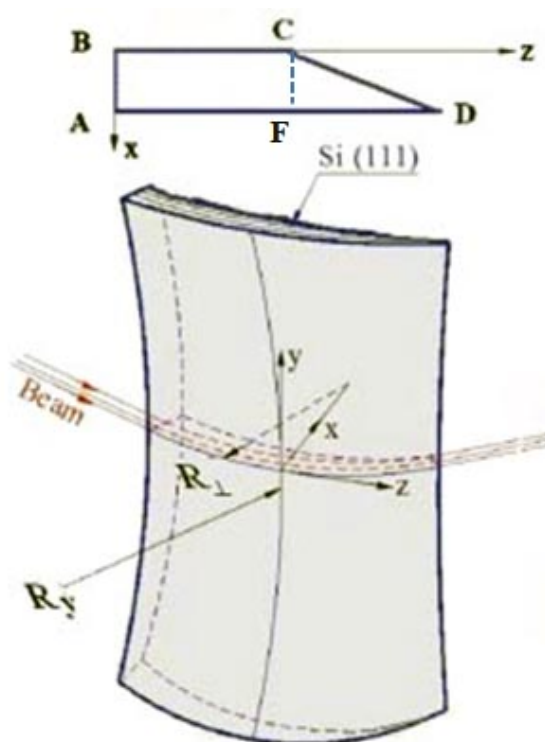


Рисунок 1.10 - Изогнутый фокусирующий кристалл, используемый для измерения. Вверху показано поперечное сечение прямого кристалла.  $R_y$  - радиус вертикального изгиба, а  $R_{\perp}$  - радиус изгиба в горизонтальной плоскости, который обеспечивает изгиб пучка частиц

Результаты измерений координат и углов позволяют найти экспериментальную огибающую пучка. Эта огибающая в любом месте Z после

кристалла равна среднеквадратичному размеру координатного распределения частиц (RMS). Соответственно, мы можем написать [49]

$$s_x^2(l) = \frac{\sum_{i=1}^n x_i^2(l)}{n} - \left[ \frac{\sum_{i=1}^n x_i(l)}{n} \right]^2, \quad (1.1)$$

где  $x_i(l)$  - координата частицы ( $i$  – число) на расстоянии  $l \geq 0$  от кристалла, а  $n$  - общее число частиц. Очевидно,  $x_i = x_i(0) + \phi_i l$ , где  $\phi_i$  - угловая проекция частицы в плоскости отклонения. Тогда для огибающей пучка получим

$$s_x^2(l) = \langle x^2 \rangle - \bar{x}^2 + (\langle \phi^2 \rangle - \bar{\phi}^2) l^2 + 2(\langle x\phi \rangle - \bar{x} \bar{\phi}) l, \quad (1.2)$$

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n x_i^2(0)}{n}, \quad \bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i(0)}{n}, \quad (1.3)$$

$$\langle \phi^2 \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n \phi_i^2(0)}{n}, \quad \bar{\phi} = \frac{\sum_{i=1}^n \phi_i(0)}{n}, \quad (1.4)$$

$$\langle x\phi \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n x_i(0)\phi_i}{n}. \quad (1.5)$$

Теоретическое описание огибающей пучка было представлено в работах [62, 63]

$$s_x^2(l) = \langle x^2 \rangle - \bar{x}^2 + (\langle \phi^2 \rangle - \bar{\phi}^2) l^2 + 2(\langle x\phi \rangle - \bar{x} \bar{\phi}) l + (\langle \theta^2 \rangle - \bar{\theta}^2) l^2, \quad (1.6)$$

где  $\langle x^2 \rangle$  и  $\langle \phi^2 \rangle$  - среднеквадратичный размера пучка и среднеквадратичный угол отклонения на выходе  $Z = L_0$  ( $l = 0$ ),  $\bar{x}$  и  $\bar{\phi}$  - средний размер пучка и средний угол отклонения (для  $l = 0$ );  $\langle x\phi \rangle = \int_0^d x\phi(x)\rho(x)dx$ ,  $d$  - поперечный размер монокристалла, который изменяется в этом случае от  $x_{min}$  до  $x_{max}$ . Функция  $\rho(x)$  является распределением частиц (нормализованным к единице), которые проходят через полную длину кристалла. Последний член равен  $(\langle \theta^2 \rangle - \bar{\theta}^2) l^2$  из-за изменения угла выхода частиц (для тех частиц, которые пересекают кристалл в режиме каналирования). Если распределение частиц по углу  $\theta$  известно, то можно вычислить этот последний член.

Благодаря торцевому срезу кристалла возникает зависимость угла поворота частицы от горизонтальной координаты попадания ее в кристалл. Для качественной фокусировки важно, чтобы эта зависимость была линейной. В этом случае угол отклонения равен:

$$\varphi(x) = \frac{z(x)}{R} = \frac{z_0 + kx}{R}, \quad (1.7)$$

где  $z_0 = BC = AF$ ,  $R$  - радиус изгиба кристаллического дефлектора,  $k$  - тангенс угла FCD (см. рисунок 1.10). Тогда для теоретической огибающей пучка получим

$$s_x^2(l) = (\langle x^2 \rangle - \bar{x}^2) \left(1 + \frac{kl}{R}\right)^2 + (\langle \theta^2 \rangle - \bar{\theta}^2) l^2. \quad (1.8)$$

Из этих соотношений можно найти фокусное расстояние

$$L_f = -\frac{R/k}{1+q} \quad (1.9)$$

и среднеквадратичное значение координаты в фокальной точке

$$s_x^2(L_f) = \frac{(\langle \theta^2 \rangle - \bar{\theta}^2) R^2 / k^2}{1+q} = \frac{(\langle x^2 \rangle - \bar{x}^2) q}{1+q}, \quad (1.10)$$

где  $q = \frac{\langle \theta^2 \rangle - \bar{\theta}^2}{\langle x^2 \rangle - \bar{x}^2} \frac{R^2}{k^2}$  (1.11),  $q \ll 1$  для данных типов кристаллов [49].

Таким образом, из уравнения (1.8) видно, что огибающая пучка является квадратичной функцией продольной координаты  $l$  в зависимости от трех параметров:  $\langle x^2 \rangle - \bar{x}^2$ ,  $k/R$  и  $\langle \theta^2 \rangle - \bar{\theta}^2$ . Эти параметры можно найти из экспериментальных данных. Среднеквадратичное позиционное значение  $\langle x^2 \rangle - \bar{x}^2$  в первом приближении равно  $d^2/12$ , где  $d$  - ширина кристалла вдоль направления  $x$ . Предположение соответствует равномерному распределению частиц пучка. В действительности этот параметр зависит от процесса деканализирования и его можно учесть в предварительных расчетах. Параметр  $k/R = p_1$  обратно пропорционален приближительному фокусному расстоянию устройства фокусировки пучка (оптическая сила) и вычисляется на основе сравнения теоретической зависимости [см. (1.7)] с измеренной зависимостью в выражении (1.12). Параметр  $\langle \theta^2 \rangle - \bar{\theta}^2$  для случая распространения пучка в вакууме за устройством фокусировки пучка, определяется только среднеквадратичным углом выхода. Если взять равномерное угловое распределение частиц внутри критического угла каналирования  $\theta_c$ , то  $\langle \theta^2 \rangle - \bar{\theta}^2 \approx \frac{\theta_c^2}{3}$ . Для пучков 400 ГэВ/с получаем значение  $\frac{\theta_c^2}{3} \approx 37,5$  мкрад<sup>2</sup>. Измеренное

значение  $\langle \theta^2 \rangle - \bar{\theta}^2$  равно  $117,5 \text{ мкрад}^2$ . Это различие можно объяснить тем, что часть вклада имеет линейное поведение (в зависимости от  $\theta_c$ ), а вклад многократного рассеяния имеет квадратичное поведение в аморфных средах. Измеренное распределение частиц в зависимости от угла  $\theta$  показано на рисунке 1.11.

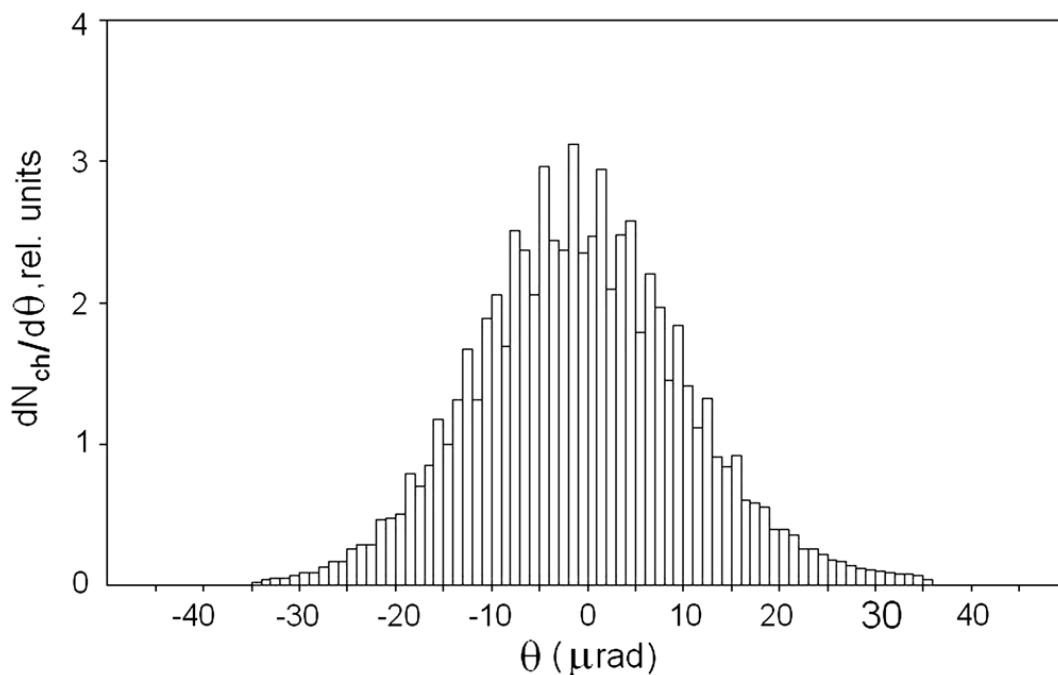


Рисунок 1.11 - Распределение 400 ГэВ/с протонного пучка в зависимости от угла  $\theta$

На рисунке 1.12 показана двухмерная гистограмма распределения событий в зависимости от поперечной горизонтальной координаты и горизонтального угла отклонения, соответственно. Наблюдается четкая линейная зависимость угла отклонения выходящих частиц от координаты. Поэтому линию  $OO'$  можно аппроксимировать линейной функцией:  $\theta(x) = p_1 x + p_0$  (1.12), где значения коэффициентов  $p_1 = -178,8 \pm 0,06 \text{ мкрад}$ ,  $p_0 = -636,5 \pm 0,03 \text{ мкрад}$ . Частицы, которые были захвачены в режим каналирования у входа в дефлектор и проходят через кристалл к выходу, лежат между двумя кривыми  $O_+O'_+ = \theta(x) + \theta_0$  и  $O_-O'_- = \theta(x) - \theta_0$ .  $\theta_0$  можно оценить как  $\theta_0 = 3\theta_c$ . Для энергии падающего протона  $E_0 = 400 \text{ ГэВ}$ ,  $\theta_c \approx 10,6 \text{ мкрад}$  [49].

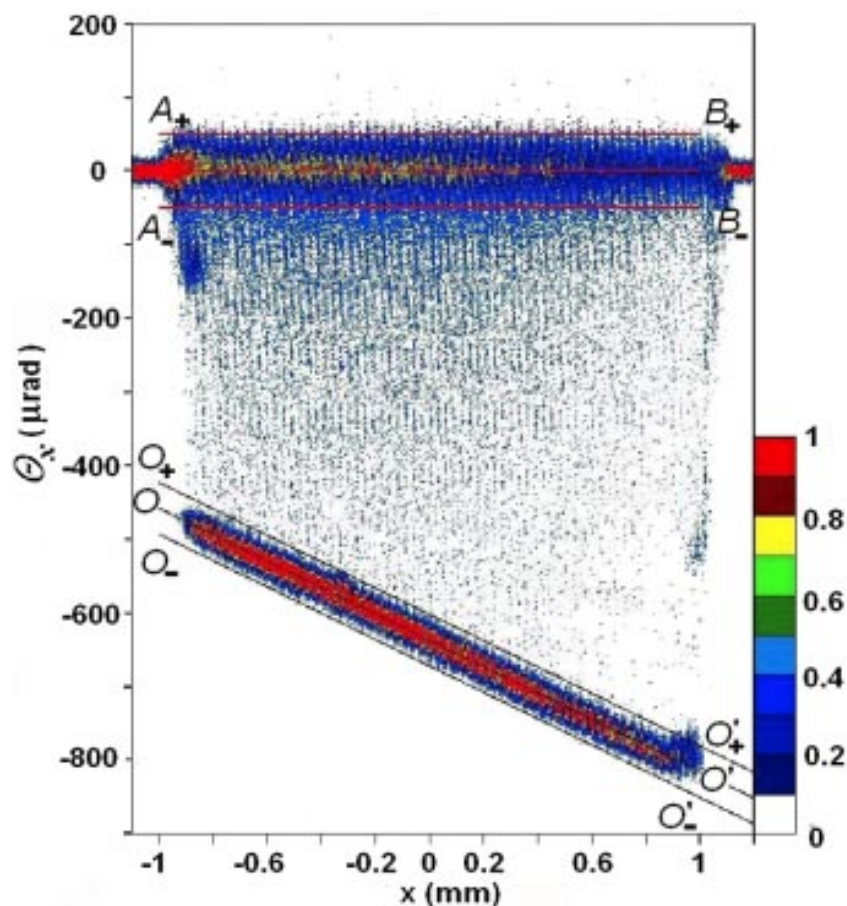


Рисунок 1.12 - Измеренная зависимость горизонтального угла отклонения  $\theta_x$  от поперечной горизонтальной координаты  $x$ . Область между линиями  $A_+B_+$  и  $A_-B_-$  соответствует неканализованным частицам, которые проходят через кристалл после рассеяния. Из-за разности траекторий неканализованных частиц плотность частиц уменьшается слева направо вдоль линий  $A_+B_+$  за счет многократного кулоновского рассеяния. Линия  $OO'$  соответствует центру распределения канализованных частиц, прошедших вдоль полной длины кристалла. Частицы между  $A_-B_-$  и  $O_+O'_+$  соответствуют деканализованной части пучка

Число канализованных частиц  $N_{ch}$ , прошедших через весь кристаллический дефлектор и соответствующих угловому диапазону  $\pm\psi$ , показано на рисунке 1.13 кривой А, в зависимости от максимального входного угла  $\psi$ , нормированного на общее число частиц в области между линиями  $O_-O'_-$  и  $O_+O'_+$  (см. рисунок 1.12). Отношение количества канализованных частиц  $N_{ch}$  к суммарному потоку, измеренное в угловом диапазоне  $\pm\psi$ , показано на рисунке 1.13 кривой В. Соотношение соответствует эффективности нахождения частицы



сфокусированного пучка и составляет  $\approx 40\%$  от полного потока частиц. Кроме того, по форме кривой *A* можно сделать вывод, что кристаллографическая структура кремниевого кристалла не ухудшилась после его изготовления и изгиба. В противном случае количество каналированных частиц с входными углами, превышающими  $\sim 12,5$  мкрад, будет (существенно) ниже 0,9.

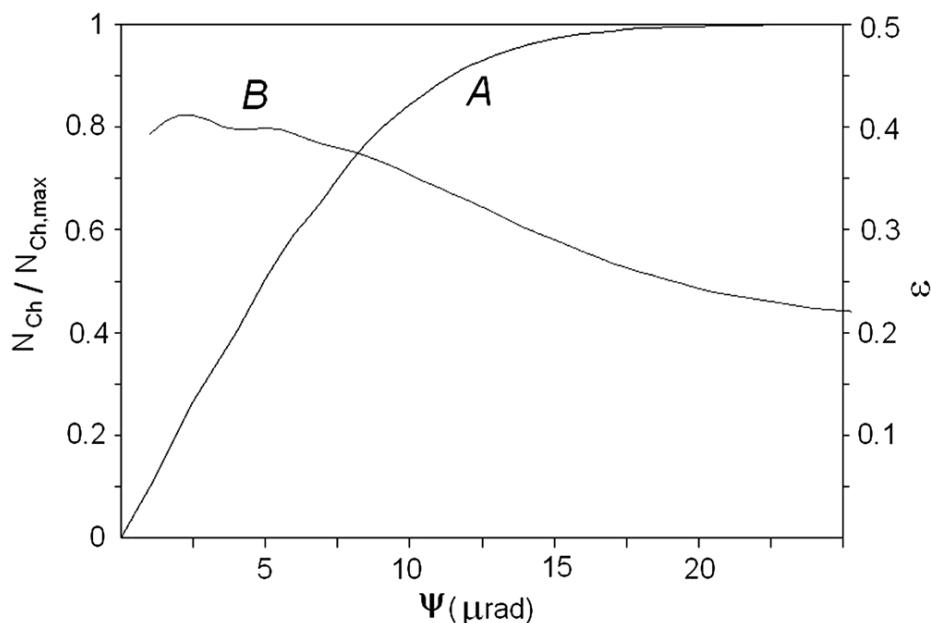


Рисунок 1.13 - Измеренные угловые характеристики в плоскости изгиба.

$N_{Ch}/N_{Ch,max}$  (кривая *A*) - количество каналированных частиц в зависимости от максимального входного угла  $\psi$ , нормированного на общее количество каналированных частиц  $N_{Ch,max}$ , которое является постоянным для  $\psi \geq 20 \mu\text{rad}$ . На правой оси ординат  $\varepsilon$  (кривая *B*) - отношение числа каналированных частиц к общему числу частиц в пределах максимального входного угла. Данные включены от  $-0,94 \text{ мм} < x < 1,01$  (см. рисунок 1.12)

Восстановленная огибающая пучка протонов 400 ГэВ/с показана на рисунке 1.14. Для нахождения огибающей использовали два метода. Первый метод [см. (1.1) - (1.5)] имеет общий характер и может применяться для анализа любого пучка и фокусирующего кристалла. Второй метод [см. (1.8)] может применяться только для фокусирующего кристалла с линейным срезом. На практике огибающие, реконструированные с помощью этих двух методов, почти не отличаются. Полученные фокусные расстояния составляют 5,503 м и 5,509 м для

первого и второго методов соответственно. Среднеквадратичный размер (RMS) фокальных точек составляет 0,060 мм и 0,0602 мм соответственно (см. таблицу 1). Различные измеренные профили пучка показаны в нижней части рисунка 1.14. В частности, здесь представлен исходный профиль пучка (со среднеквадратическим размером 0,492 мм). Это показывает, что размер сфокусированного пучка примерно в 8,2 раза меньше исходного (на выходе из кристаллического дефлектора).

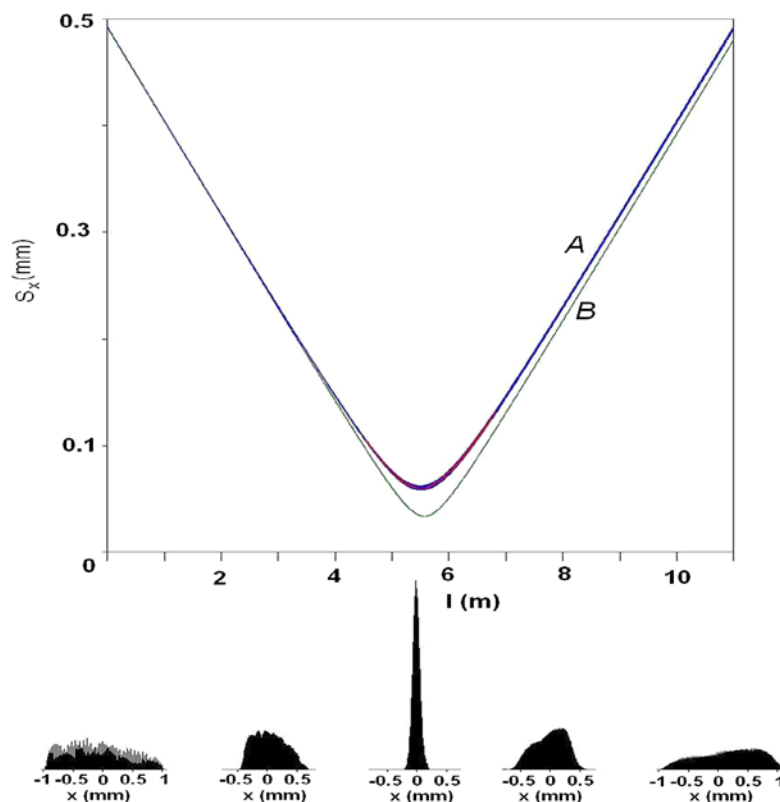


Рисунок 1.14 - Результаты реконструкции огибающей протонного пучка 400 ГэВ/с в зависимости от расстояния за кристаллом. Две линии синяя и красная, обозначенные А, вычисляются по формулам (1.1) – (1.5) и (1.8) соответственно, и они практически совпадают. Ширина синей линии соответствует неопределенности измерений [59]. Вблизи фокальной точки неопределенность является самой большой и равна  $\approx 0,0025$  мм. Линия В является предсказанием для случая, когда пучок распространяется в вакууме за кристаллом. В нижней части рисунка размещены профили пучка (слева направо) для  $l = 0; L_f/2; L_f; 3L_f/2; 2L_f$  соответственно

Основные измеренные характеристики фокусирующего кристаллического устройства представлены в таблице 1.

Таблица 1.

$L_f$	$L_f^*$	$s_x(0)$	$s_x(L_f)$	$s_x^*(L_f^*)$	$F$	$\theta_1$	$k/R$	$q$
5,503	5,509	0,492	0,0600	0,0602	8,20	10,84	178,8	0,0152

где  $L_f, s_x(L_f)$  и  $L_f^*, s_x^*(L_f^*)$  фокусные расстояния и среднеквадратические размеры (в фокальной точке), которые были получены с помощью уравнений (1.1) - (1.5) и уравнения (1.8) - (1.11), соответственно;  $s_x(0)$  - начальный среднеквадратичный размер при  $l = 0$ ,  $F = s_x(0)/s_x(L_f)$ ;  $\theta_1 = \sqrt{(\langle \theta^2 \rangle - \bar{\theta}^2)}$  и  $q$  определяется уравнением (1.11). Фокусное расстояние и среднеквадратичные размеры измеряются в м и мм соответственно, угол  $\theta_1$  измеряется в мкрад, а  $k/R$  измеряется в мкрад/мм.

Для кристаллических устройств (см. рисунок 1.2) за счет модернизации технологии изготовления и особенности конструкции получена очень хорошая линейность угла отклонения в зависимости от поперечной координаты. Уменьшен угловой разброс примерно до критического угла  $\theta_c$ , увеличены в 10 - 20 раз средний угол отклонения пучков и поперечная толщина кристаллических дефлекторов до 2 – 4 мм.

## **1.2 Фокусировка из параллельного пучка в линейный фокус на короткое расстояние**

В настоящее время в физике высоких энергий сформулированы перспективные задачи: измерения магнитных моментов короткоживущих частиц на ЛНС и будущего кольцевого коллайдера FCC с использованием прецессии спина в изогнутом кристалле [33-36, 64], а также уменьшение размера пучка на

линейном электронном коллайдере CLIC [37]. Для выполнения этих задач необходимо фокусировать пучки частиц на расстояние порядка 1 см.

В этом случае трудно использовать кристалл со скошенным выходным торцом, поскольку для обеспечения такого короткого фокусного расстояния угол наклона должен быть очень небольшим, около  $1^\circ$  градуса, а при таких условиях вблизи острого угла кристалл будет ломаться из-за хрупкости кремния.

Для фокусировки на короткое расстояние применена новая идея, основанная на использовании изгиба обычной плоскопараллельной кремниевой пластины, в которой боковые грани повернуты относительно кристаллографических плоскостей на небольшой угол. Этот угол *Miscut*  $\Lambda = \frac{D}{L}$ , где  $D$  – толщина пластины,  $L$  – длина пластины вдоль направления пучка, так что кристаллографические плоскости совпадают с направлением диагонали пластины (см. рисунок 1.15).

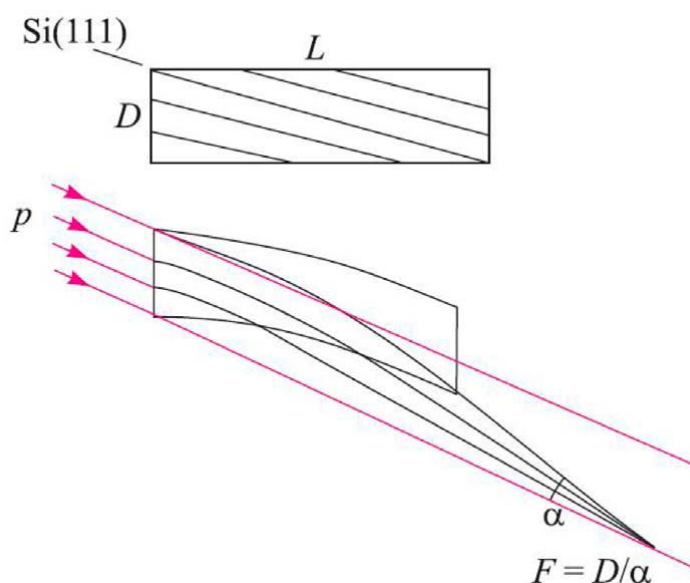


Рисунок 1.15 - Схема фокусировки пучка пластиной кремния, в которой кристаллографические плоскости совпадают с направлением диагонали в прямоугольном сечении

Из геометрии рисунка видно, что при равномерном изгибе пластины на угол  $\alpha$  частицы будут сфокусированы в одной точке с фокусным расстоянием  $F = D/\alpha$ . Как показано на рисунке 1.16, принцип действия линзы заключается в том, что

угол отклонения пучка пропорционален падающей поперечной координате. В нашем случае из-за наклона кристаллографических плоскостей относительно боковой поверхности кристалла, через которую частицы выходят, длина пути частиц в кристалле и, следовательно, угол поворота пропорциональны координате  $x$  на входе частиц в кристалл. Фокусное расстояние в один сантиметр может быть достигнуто при использовании пластины кремния толщиной 100 мкм и длиной 10 мм, изогнутой на угол 10 мрад.

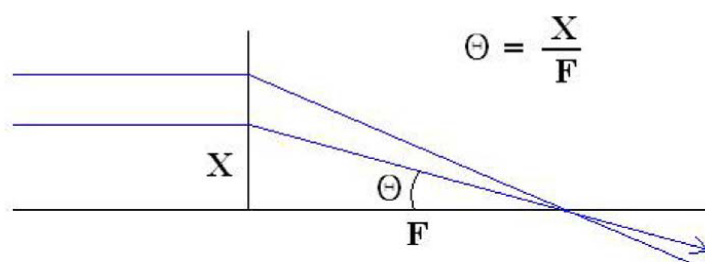


Рисунок 1.16 – Принцип работы линзы в пучке

Первое испытание такого кристаллического устройства было проведено в Протвино на пучке протонов с энергией 50 ГэВ [54]. Для фокусировки пучка использовалась кремневая пластина толщиной 500 мкм и длиной 10 мм. Пластины разрезали так, чтобы ее боковые поверхности были повернуты на угол  $3^\circ$  градуса относительно кристаллографических плоскостей (111). Пластина была равномерно изогнута на угол 3 мрад.

Пучок интенсивностью  $\sim 10^6$  протон/цикл выводился из ускорителя У-70 кристаллическим дефлектором КД27 в канал 4а. Расходимость пучка составляла  $\sigma_x \sim 0.1$  мрад. С помощью коллиматоров формировался профиль пучка с резкими границами размером  $S_x \times S_y = 20 \times 20$  мм<sup>2</sup>.

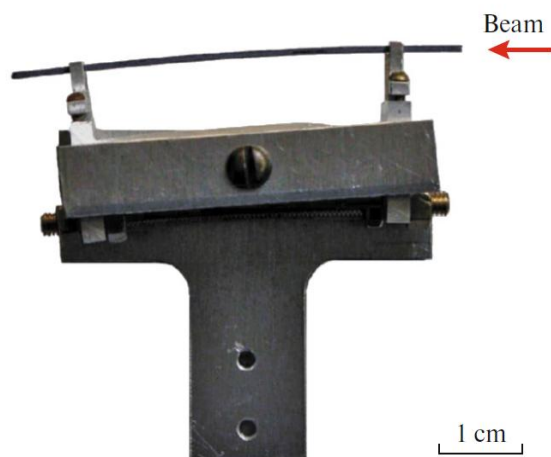


Рисунок 1.17 – Кристаллический дефлектор – КД27. Большой продольный изгиб (90 мрад) обеспечивается силами металлического держателя

Схема экспериментальной установки такая же, как показано на рисунке 1.4. Режим каналирования находился с помощью телескопа сцинтилляционных счетчиков. При оптимальной ориентации кристалл отклонял порядка 10% падающих частиц пучка, что соответствует расчетам, так как критический угол каналирования составляет 0.03 мрад для частиц с энергией 50 ГэВ в плоскостном канале (111) кремния.

Эффект фокусировки был зарегистрирован с помощью полимерной радиохромной дозиметрической пленки GAFCHROMIC EBТ3 [65]. Активный компонент пленки состоит из кристаллов радиационно-чувствительного мономера субмикронного размера. Когда пленка подвергается воздействию ионизирующего излучения, начинается реакция полимеризации, что приводит к изменению ее оптической плотности, а глубина изменения пропорциональна поглощенной дозе (соответственно потоку прошедших частиц) в активном слое. Процесс полимеризации не передается от кристалла к кристаллу, и после облучения отсутствует процесс проявления, который мог бы изменить размер или форму частиц. Следовательно, эта пленка имеет пространственное разрешение в микронах, которое ограничено только оборудованием, используемым во время работы.

Пленку сканировали на планшетном сканере EPSON EXPRESSION 10000 XL в пропускающем режиме, без цветокоррекции, с разрешением 2400 точек на дюйм. В результате мы получили 48-битное цветное изображение по 16 бит на канал в формате TIFF. Оцифрованное изображение обрабатывалось по красному каналу. Значение оптической плотности для одного пикселя изображения определялось из выражения

$$OD(x_i, y_j) = \log_{10}\left(\frac{I_0(x_i, y_j)}{I(x_i, y_j)}\right) \quad (1.13)$$

где  $I_0(x_i, y_j)$ ,  $I(x_i, y_j)$  – интенсивность цвета для пикселя с координатами  $(x_i, y_j)$  до и после облучения пленки соответственно. Абсолютную калибровку пленки проводили однократно с использованием сцинтилляционных счетчиков в режиме накопления статистики за несколько сотен циклов ускорителя.

На рисунке 1.18 показаны результаты проведенных испытаний: рисунок 1.18a - увеличенное изображение сфокусированного пучка на пленке в виде узкой линии; рисунок 1.18b – профиль пучка, полученный при цифровом сканировании с учетом калибровки пленки. Как следует из рисунка 1.18, сфокусированный пучок (пик в центре), прошедший через кристалл в режиме каналирования, в несколько раз выше по плотности, чем падающий пучок.

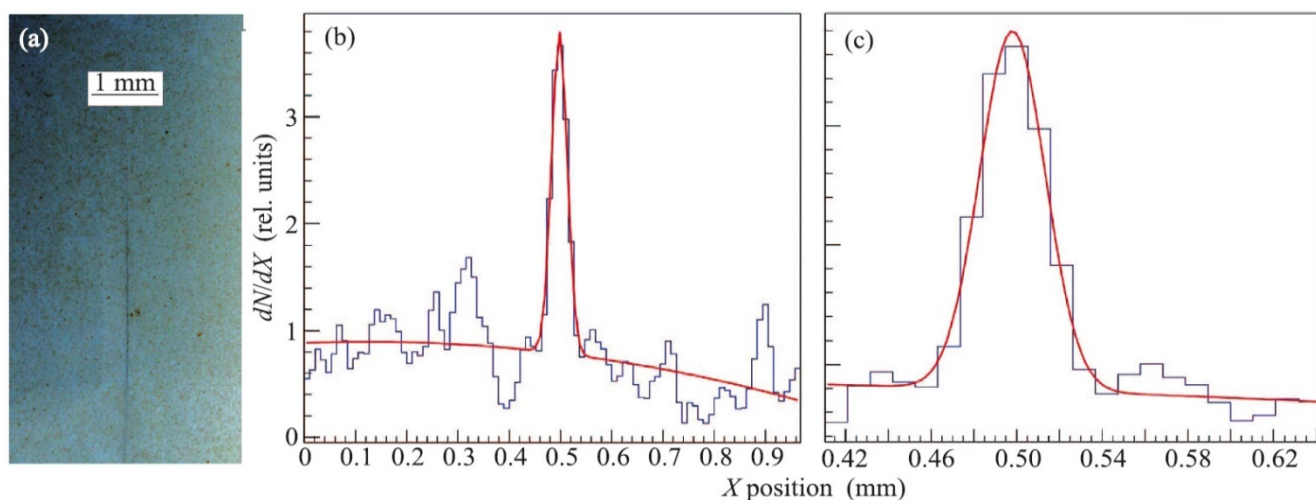


Рисунок 1.18 Профиль сфокусированного пучка на ebt3 пленке. Увеличенное изображение на пленке в области фокусировки пучка (a), отсканированный профиль пучка с учетом калибровки пленки (b), то же что и в (b) только X в диапазоне от 0,41 мм до 0,64 мм

Как видно из рисунка 18с, измеренный размер пучка в фокусе (расстояние от кристалла 17 см) равен 30 мкм на полувысоте. При идеальных условиях размер пучка в фокусе определяется величиной  $F \times \theta_L \sim 10$  мкм. Измерить точно такую малую величину данным методом трудно, поскольку разрешение сканера находится на уровне 10 мкм. Поэтому наш измеренный профиль дает завышенную оценку реального размера сфокусированного пучка.

Таким образом, на пучке протонов 50 ГэВ в ИФВЭ Протвино впервые экспериментально проверена фокусировка пучка высокой энергии кристаллическим устройством на короткое расстояние порядка 10 см.

Подобное фокусирующее кристаллическое устройство было испытано на пучке положительных пионов с импульсом 180 ГэВ/с на экспериментальной установке UA9 расположенной на внешней линии пучка Н8 на ускорителе SPS CERN. Пластины толщиной 500 мкм и длиной 10 мм, боковые поверхности которой повернуты на угол  $3^\circ$  градуса относительно кристаллографических плоскостей (111) равномерно изогнули на угол 3.5 мрад. Ожидаемое фокусное расстояние составляло около 15 см [42].

Схема экспериментальной установки такая же, как показано на рисунке 1.8. Временная структура проходящего пучка состояла из плоской вершины продолжительностью около 10 секунд, когда присутствовали частицы пучка, а затем около 35 секунд без пучка.

Измеренная угловая расходимось, как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскостях, падающего пучка составляла около 30 мкрад (RMS). Гониометр высокой точности допускал ориентацию фокусирующего кристалла в обеих ортогональных плоскостях с точностью до 2 мкрад.

На первом этапе нашего исследования было проведено сканирование горизонтальных углов ориентации  $\varphi_x$  кристалла и найдено положение каналирования. После этого был проведен набор данных статистики. На рисунке 1.19 показано распределение интенсивности пучка за кристаллом в зависимости от углов отклонения частиц  $\theta_x$  в разных поперечных положениях падающих



частиц  $x$  (разные цвета представляют значения интенсивности). Ясно видно, что угол отклонения кристалла является линейной функцией поперечной координаты падающей частицы, как требуется для эффекта линзы (см. рисунок 1.16). Канализованная доля пучка, обозначенная на рисунке как (область 2), составляет около 10% интенсивности падающего пучка. Доля деканализованных частиц (область 3) оценивалась по нашим данным как 18% по сравнению с полностью отклоненными частицами (область 2). Эти данные согласуются с классической теорией канализования (см. [57]) при данных условиях.

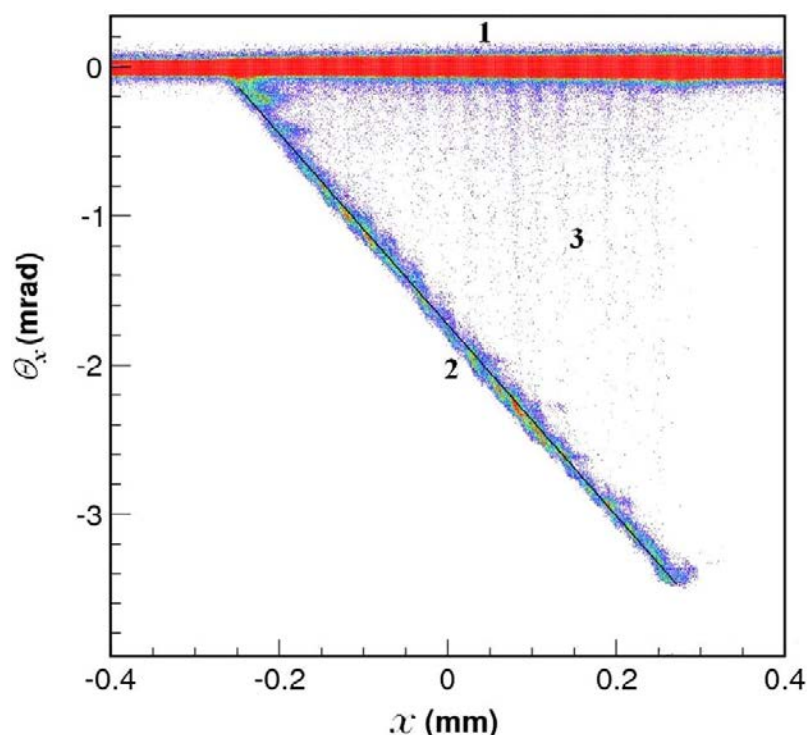


Рисунок 1.19 - Распределение горизонтального угла отклонения частиц  $\theta_x$  от поперечной координаты  $x$  в позиции канализования. Область 1 соответствует неканализованным частицам, область 2 представляет собой канализованные частицы, область 3 - деканализованные частицы. Черная прямая линия соответствует центру распределения канализованных частиц, прошедших вдоль полной длины кристалла

На рисунке 1.20 приведена восстановленная огибающая пучка, для нахождения которой применен первый метод [см. (1) - (5)]. Частицы сфокусированы на расстоянии 15,5 см от кристалла (близко к ожидаемому значению).

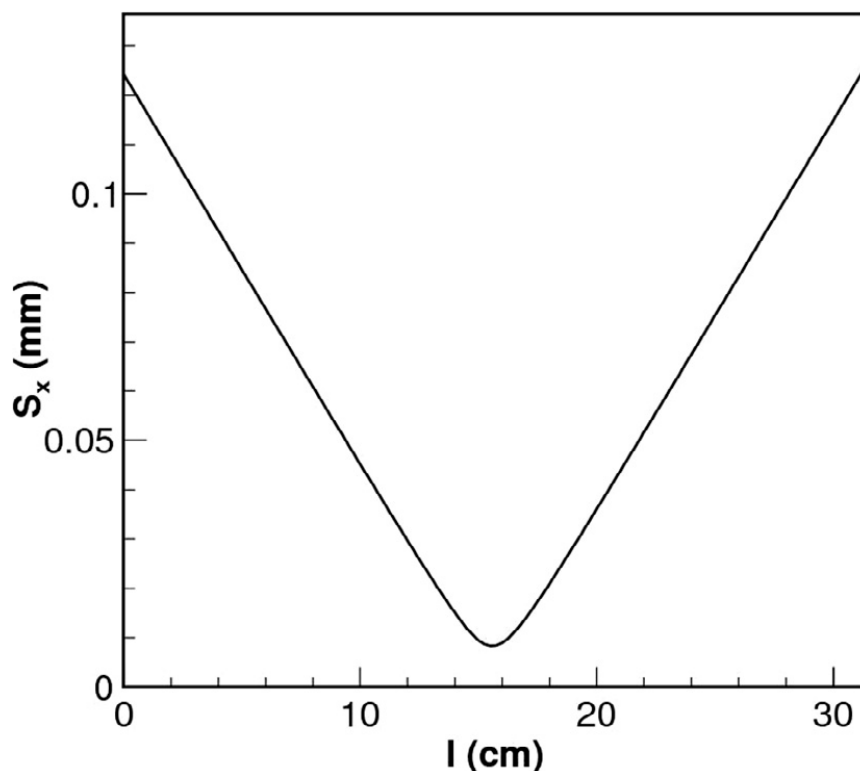


Рисунок 1.20 – Огибающая пучка пионов 180 ГэВ/с в зависимости от расстояния за кристаллом

На рисунке 1.21a и 1.21b показаны профили пучка вблизи кристалла и в фокальной точке соответственно. Среднеквадратичное значение (RMS) размера пучка в фокусе составляет около 8 мкм и около 125 мкм вблизи кристалла, что означает коэффициент сжатия пучка около 15. Следует отметить, что размер пучка при идеальных условиях фокусировки определяется угловой расходимостью частиц в пределе угла Линдхарда, и для нашего случая он равен  $F \times \theta_L \sim 3$  мкм. Уширение измеренного профиля можно объяснить aberrациями в кристалле и конечным пространственным разрешением микроstriповых детекторов (которые находятся на уровне нескольких мкм).

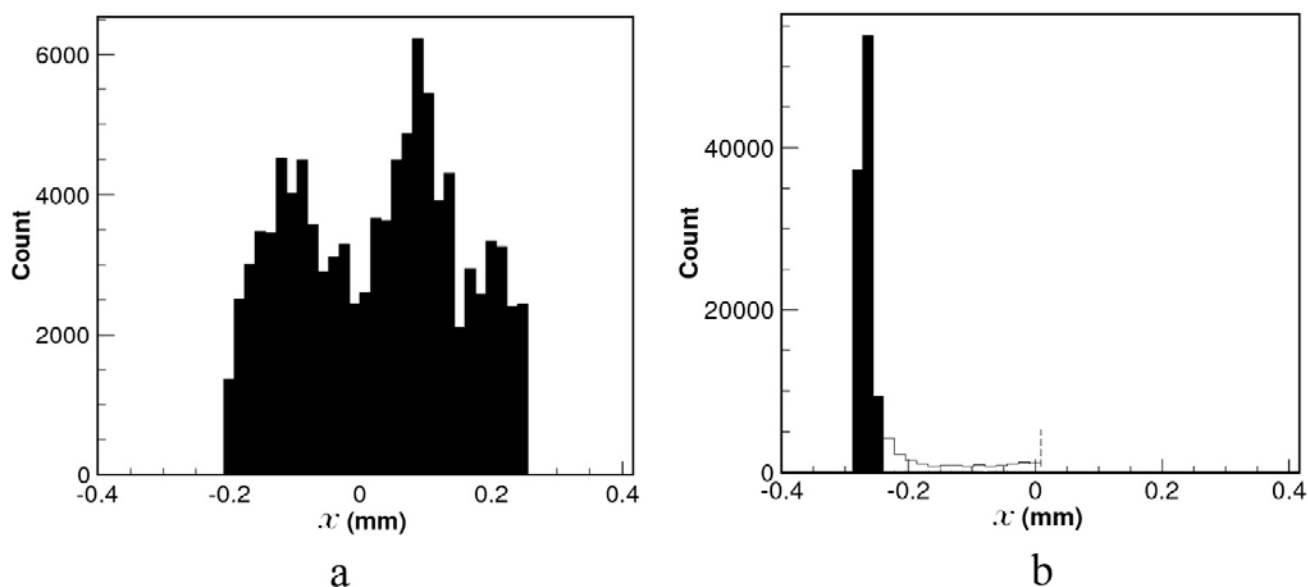


Рисунок 1.21 - Каналированные профили пучка вблизи кристалла (а) и в фокальной точке (b). Хвост в правой части гистограммы в (b), обозначенный белыми столбцами, обусловлен деканалированными частицами

Таким образом, полученные результаты для фокусировки пучка на короткое расстояние порядка 15 см согласуются с результатами, выполненными на ускорителе У-70 в Протвино другим методом. Данное фокусное расстояние не является пределом для этого типа кристаллов. Учитывая, что угол изгиба пластины  $\alpha$  может быть представлен как  $\alpha = L/R_{bend}$ , где  $R_{bend}$  - радиус изгиба пластины, который можно взять равным трем критическим радиусам каналирования  $3R_c$  (см. [57]). Тогда для фокусного расстояния получаем выражение:  $F = 3\frac{D}{L}R_c$ . Из этого выражения следует, что применяя более тонкую пластинку около 100 мкм, можно получить фокусное расстояние порядка 1 см в широком диапазоне энергий. Например, для пластины размерами  $D = 100$  мкм,  $L = 20$  мм,  $R_{bend} = 3 \times 2$  м, можно получить фокусное расстояние  $F = 3$  см для 1 ТэВ-ных частиц.

### 1.3 Фокусировка из точечного источника в параллельный пучок

Ранее была подробно рассмотрена фокусировка слаборасходящего положительного пучка высокой энергии в линейный фокус. Противоположный случай отклонения узкого пучка с высокой расходимостью в параллельный пучок важен для исследования малоугловых процессов на ЛНС или других ускорителях высокой энергии. Если кристалл ориентировать на точечную мишень фокусирующим торцом, как показано на рисунке 1.22, и вращать вокруг оси  $O$ , то можно отклонять исследуемые частицы в сторону от циркулирующего пучка из неблагоприятной фоновой области. В этом случае роль кристалла заключается в создании чистых условий для регистрации нужных частиц. Другим возможным применением такой схемы является получение пучка вторичных частиц высокой энергии весьма простым способом, так как угла изгиба кристалла достаточно, чтобы захватить в каналирование и отклонить за пределы вакуумной камеры ТЭВ-ные частицы, вылетающие из мишени.

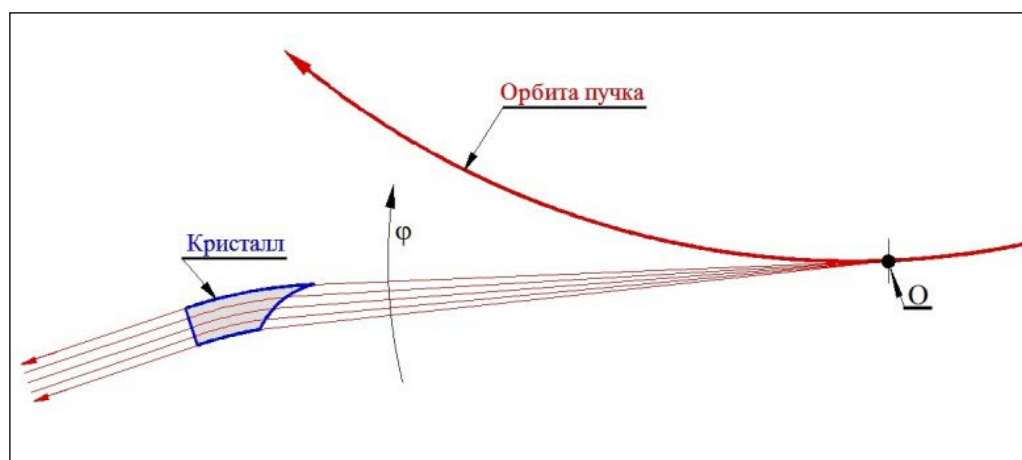


Рисунок 1.22 - Пример применения фокусирующего кристалла для исследования малоугловых процессов. Эта же схема может быть источником параллельного пучка вторичных частиц для широких физических исследований

Для испытаний был выбран аналогичный кристалл со скошенным торцом, что и для фокусировки параллельного пучка к точечному источнику (см. рисунок 1.2), только повернутый в держателе на  $180^\circ$  относительно нормали к плоскости изгиба. Кристаллическая кремниевая пластина (111) с трапецевидным

поперечным сечением имела ширину 2 мм по X, высоту 70 мм по Y, и длину от 20 до 40 мм вдоль пучка по координате Z, за счет скошенного переднего торца. При этом радиус поперечный изгиба кристалла составлял 6,8 м, фокусное расстояние 1,7 м, а средний угол поворота частиц 1,8 мрад [41].

Эксперимент был проведен в Протвино на пучке протонов 50 ГэВ на канале 4а ускорителя У-70. Схема эксперимента показана на рисунке 1.23. Пучок протонов умеренной интенсивности порядка  $10^5$  частиц/с выводился из ускорителя У-70 кристаллическим дефлектором. С помощью коллиматоров формировался профиль пучка с резкими границами  $S_x \times S_y = 8 \times 10 \text{ мм}^2$  и расходимостью  $\sigma_x = 0,2$  мрад. Для создания точечного источника расходящегося пучка протонов была установлена активная мишень в виде тонкой пластины (толщиной 150 мкм) из тяжелого сцинтиллятора CsI. На мишень попадала лишь малая доля пучка интенсивностью  $2 \times 10^3$  частиц/с. Пучок протонов был распушен до необходимой величины угловой расходимости  $\sigma_x = 0,36$  мрад (или  $FWHM = 0,92$  мрад). Полученный таким образом расходящийся из точечного источника пучок направлялся на фокусирующую кромку кристалла, который вращался в гониометре. Эффект фокусировки и последующего отклонения расходящегося пучка фиксировался сцинтилляционным годоскопом (с шагом 1,2 мм), включенным на совпадения со сцинтиллятором тонкой мишени.

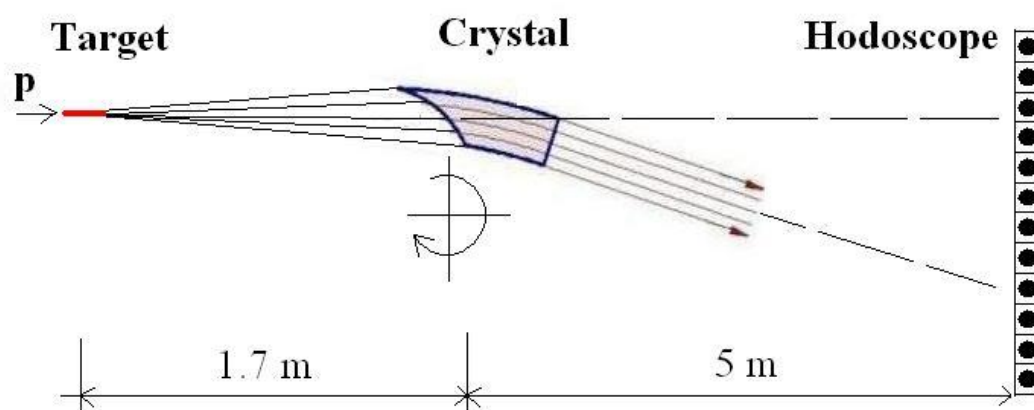


Рисунок 1.23 – Схема эксперимента по обратной фокусировке на протонном пучке 50 ГэВ

На рисунке 1.24а представлены результаты испытаний. Красные точки и красная линия показывают профиль пучка, прошедшего через ориентированный кристалл, синие точки и синяя линия – профиль пучка для разориентированного кристалла. На рисунке 1.24b точками и красной линией показана зависимость количества отклоненных на полный угол частиц от угла поворота кристалла в гониометре.

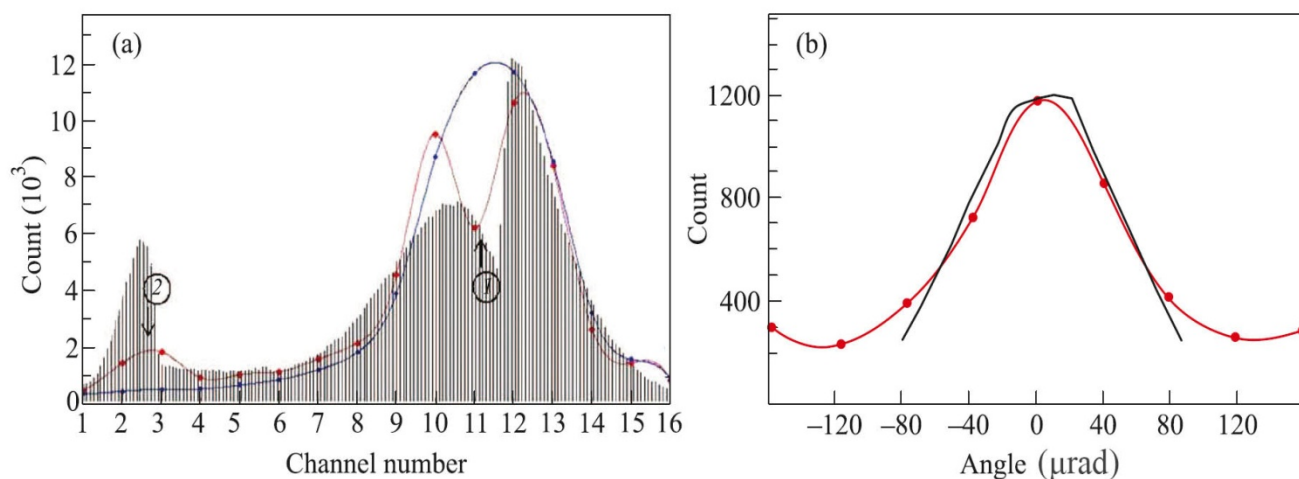


Рисунок 1.24 – Профили пучка для ориентированного и разориентированного кристалла (а), точки и линии – эксперимент, гистограмма – расчет для ориентированного кристалла. Ориентационная зависимость количества отклоненных кристаллом частиц (b) (величина пика, помеченная маркером 2 на рисунке 1.24а), точки и красная линия – эксперимент, черная линия – расчет

Около  $35 \pm 5 \%$  частиц, падающих на фокусирующую кромку кристалла, захватывались в режим каналирования (эта зона показана на рисунке 1.24а маркером 1), и около  $14 \pm 3 \%$  частиц отклонялись затем на полный угол 1,8 мрад, соответствующий изгибу кристалла (эта зона показана на рисунке 1.24а маркером 2). Ширина ориентационной кривой  $FWHM = 105$  мкрад. Эта узкая величина углового интервала, когда виден отклоненный пучок, соответствует геометрическим параметрам измерений, когда вращающийся кристалл «смотрит» на мишень. Полученные экспериментальные данные согласуются с результатами компьютерного моделирования опыта, выполненного методом Монте-Карло с применением алгоритма [66]. В этом методе учитываются геометрия расположения мишени и кристалла, захват частиц в режим каналирования и

деканализация внутри кристалла. Согласно расчетам, в режиме каналирования захватывается 43% частиц, и 16% отклоняется на полный угол [41].

Более детальное исследование подобного фокусирующего кристаллического устройства было выполнено совместно с CERN на пучке положительных пионов с импульсом 180 ГэВ/с на экспериментальной установке UA9 расположенной в канале транспортировки заряженных частиц H8 ускорителя SPS [50]. Экспериментальная установка была такая же, как описана ранее в главе 1.1 (см. рисунок 1.8).

Установка UA9 позволяет отслеживать треки частиц, вылетающие из точечного источника, выбирая нужные события с помощью каттинга (см. рисунок 1.28b). Для увеличения расходимости пучка была установлена тонкая свинцовая мишень (длиной около 2 мм) вблизи первой трековой станции. Кристалл со скошенным торцом на входе имел фокусное расстояние 12,5 м. Такого же типа кристалл, только в перевернутой позиции, использовался для фокусировки параллельного пучка в точечный источник в работе [49]. Была приготовлена кремниевая пластина (111), имеющая трапециевидальное поперечное сечение (рис. 1.25a). Размеры кристалла:  $AD = 50$  мм,  $BC = 30$  мм,  $AB = 2$  мм, радиус изгиба  $R$  в горизонтальной плоскости составляет 160 м, а средний угол изгиба составляет 0,25 мрад.

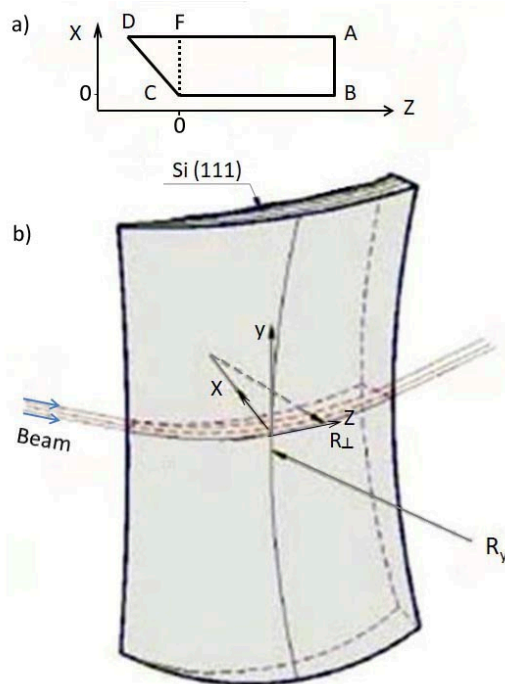


Рисунок 1.25 – Изогнутый фокусирующий кристалл, используемый в измерениях.

Поперечное сечение прямого кристалла трапецевидной формы (а). Радиус вертикального изгиба  $R_y$  и радиус изгиба в горизонтальной плоскости  $R_L$ , который обеспечивает отклонение пучка частиц (b)

С помощью вращения кристалла в гониометре было сделано сканирование горизонтальных углов ориентации  $\varphi_x$  кристалла и найдено положение каналирования. После этого был проведен набор данных. Большие статистические данные были получены, когда кристалл в оптимальном положении был равномерно засвечен. На рисунке 1.26, показана зависимость горизонтального угла отклонения частиц в кристалле  $\theta_x$  от поперечной координаты  $x$ . Наблюдается строгая линейная зависимость угла отклонения выходящих частиц от координаты, что свидетельствует о качестве изготовления фокусирующего устройства. Линия  $OO'$  центра распределения каналированных частиц была найдена с помощью аппроксимации области синих точек линейной функцией [см. (1.12)], где значения параметров составили  $p_1 = -68,2 \pm 0,05$  мкрад,  $p_0 = -220,3 \pm 0,03$  мкрад.



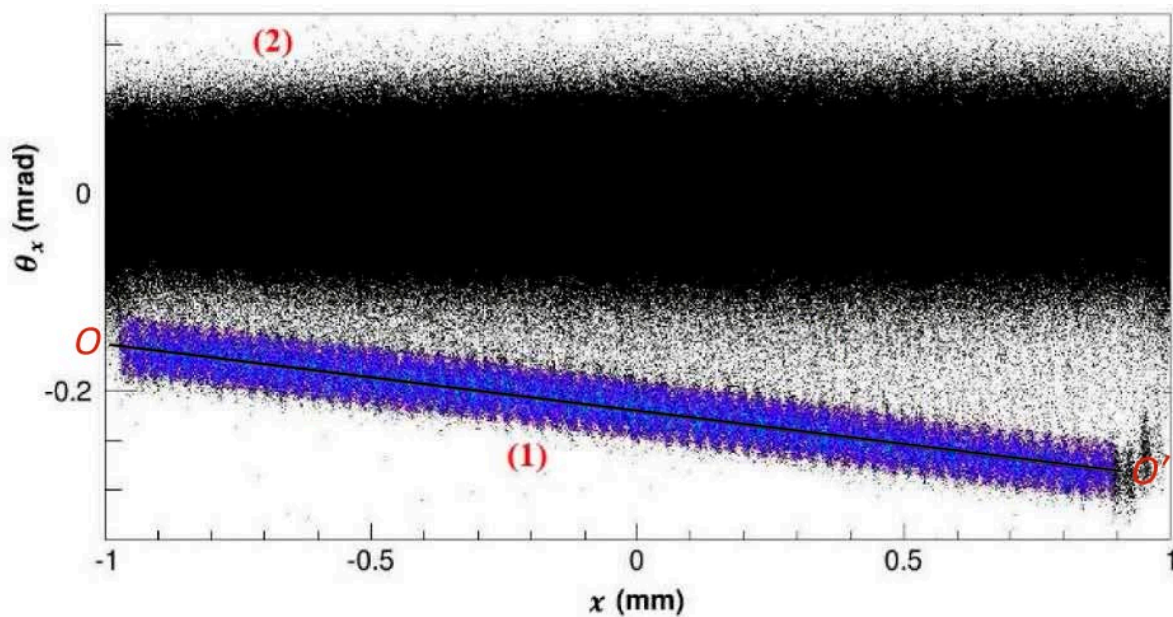


Рисунок 1.26 - Распределение горизонтального угла отклонения частиц  $\theta_x$  от поперечной координаты  $x$  в позиции каналирования. Область синих точек (1) соответствует полностью отклоненным каналированным частицам. Область черных точек (2) состоит из неканалированных и деканалированных частиц. Линия  $OO'$  соответствует центру распределения каналированных частиц, которые проходят вдоль полной длины кристалла

Чтобы восстановить треки в обратном направлении, область частиц, отклоненных кристаллом, была помечена (см. синие точки на рисунке 1.26). На рисунке 1.27 показана восстановленная первым методом [см. (1) - (5)] огибающая пучка, падающего на кристалл. Видно, что все частицы прилетели из виртуального фокуса, который совпадает с фокусным расстоянием кристалла, равным 12,5 м. Среднеквадратичный размер пучка в фокальной точке равен  $s_x = 0,2$  мм. Полный размер пучка в этой точке равен 3 мм. То есть, кристалл обладает свойством селективной фокусировки. Из всех треков он отклонил только порцию частиц, вылетающих из узкой полоски. Следует отметить, что размер 0,2 мм соответствует естественному пределу на размер мишени [66]:  $\sigma_x = \theta_L \times F = 0,015 \times 12,5 = 0,19$  мм

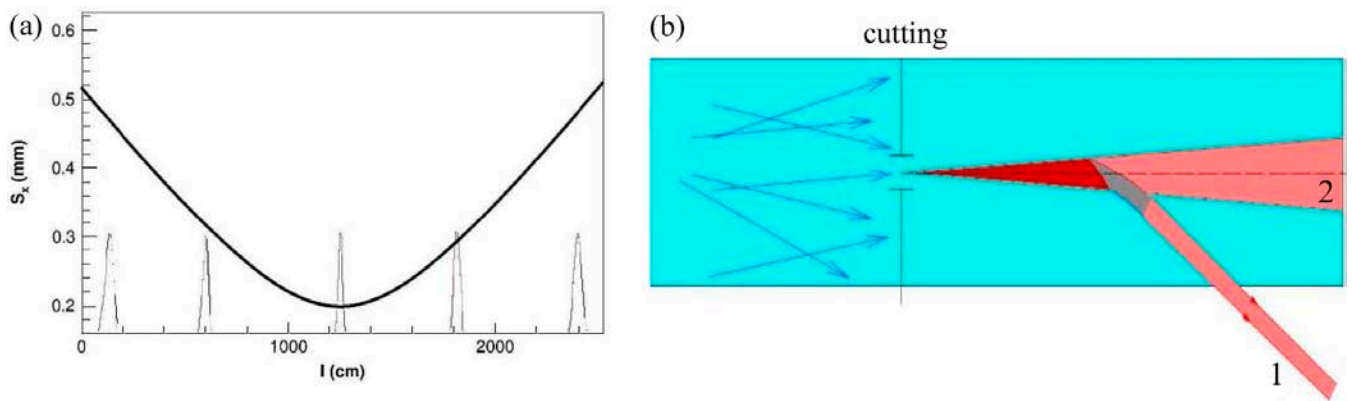


Рисунок 1.27 — Восстановленная огибающая пучка пионов 180 ГэВ/с падающего на кристалл (а). В нижней части рисунка размещены профили пучка для  $l = 145$ ,  $l = 600$ ,  $l_f = 1245$ ,  $l = 1820$ ,  $l = 2400$ . Схематическое изображение отбора событий с помощью каттинга (b)

Для определения эффективности отклонения расходящегося пучка кристаллом был наложен каттинг на координату  $x$  ( $-0,2 \text{ мм} < x < 0,2 \text{ мм}$ ) в плоскости фокуса и отслежены все треки, выходящие из этой полоски в переднем направлении (см. рисунок 1.27b). На рисунке 1.28 показано распределение частиц в  $x$  - плоскости по углам  $\phi_x$  за кристаллом. Доля отклоненных кристаллом частиц на полный угол, расположена слева и равна 22%.

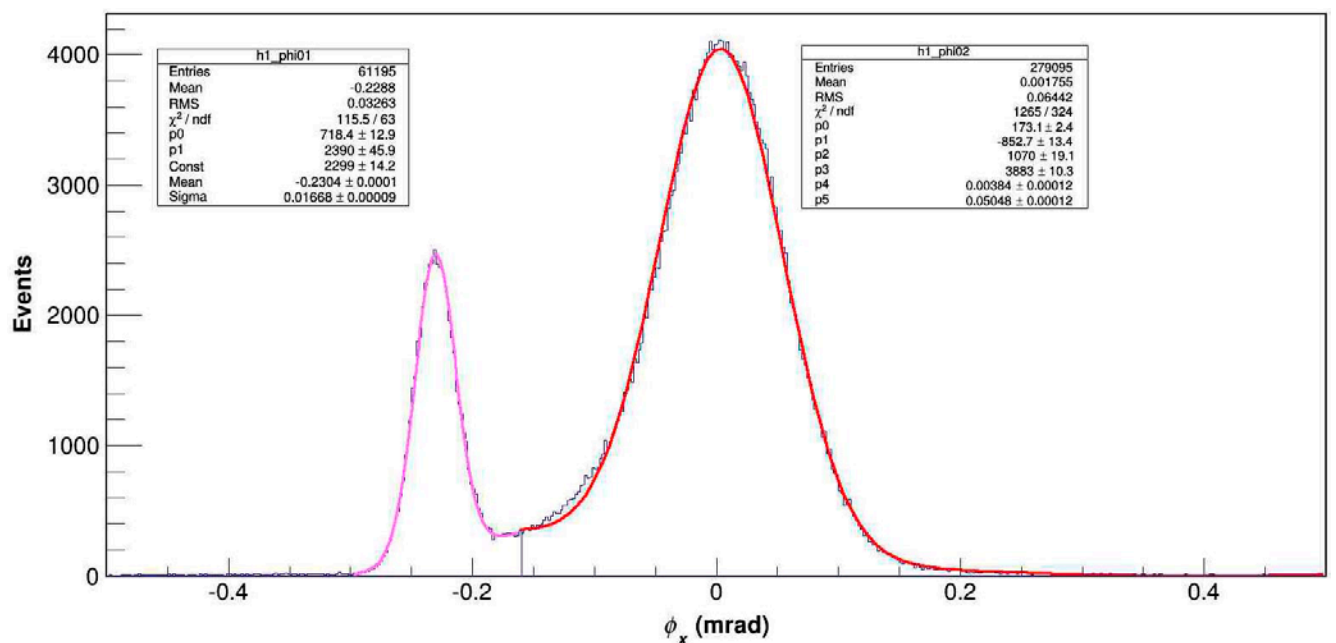


Рисунок 1.28 - Распределение частиц по углам  $\phi_x$  за кристаллом. Часть пучка, сфокусированного и отклоненного кристаллом, показана слева

Таким образом, продемонстрировано, что фокусирующий кристалл отклонил расходящийся пучок с  $\sigma_{beam} = 50$  мкрад  $\sim 4\theta_L$  с эффективностью 22%. Это примерно та же эффективность, с которой такого же типа кристалл в перевернутом положении с прямоугольным торцом на входе отклонял параллельный пучок с расходимостью около угла Линдхарда [49].

Эффективность отклонения пучка с расходимостью порядка угла Линдхарда можно оценить по соотношению:  $Eff = 0,75 * 0,75 * 0,86 * e^{-40/87} = 0,29$  (см. [57]),

где первый множитель 0.75 означает поверхностный акцептанс, второй – коэффициент потерь в узкой плоскости (111), третий – учитывает надэкспоненциальное поглощение частиц в начале кристалла (см. рисунок 4 в работе [67]), а экспоненциальный коэффициент описывает потерю частиц из-за деканалирования в кристалле со средней длиной 40 мм и длиной деканалирования 87 мм. Эта длина деканалирования была оценена с большой точностью на основе результатов недавних измерений для пионов с импульсом 180 ГэВ/с и плоскости (110) в работе [67]. Согласно [57] длина деканалирования в плоскости (111) -  $L_d(111)$  связана с длиной деканалирования в плоскости (110) -  $L_d(110)$  соотношением  $L_d(111) = L_d(110) * d(111)/d(110)$ , где  $d(111)$  и  $d(110)$  – межплоскостные расстояния в этих плоскостях и  $L_d(110) = 71$  мм,  $d(111) = 2,35 \text{ \AA}$ ,  $d(110) = 1,92 \text{ \AA}$ .

Таким образом, скошенный торец на входе пучка в кристалл, то есть технология фокусировки кристалла, не вносит существенных дополнительных потерь в эффективность отклонения пучка кристаллом.

## **2 Исследование объемного отражения релятивистских частиц в мультикристаллических структурах**

Объемное отражение в изогнутых кристаллах имеет место, когда ориентированный пучок частиц, под углом больше критического угла каналирования к атомным плоскостям на входе в кристалл, пересекает кристалл, то вблизи области касания траекторий с изогнутыми атомными плоскостями большая часть пучка отклоняется в сторону, противоположную изгибу.

Впервые объемное отражение было предсказано в 1987 году А.С. Воробьевым и А.М. Таратиным при детальном компьютерном анализе объемного захвата [43, 44]. В 2002 году в совместном эксперименте ПИЯФ и ИФВЭ на ускорителе У-70 исследовался процесс каналирования пучка протонов с энергией 70 ГэВ в изогнутом кристалле кремния. На фотоэмульсии, которая служила детектором частиц, помимо протонов, отклоненных за счёт процесса каналирования, были замечены светлая линия и темная линия с противоположным углом отклонения. Авторы сначала предположили, что это дефекты в кристалле или в фотоэмульсии. Позднее в результате анализа данных было показано, что дополнительные линии объясняются эффектом отражения [23]. В 2006 году в ПИЯФ на синхроциклотроне с энергией 1 ГэВ был выполнен эксперимент с количественной оценкой процессов каналирования и объемного отражения. Полученная эффективность объемного отражения составила 70% [45].

### **2.1 Описание процесса объемного отражения**

Объемное отражение происходит в широкой области углов и более эффективно, чем каналирование. Поэтому имеются реальные перспективы для использования отражения при выводе и коллимации пучков на больших ускорителях. В силу ограниченности угла отражения, для реализации такого

способа отклонять пучки на ускорителях, приходится применять последовательность изогнутых монокристаллов.

Для положительных частиц при энергиях около 100 ГэВ вероятность отражения близка к единице, а не достигает ее из-за некогерентного многократного рассеяния на ядрах и электронах среды, приводящего к объемному захвату в режим каналирования. Условием того, что некогерентное рассеяние не испортит эффект объемного отражения, является малость многократного кулоновского рассеяния RMS угол (угловой разброс), накопленный вдоль всего пройденного кристалла по сравнению со средним углом объемного отражения. С ростом энергии угловой разброс, вызванный многократным рассеянием, падает быстрее, чем критический угол каналирования, что в итоге уменьшает вероятность объемного захвата и увеличивает вероятность отражения. Поэтому появляется возможность использовать кристаллы толщиной 1 – 2 мм, что в 10 раз превышает существующую область объемного отражения. Размер области объемного отражения частиц в кристалле оценивается, как  $S_{vr} \sim R\theta_c$ , где  $R$  – радиус изгиба кристалла,  $\theta_c = \sqrt{\frac{2U_c}{pv}}$  – критический угол каналирования,  $U_c \sim 20$  эВ - величина плоскостного канала (111) в кремнии,  $p$ ,  $v$  – импульс и скорость налетающей частицы. Так для энергии пучка протонов  $E \cong 400$  ГэВ (CERN SPS),  $\theta_c \sim 10^{-5}$  рад, а оптимальный радиус  $R \sim 10$  м, получаем размер области объемного отражения  $S_{vr} \sim 0,1$  мм.

Максимальный угол объемного отражения частиц от кристаллографических плоскостей для положительных частиц составляет  $\theta_{vr} \approx 1,5\theta_c$ , а для отрицательных частиц  $\theta_{vr} \approx 0,8\theta_c$  (см. [26]).

Движение ультрарелятивистских частиц в изогнутом кристалле можно описать с помощью следующих уравнений [46]:

$$\frac{E_0\beta^2v_r^2}{2c^2} + U(r) + \frac{E_0\beta^2(R-r)}{r} = E = const, \quad (2.1)$$

$$\frac{dy}{dt} = v_y = const, \quad (2.2)$$

$$v_z = r \frac{d\varphi}{dt} \approx c \left( 1 - \frac{1}{2\gamma^2} - \frac{(v_r^2 + v_y^2)}{2c^2} \right). \quad (2.3)$$

Эти уравнения приведены для цилиндрической системы координат  $(r, \varphi, y)$ . Здесь  $v_r$  - составляющая скорости частицы в радиальном направлении,  $v_y$  - составляющая скорости вдоль оси  $y$ ,  $v_z$  - тангенциальная составляющая скорости,  $R$  - радиус изгиба монокристалла,  $E_0$  и  $\gamma$  - энергия частицы и ее фактор Лоренца, соответственно;  $E$  - постоянное значение радиальной энергии,  $U(r)$  - одномерный потенциал монокристалла,  $c$  - скорость света,  $\beta$  - отношение скорости частицы к скорости света.

На рисунке 2.1 изображена схема процесса объемного отражения частицы.

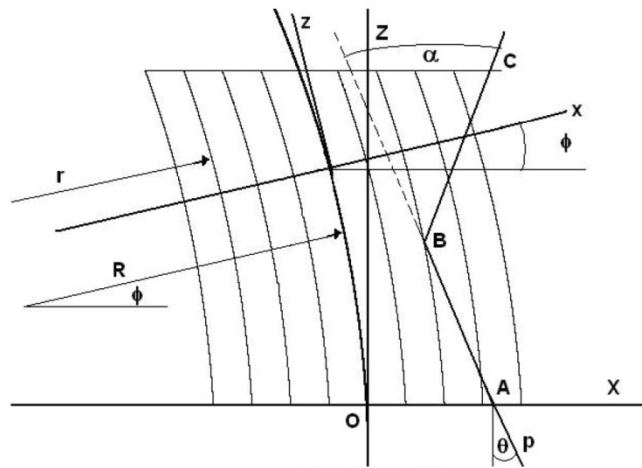


Рисунок 2.1. Схема процесса объемного отражения частицы.  $XYZ$  – декартова система координат на входе в монокристалл,  $xuz$  – локальная декартова система координат, связанная с текущим местоположением частицы. Ось  $Y$  направлена перпендикулярно к плоскости рисунка.  $\theta$  – начальный угол,  $\alpha$  - угол объемного отражения. Линии  $AB$  и  $BC$  являются входящим и исходящим направлениями частицы, соответственно

В плоскостном случае, рассеяние обусловлено взаимодействием частиц с множеством кристаллографических плоскостей, расположенных перпендикулярно плоскости  $(r, \varphi)$ . Это означает, что  $\frac{v_y}{c} \gg \theta_{ac}$ , и  $\frac{v_y}{c} \ll 1$  для ультрарелятивистских частиц, где  $\theta_{ac}$  - критический угол осевого каналирования. Уравнение (2.1) можно записать в следующей форме:

$$\frac{E_0 \beta^2 v_x^2}{2c^2} + U(x) + \frac{E_0 \beta^2 x}{R} = E, \quad (2.4)$$

где  $E$  – поперечная энергия,  $x$  - локальная декартова координата, которая связана с цилиндрической координатой  $r$  через соотношение  $x = R - r$  и  $v_x = v_r$ , а значение  $r$  в знаменателе уравнения (2.1) изменено на  $R$ . Для реальной экспериментальной ситуации это приводит к незначительной ошибке (порядка  $x/R$ ).

Таким образом, уравнение (2.4) для плоскостного случая может быть аналитически описано как одномерное движение частицы в эффективном потенциале [68]:

$$\frac{E_0 \beta^2 v_x^2}{2c^2} + U_{eff} = E, \quad (2.5)$$

где  $U_{eff} = U(x) + \frac{E_0 \beta^2 x}{R}$  – эффективный потенциал,  $U(x)$  – периодический плоский потенциал в прямом одиночном кристалле как функция координаты,  $R$  – радиус изгиба кристалла,  $x$  – поперечная координата. На рисунке 2.2 изображено движение частицы в эффективном потенциале. При движении частицы по траектории 1 в направлении увеличения потенциала поперечная скорость  $v_x$  уменьшается и становится равной нулю в точке  $x_c$ . Затем частица начинает двигаться в противоположном направлении. Это соответствует случаю, когда возможен эффект объемного отражения.

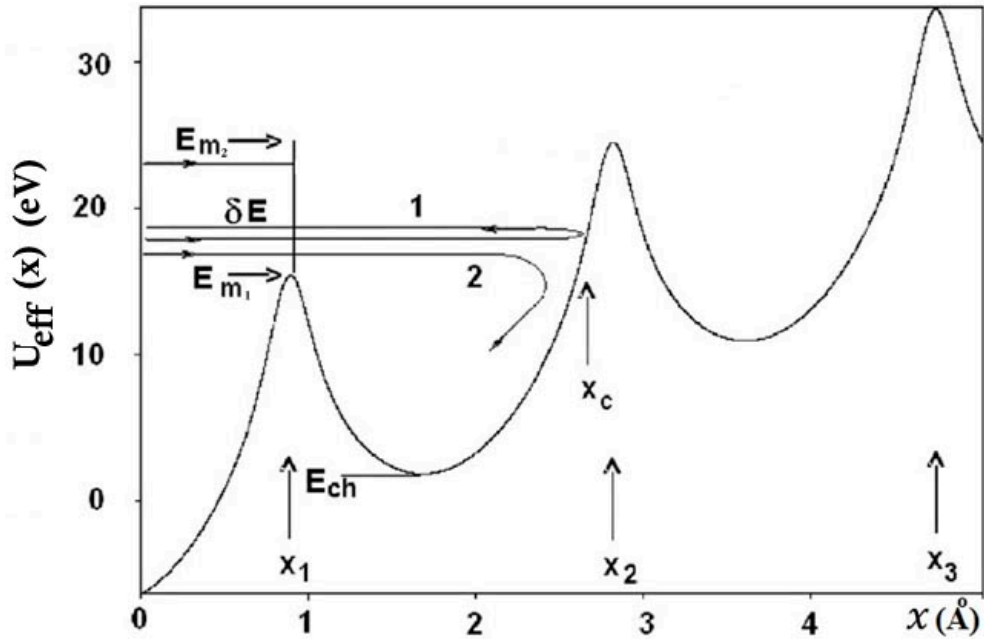


Рисунок 2.2. Движение частицы в эффективном потенциале изогнутой кристаллографической плоскости. 1 – отражение частицы при движении в направлении возрастания эффективного потенциала. 2 – альтернативный процесс, обусловленный многократным рассеянием на атомных ядрах, приводящий к объемному захвату в режим каналирования.  $E_{m_1}$ ,  $E_{m_2}$  – значения поперечной энергии, соответствующие соседним локальным максимумам потенциала;  $E_{ch}$  – поперечная энергия, соответствующая локальному минимуму потенциала,  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $x_3$  – поперечные координаты локальных максимумов,  $x_c$  – критическая точка (точка поворота частицы)

Как уже упоминалось, эффект объемного отражения был сначала открыт методом Монте-Карло при траекторных расчетах в изогнутых кристаллах [43, 44]. Первое аналитическое рассмотрение этого процесса появилось сначала в виде препринта [69] за 3 месяца до экспериментов в CERN, а затем и в журнале [26].

Угол отражения для заряженных частиц без возмущения многократным рассеянием на атомных ядрах равен [26]:

$$\alpha(E) = \frac{2c}{R} \int_{x_0}^{x_c} \left[ \frac{1}{\sqrt{\frac{2c^2}{E_0\beta^2} \left[ E - U(x) - \frac{E_0\beta^2 x}{R} \right]}} - \frac{1}{\sqrt{\frac{2c^2}{E_0\beta^2} \left[ E - U(x_c) - \frac{E_0\beta^2 x}{R} \right]}} \right] dx, \quad (2.6)$$



где критическая точка  $x_c$  есть решение уравнения  $E - U(x_c) - \frac{E_0\beta^2 x_c}{R} = 0$ ,  $x_0$  – начальная координата частицы. Уравнение (2.6) написано для симметричного случая прохождения частицы через монокристалл. В этом случае  $|x_0 - x_c| \approx |x_e - x_0| \approx \frac{l_0^2}{8R}$ , где  $l_0$  – длина кристалла по пучку и  $x_e$  – координата выхода. Функция  $\alpha(E)$  с учетом периодичности потенциала  $U(x)$  является периодической с периодом  $\delta E = E_0\beta^2 d/R$ , где  $d$  – межплоскостное расстояние. Можно найти следующее выражение для функции распределения рассеянных частиц по углам при объемном отражении:

$$\left\langle \frac{dN}{d\alpha}(\alpha) \right\rangle = \frac{1}{\delta E} \sum_j \left| \frac{d\alpha}{dE} \right|^{-1}, \quad (2.7)$$

где сумма по  $j$  означает, что сумма должна быть взята для каждой области однозначности функции и производная  $d\alpha/dE$  должна быть рассчитана для значений  $E_j$ , которые удовлетворяют уравнению  $\alpha(E_j) = \hat{\alpha}$ , где  $\hat{\alpha}$  является текущим значением угла объемного отражения.

Как показано в работе [26] средний угол отражения  $\langle \alpha_{vr} \rangle$  и его среднеквадратическое отклонение  $\sigma_{vr}$  можно найти из уравнений:

$$\langle \alpha_{vr} \rangle = \frac{1}{\delta E} \int_E^{E+\delta E} \alpha(E) dE, \quad (2.8)$$

$$\sigma_{vr}^2 = \frac{1}{\delta E} \int_E^{E+\delta E} (\alpha(E) - \langle \alpha \rangle)^2 dE, \quad (2.9)$$

Здесь был использован результат для  $\langle \frac{dN}{dE}(E) \rangle = 1/\delta E$ , где  $N$  – число заряженных частиц (нормированное на единицу) за один период изменения поперечной энергии. Уравнения [(2.6) – (2.9)] написаны для случая без возмущения многократным рассеянием. Распределение частиц на выходе из монокристалла с учетом многократного рассеяния выглядит следующим образом:

$$\left\langle \frac{dN}{d\alpha}(\alpha) \right\rangle_{exit} = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{ms}(\varphi, \sigma_{ms}) \left\langle \frac{dN}{d\alpha}(\alpha - \varphi) \right\rangle d\varphi, \quad (2.10)$$

где  $\rho_{ms}(\varphi, \sigma_{ms})$  есть нормальное распределение, описывающее многократное рассеяние со среднеквадратичным углом  $\sigma_{ms}$ , соответствующее заданной длине кристалла. Легко обобщить уравнение (2.10) для случая пучка с произвольной

угловой расходимостью вида  $\rho_b(\alpha)$ . Тогда для среднего угла объемного отражения с конечным распределением  $\rho_R(\alpha)$  получим соотношение:

$$\langle \alpha_R \rangle = \langle \alpha_b \rangle + \langle \alpha_{ms} \rangle + \langle \alpha_{vr} \rangle, \quad (2.11)$$

где  $\langle \alpha_R \rangle$ ,  $\langle \alpha_b \rangle$ ,  $\langle \alpha_{ms} \rangle$  и  $\langle \alpha_{vr} \rangle$  есть средние величины распределений  $\rho_R$ ,  $\rho_b$ ,  $\rho_{ms}$  и  $\langle \frac{dN}{d\alpha}(\alpha) \rangle$  соответственно. Они рассчитываются в системе координат, где нулевой угол совпадает с входным углом  $\theta$ . Заметим, что  $\langle \alpha_{ms} \rangle = 0$  для нормального распределения. Для дисперсии конечного распределения получим

$$\sigma_R^2 = \sigma_b^2 + \sigma_{ms}^2 + \sigma_{vr}^2, \quad (2.12)$$

где  $\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (\alpha - \langle \alpha \rangle)^2 \rho(\alpha) d\alpha$ .

Характеристики  $\langle \alpha_{vr} \rangle$  и  $\sigma_{vr}$  могут считаться невозмущенными. Это означает, что мы не рассматриваем такой процесс как объемный захват, в котором движущиеся частицы теряют свою поперечную энергию и захватываются в каналирование.

Сравнение расчетных и экспериментальных величин среднего угла отражения для кристаллов кремния приведены на рисунке 2.3. Расчетные кривые получены по соотношениям [26] и программы для вычисления объемного отражения в изогнутых кристаллах [72]. Результаты этих измерений представлены в универсальных переменных  $R/R_0$  по оси абсцисс и  $\langle \alpha \rangle / \theta_c$  по оси ординат, где  $R_0 = \beta^2 E_0 d / U_0$  (см. [70]).

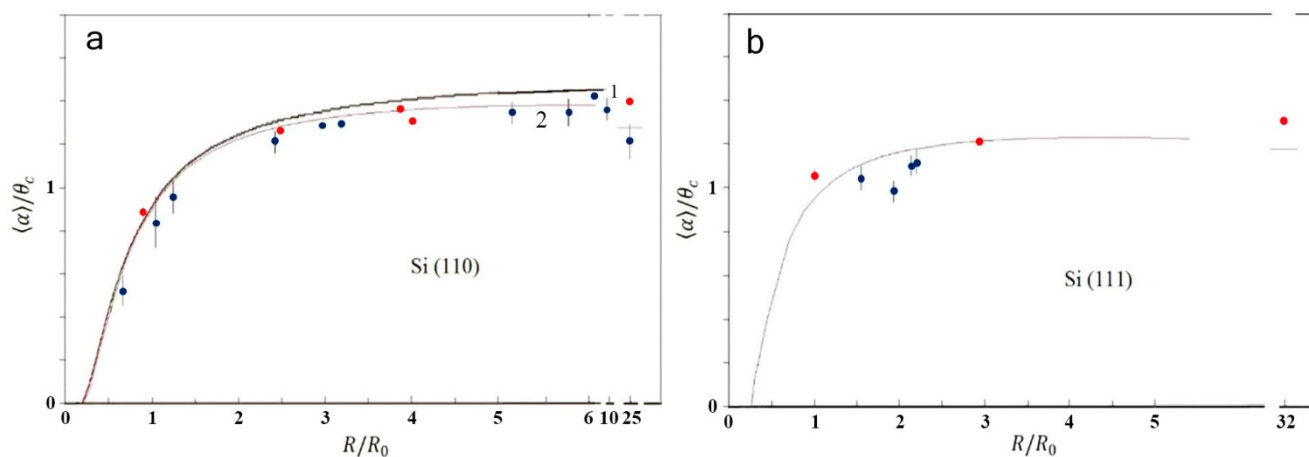


Рисунок 2.3 - Сравнение расчетных и экспериментальных величин среднего угла отражения для кристаллов. Для кристаллов кремния (110) (а), кривая 1 – расчет для длинного кристалла, кривая 2 – расчет для кристалла 2 мм, использованного в измерениях; синие точки – результаты измерений (см. [72-76]), красные точки – результаты измерений (см. [71]). Для кристаллов кремния (111) (б), расчет только для кристалла 2 мм, как в измерениях

Экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетами. Расхождение составляет менее 5%.

## 2.2 Эксперименты по отклонению протонов и отрицательных пионов с помощью отражения

Эксперименты по отклонению протонного пучка с импульсом 400 ГэВ/с и пучка отрицательных пионов с импульсом 150 ГэВ/с были проведены в CERN на ускорителе SPS с использованием многополосного кремниевого дефлектора в режиме отражения.

На рисунке 2.4 показаны теоретические распределения углов отклонения за счет объемного отражения в 2 мм кристалле кремния изогнутым вдоль плоскостей (111) с радиусом изгиба  $R \sim 7$  м.

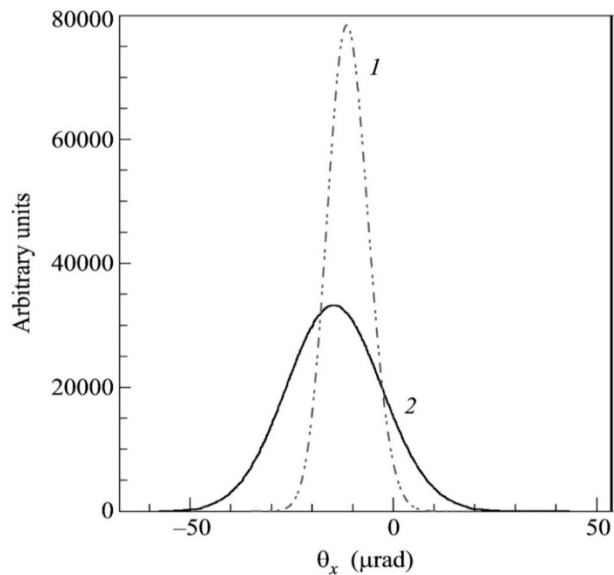


Рисунок 2.4 - Теоретические распределения отклонения углов за счет объемного отражения в 2 мм кристалле кремния изогнутым вдоль плоскостей (111) с радиусом изгиба  $R \sim 7$  м. 1 – для протонов 400 ГэВ/с, 2 – для отрицательных пионов 150 ГэВ/с

Расчетные значения среднего угла отражения  $\langle \alpha_{vr} \rangle$  и среднеквадратичного отклонения  $\sigma_{vr}$  для этого кристалла составили:

- для протонов 400 ГэВ/с  $\langle \alpha_{vr} \rangle = 11,2$  мкрад,  $\sigma_{vr} = 5$  мкрад
- для отрицательных пионов 150 ГэВ/с  $\langle \alpha_{vr} \rangle = 14,3$  мкрад,  $\sigma_{vr} = 11,7$  мкрад.

Для практического применения объемного отражения при выводе и коллимации пучков необходимо увеличить угол отклонения частиц пучка в несколько раз. Этого можно добиться, если использовать последовательность взаимно-ориентированных кристаллов. В зависимости от энергии частиц в ускорителе необходимо обеспечить разный угол изгиба кристаллов. Объемное отражение в многополосном кристалле будет происходить, если для угла изгиба выполняется условие:

$$\alpha = \frac{L}{R} \quad (2.13),$$

$$\alpha > \theta_{vr}n + \psi \quad (2.14),$$

где  $L$  – длина кристалла по пучку,  $R$  – радиус изгиба кристалла,  $\theta_{vr}$  – максимальный угол отражения частиц,  $n$  – число полосок,  $\psi$  – расходимость пучка.

Конструкция восьмиполосного кристаллического устройства, применяемая в данных экспериментах, приведена на рисунке 2.5.

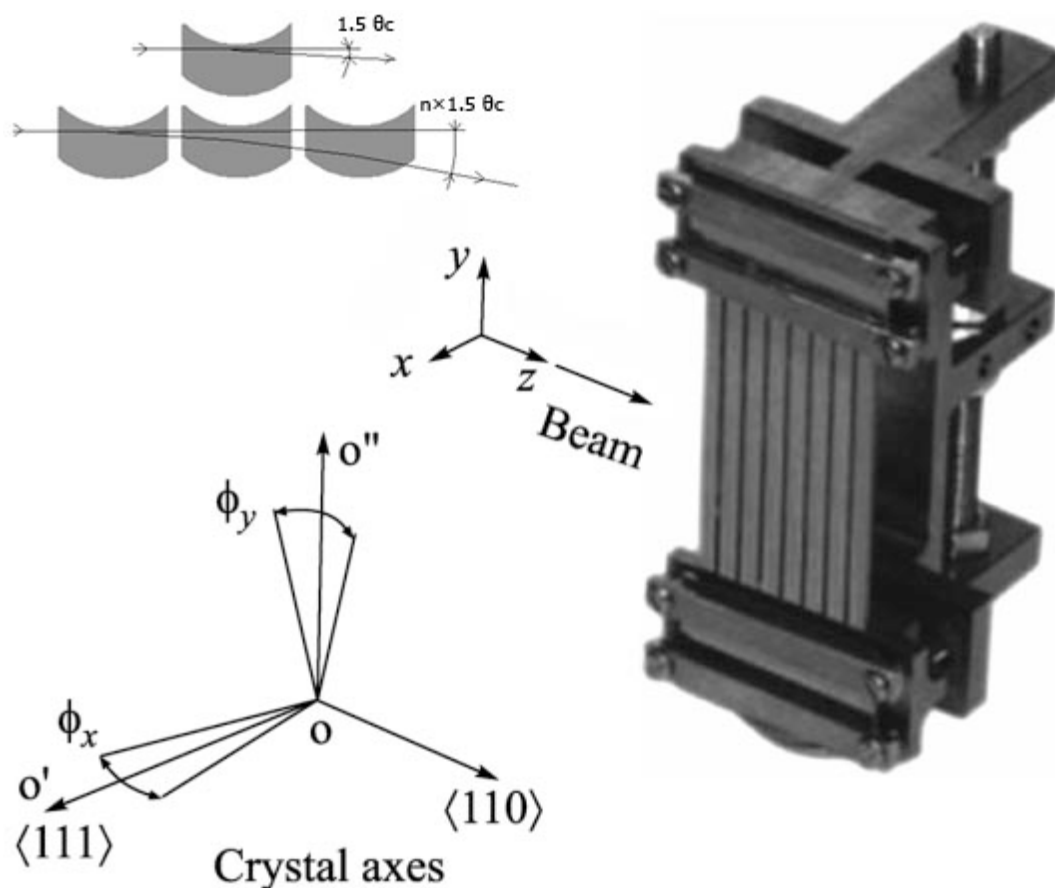


Рисунок 2.5 - Изображение многополосного кристаллического устройства и схема его установки в гониометр. В левом верхнем углу показан эффект усиления угла отражения положительных частиц на последовательности взаимно-ориентированных кристаллов

Каждая кристаллическая полоска изгибалась металлическим держателем в продольном направлении, учитывая анизотропные свойства кристаллических решеток. Согласно теории упругости изгиб кристаллической пластины в продольном направлении приводит к деформациям в поперечном направлении, которые приобретают седловидную форму для кристалла кремния с ориентацией  $(111)$  [77]. Поперечный изгиб для нашего кристаллического устройства составил

0.28 мрад. Все полоски изготавливались из одной кремневой кристаллической пластинки. Поэтому обеспечивалось хорошее взаимное выравнивание полос, как в горизонтальной, так и вертикальной плоскостях. Основные грани кристаллической пластины (111) параллельны кристаллическим плоскостям, а входная грань перпендикулярна к кристаллографической оси  $\langle 110 \rangle$ . Отдельные кристаллические полоски имеют ширину 2 мм вдоль пучка, 40 мм в длину и 0,9 мм в толщину поперек пучка.

Экспериментальная установка была такая же, как описана в главе 1.1 (см. рисунок 1.8). Для измерения траекторий частиц с угловым разрешением 3 мкрад, ограниченным многократным рассеянием частиц в детекторах и воздухе, использовались четыре пары микростриповых кремниевых детекторов, расположенных две пары до кристалла и две пары за кристаллом по пучку. Угловая расходимость в горизонтальной и вертикальной плоскостях падающего пучка составила около 10 мкрад. Между второй и третьей парами микростриповых детекторов был установлен высокоточный гониометр, который ориентировал кристаллическое устройство в горизонтальной и в вертикальной плоскости с точностью до 2 мкрад [52].

На первом этапе исследования проводилось сканирование горизонтальных углов ориентации кристаллического дефлектора  $\varphi_x$  (см. рисунок 2.5). Двухмерная цветная гистограмма на рисунке 2.6а показывает распределение интенсивности 400 ГэВ/с пучка протонов, прошедшего через кристалл в зависимости от углов отклонения протонов  $\theta_x$  и углового положения гониометра  $\varphi_x$ . На рисунке 2.6б для данного кристаллического дефлектора представлен расчет методом Монте-Карло для 400 ГэВ/с протонов программой СКРЕПЕР [78].

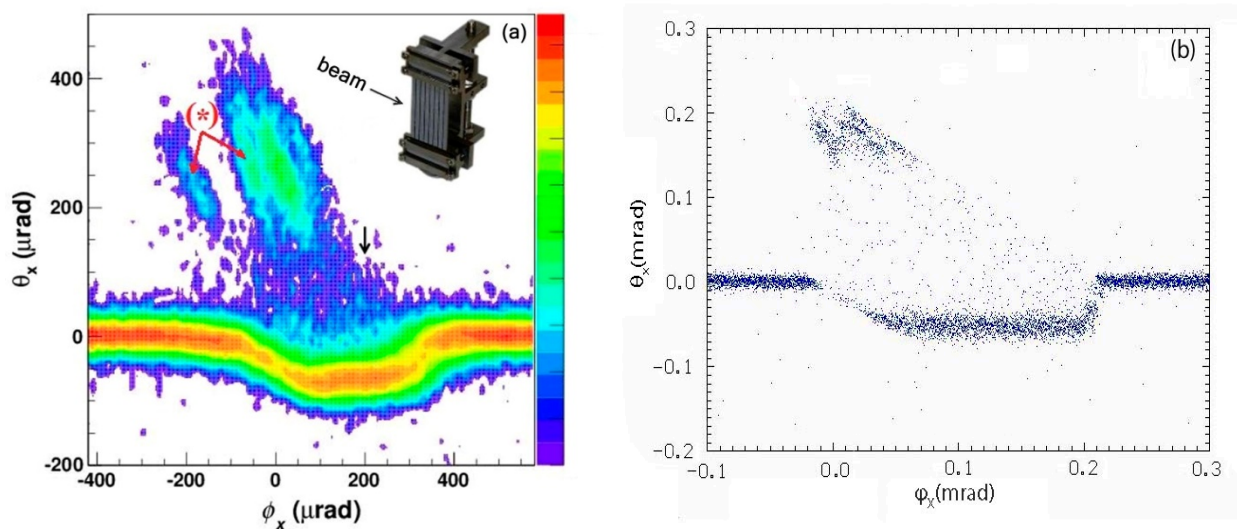


Рисунок 2.6 - Отклонения 400 ГэВ/с пучка протонов кристаллическим дефлектором. Здесь  $\varphi_x$  – угол вращения кристалла относительно направления пучка,  $\theta_x$  – угол отклонения налетающих частиц; (а) – экспериментальное распределение интенсивности протонного пучка, прошедшего через кристаллическое устройство из восьми изогнутых полосок, кристаллическое устройство показано в правом верхнем углу; (b) – расчет методом Монте-Карло с учетом разориентации отдельных полосок на величину 50 мкрад, соответствующий реальному устройству. Точками обозначена плотность частиц

На рисунке 2.7 показано распределение интенсивности 150 ГэВ/с пучка отрицательных пионов, прошедших через восьмиполосное кристаллическое устройство в зависимости от углов отклонения пионов  $\theta_x$  и углового положения гониометра  $\varphi_x$ .

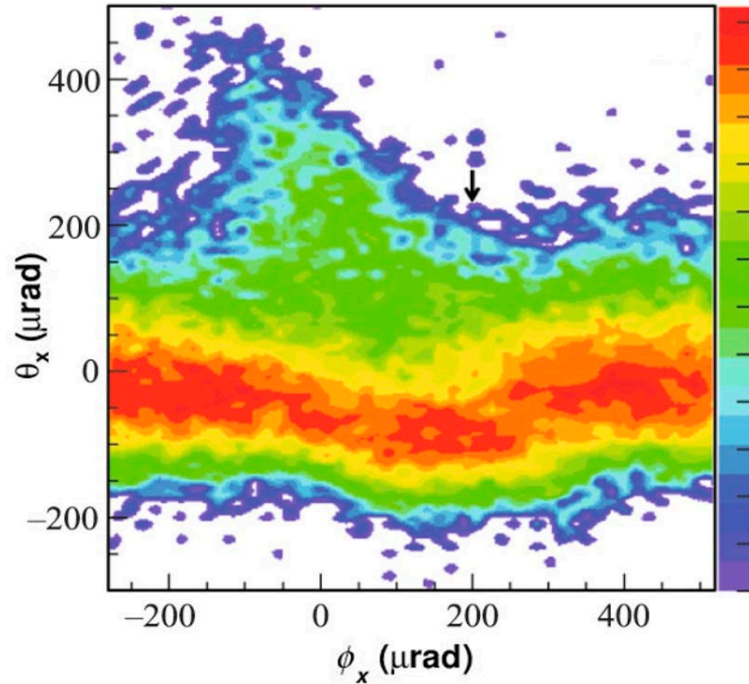


Рисунок 2.7 - Отклонение 150 ГэВ/с пучка отрицательных пионов восьмиполосным кристаллическим устройством в зависимости от углов отклонения пионов  $\theta_x$  и углового положения в гониометре

Средний угол отклонения равен нулю в начале (слева) и в конце (вправо) сканирования из-за рассеяния частиц в кристаллическом дефлекторе, как в аморфной ориентации (см. рисунки 2.6, 2.7). Максимальные отклонения частиц, видимые при  $\theta_x > 0$  вблизи центральной области сканирования, происходят из-за каналирования. Два отдельных максимума интенсивности пучка, отмеченные символом (\*), объясняются несоосностью кристаллов в последовательности. В угловой области  $\theta_x < 0$ , отклонения происходят из-за многократного объемного отражения частиц, пересекающих полную последовательность полосок.

Поскольку отклонение частиц каждым кристаллом в последовательности приводит к увеличению области углов захвата пропорционально числу кристаллов то, средний угол отражения многополосного кристаллического устройства можно представить как  $\langle \theta_{vr} \rangle = \langle \alpha_{vr} \rangle * n$ , где  $\langle \alpha_{vr} \rangle$  – средний угол отражения для одного кристалла,  $n$  – число кристаллов в кристаллическом устройстве и  $n \leq 10$ . Дальнейшее увеличение количества кристаллов приводит к



потере эффективности процесса из-за возрастания количества ядерных взаимодействий.

На рисунках 2.8a и 2.8b приведены распределения протонов и отрицательных пионов в горизонтальных углах отклонения  $\theta_x$  для фиксированного положения гониометра ( $\varphi_x \sim 200$  мкрад). В этой области углов, обозначенных на рисунках 2.6a и 2.7 вертикальными стрелками, происходит многократное объемное отражение (MVR) частиц. Эффективность одностороннего отклонения ( $\theta_x < 0$ ) составила около 94% для положительных частиц и около 71% для отрицательных частиц. Эффективность отклонения, обусловленная MVR ( $\theta_x < \theta_b$ ) для положительных частиц составила 92% (см. заштрихованную область рисунка 2.8a).

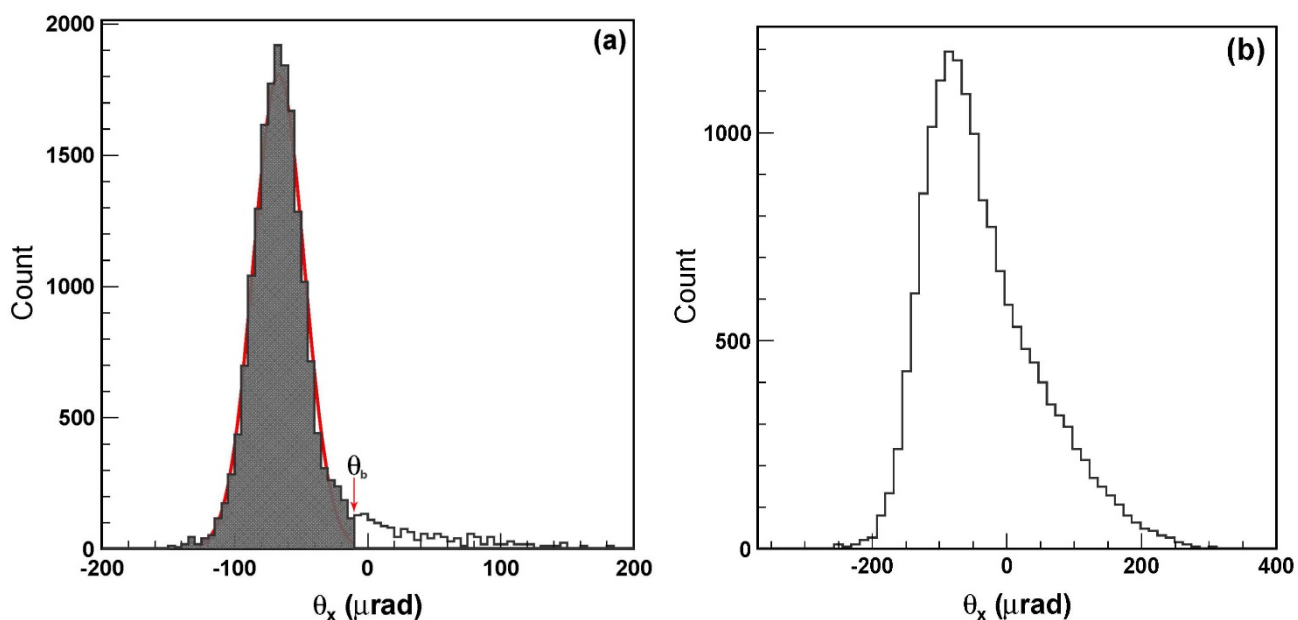


Рисунок 2.8 - Распределение горизонтального отклонения углов в условиях последовательных объемных отражений в восьмиполосном кристаллическом устройстве, отмеченных стрелками на рисунках 2.6a и 2.7 для протонов и отрицательных пионов соответственно. Значение угла  $\theta_b = \langle \theta_{vr} \rangle + 3\sigma_{vr}$  определяет границу между объемно отраженной и неотраженной частью пучка

Значения среднего угла отражения  $\langle \theta_{vr} \rangle$  и среднеквадратичного отклонения (RMS) для восьмиполосного кристаллического устройства составили:

- расчет для протонов 400 ГэВ/с –  $\langle \theta_{vr} \rangle = 11,2 * 8 = 90$  мкрад,  $RMS = 14,2$  мкрад;
- эксперимент для протонов 400 ГэВ/с –  $\langle \theta_{vr} \rangle = 68$  мкрад,  $RMS = 16,5$  мкрад;
- расчет для отрицательных пионов 150 ГэВ/с –  $\langle \theta_{vr} \rangle = 14,3 * 8 = 114$  мкрад,  $RMS = 33$  мкрад;
- эксперимент для отрицательных пионов 150 ГэВ/с –  $\langle \theta_{vr} \rangle = 78$  мкрад,  $RMS = 38,4$  мкрад.

Измеренные средние углы отражения составляют около 80% от расчетных значений. Это можно объяснить тем, что в эксперименте две полоски из восьми были разориентированы для рассматриваемой ориентации кристаллического устройства (см. рисунок 2.6а). В расчете методом Монте-Карло с учетом разориентации отдельных полосок на величину 50 мкрад, средний угол отражения для данного типа кристаллического устройства составил 60 мкрад (см. рисунок 2.6b).

На втором этапе исследования использовался метод увеличения угла отражения за счет осевых эффектов в кристаллах. В работе [79] В.В. Тихомировым теоретически было объяснено, что многократные объемные отражения частиц в одном изогнутом кристалле (MVR OC) могут быть реализованы за счет вклада косых кристаллических плоскостей при ориентации кристалла вблизи кристаллографической оси. Если в вертикальном направлении эти отражения компенсируют друг друга, то в горизонтальном они будут накапливаться. На рисунке 2.9 показано увеличение угла отклонения частицы при отражении в кристалле (MVR OC), ориентированного вблизи кристаллографической оси. Накопительный эффект отражения от нескольких косых плоскостей может увеличить отклонение траектории частицы в  $A_F \sim 3 - 5$  раза, где  $A_F$  – аксиальный фактор.

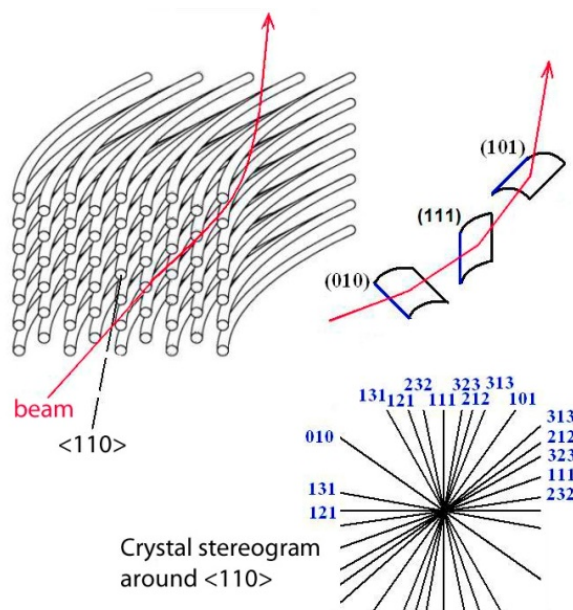


Рисунок 2.9. Схема отклонение частиц в кристалле (MVR OC) вблизи кристаллографической оси  $\langle 110 \rangle$ . К эффекту основной изогнутой плоскости (111) добавляются отражения от косых плоскостей (010) и (101) и других менее сильных

В ранее выполненных работах способ увеличения угла отражения за счет осевых эффектов в кристаллах был подтвержден экспериментально для положительных и отрицательных частиц в выведенном пучке на ускорителе SPS в CERN [20, 74, 80] и проверен в циркулирующем пучке в синхротроне У-70 [21].

После нахождения плоскостного отражения для нашего кристаллического устройства  $\varphi_x \sim 200$  мкрад (см. вертикальные стрелки на рисунках 2.6а и 2.7), горизонтальный угол  $\varphi_x$  гониометра был зафиксирован, и начался процесс сканирования относительно вертикального угла  $\varphi_y$  (см. рисунок 2.5) в области, близкой к кристаллографической оси. Результаты сканирования относительно вертикального угла  $\varphi_y$  для 400 ГэВ/с пучка протонов, а также расчет методом Монте-Карло программой СКРЕПЕР для данного кристаллического устройства представлены на рисунке 2.10.

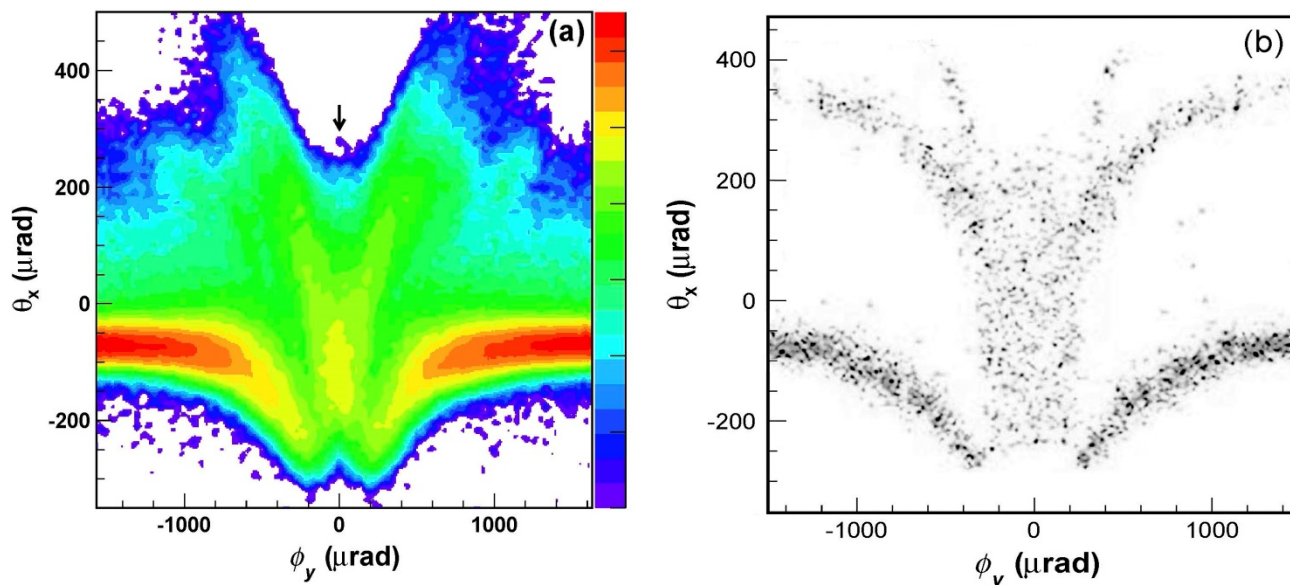


Рисунок 2.10. Распределение интенсивности 400 ГэВ/с пучка протонов, прошедшего через восьмиполосное кристаллическое устройство в зависимости от углов отклонения частиц  $\theta_x$  для разных положений гониометра  $\phi_y$ . Эксперимент (a) и расчет методом Монте-Карло (b)

На рисунке 2.11 приведены результаты сканирования относительно вертикального угла  $\phi_y$  для 150 ГэВ/с пучка отрицательных пионов.

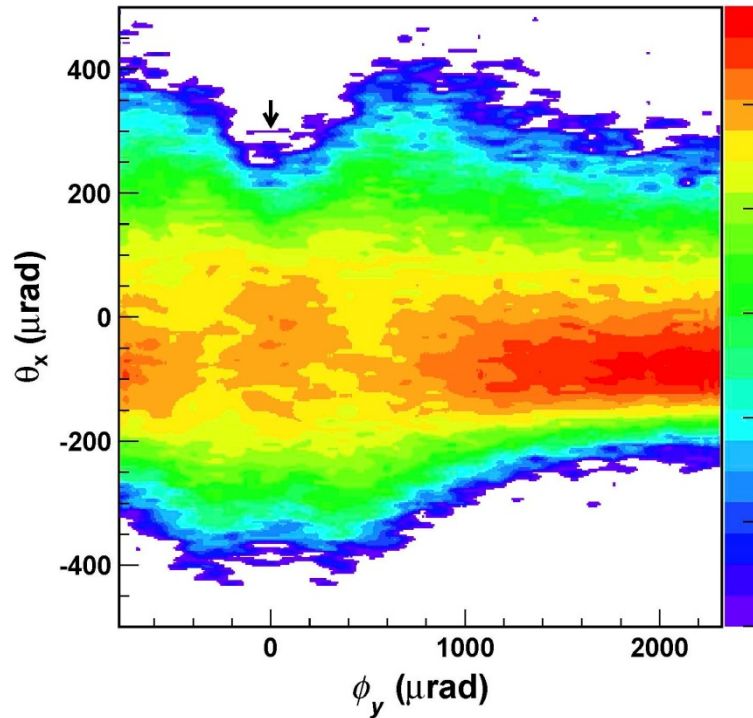


Рисунок 2.11. Распределение интенсивности 150 ГэВ/с пучка отрицательных пионов, прошедшего через восьмиполосное кристаллическое устройство в зависимости от углов отклонения частиц  $\theta_x$  для разных положений гониометра  $\phi_y$

На рисунках 2.12a и 2.12b показаны распределения протонов и отрицательных пионов в горизонтальных углах отклонения  $\theta_x$  для случая, когда ориентация многополосного кристаллического устройства соответствует  $\phi_y = 0$ . В этом случае ось пучка и кристаллографическая ось  $\langle 110 \rangle$  находятся в одной плоскости (осевая ориентация).

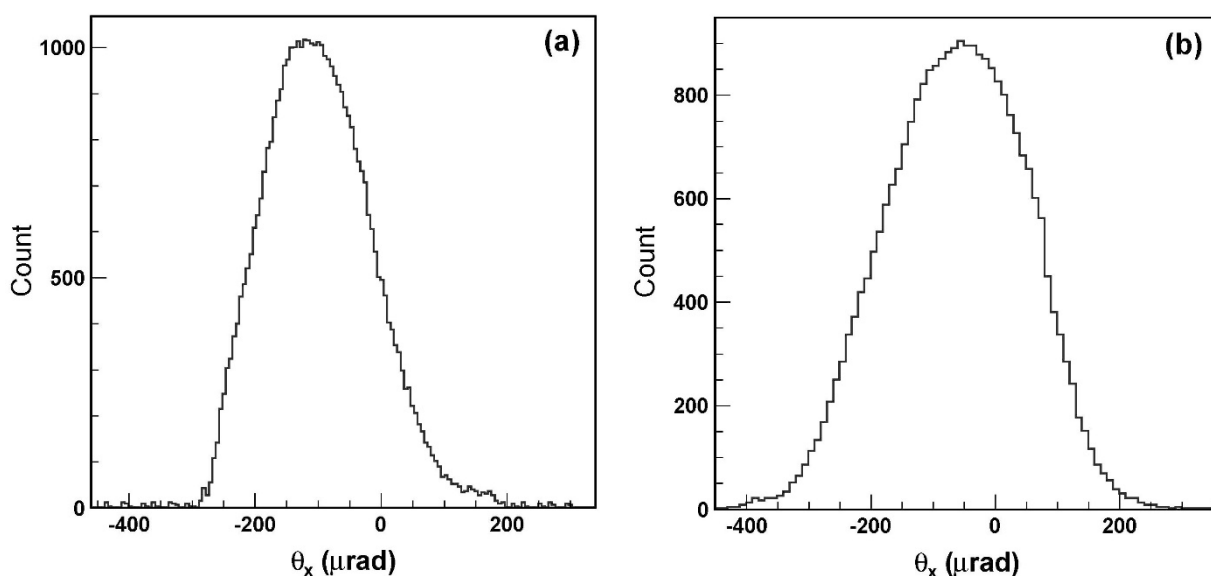


Рисунок 2.12. Распределения частиц в горизонтальных углах отклонения  $\theta_x$  для случая, когда ориентация восьмиполосного кристаллического устройства соответствует  $\varphi_y = 0$  (показано стрелками на рисунках 2.10а и 2.11) для протонов (а) и отрицательных пионов (б)

Полученные значения среднего угла отражения  $\langle \theta_{vr} \rangle$  и среднеквадратичного отклонения (RMS) для восьмиполосного кристаллического устройства с ориентацией вблизи кристаллографической оси ( $\varphi_y = 0$ ) равны:

- для протонов 400 ГэВ/с  $\langle \theta_{vr} \rangle = 102$  мкрад,  $RMS = 79$  мкрад;
- для отрицательных пионов 150 ГэВ/с  $\langle \theta_{vr} \rangle = 64$  мкрад,  $RMS = 106$  мкрад.

Таким образом, восьмиполосный дефлектор с ориентацией вблизи кристаллографической оси позволил значительно увеличить угловую ширину пучка по сравнению с рассеянием в аморфном положении, что очень важно для коллимации пучка в ускорителях. Эффективность одностороннего отклонения ( $\theta_x < 0$ ) составила около 88% для протонов и около 70% для отрицательных пионов.

Полученные экспериментальные результаты показывают возможность применения кратного объемного отражения частиц в многополосных кристаллах для коллимации пучка в ускорителях высоких энергий. Эта возможность

особенно важна для пучков отрицательно заряженных частиц из-за их низкой эффективности каналирования.

### **2.3 Испытания устройств – отражателей для сверхвысоких энергий**

Многополосное кристаллическое устройство, изогнутое механическим держателем (см. рисунок 2.5) для пучков частиц ТэВ-ных энергий, например, на ЛНС, выходит за рамки требований к системе локализации ЛНС. Недостатком такой конструкции кристаллического устройства является разориентация отдельных полосок на величину около 50 мкрад (см. рисунок 2.6а). Как правило, из-за механического держателя краевые полоски недостаточно хорошо выровнены. Для ЛНС необходимы кристаллы, разориентированные не более чем на 2-3 микрорадиана друг от друга, изогнутые на несколько десятков микрорадиан с радиусом изгиба около 100 метров. Иными словами, для пучков ТэВ-ных энергий нужна цепочка последовательно расположенных кристаллов с очень близкими параметрами изгиба каждой из них. Для решения этой задачи была предложена новая схема изгиба, не прибегая к внешнему изгибающему устройству. На монолитную плоскую пластину кремния с помощью фрезы треугольного профиля наносились механические канавки с равномерным шагом и одинаковой глубиной. Изгиб полосок происходит за счет внутренних механических напряжений, вызванных этими канавками (эффект Тваймана [81]), а толстая плоская подложка обеспечивает высокую точность взаимной ориентации изогнутых полосок. Глубина треугольных канавок и расстояние между канавками определяют радиус изгиба кристалла и выбираются исходя из энергии протонного пучка.

Для проведения исследования были созданы несколько образцов многополосного кристаллического устройства с различной глубиной канавок и размером кристаллической пластинки. Первоначальный отбор образцов проведен с помощью лазерного прибора по методу (см. [57], стр.85).

Один из оптимальных вариантов нового кристаллического устройства для ТэВ-ных энергий протестирован на пучке 400 ГэВ/с протонов на внешней линии пучка Н8 CERN SPS. Компоновка экспериментальной установки аналогична, как описано ранее в главе 1.1 (см. рисунок 1.8).

Принципиальная схема многополосного кристаллического устройства представлена на рисунке 2.13. Многополосное кристаллическое устройство было изготовлено из кремниевой пластины размерами 70x15x5 мм<sup>3</sup>. Расстояние между канавками 2 мм, глубина треугольных канавок около 1,1 мм. Большие грани кристаллической пластины параллельны плоскостям кристаллов (111), а входная поверхность была перпендикулярна к оси <110>.

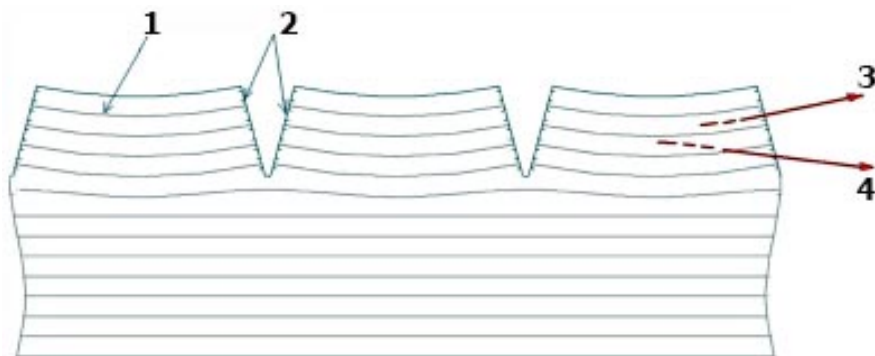


Рисунок 2.13. Принципиальная схема многополосного кристаллического устройства, образованного периодическими канавками на поверхности толстой кристаллической пластинки. 1 – изогнутые кристаллографические плоскости, 2 – шероховатые поверхности канавок, 3 – частица, отклоненная из-за каналирования, и 4 – частица, кратно отраженная изогнутыми плоскостями

Для измерения входящих и исходящих углов частиц с угловым разрешением около 3 мкрад использовались пять пар кремниевых микроstriповых детекторов, две пары до и три за кристаллом. Угловая расходимость падающего пучка в горизонтальной и вертикальной плоскостях составляла около 10 мкрад. Гониометр высокой точности позволял ориентировать многополосное кристаллическое устройство в обеих ортогональных плоскостях с точностью до 2 мкрад. Схема выравнивания многополосного кристалла гониометром показана на рисунке 2.14.



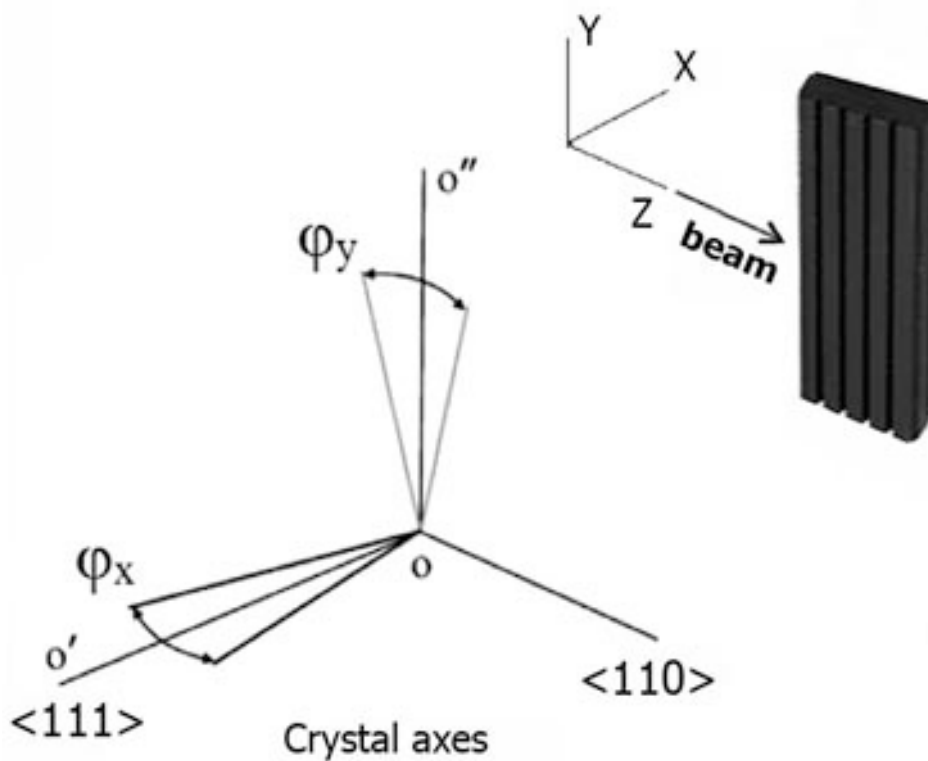


Рисунок 2.14. Изображение пятиполосного кристаллического устройства и схема его установки относительно пучка. Входная поверхность кристалла перпендикулярна к оси  $\langle 110 \rangle$ , направление которой близко к направлению пучка. Плоскости (111) параллельны поверхности изогнутых из-за канавок полос кристаллического устройства.  $\varphi_x$  и  $\varphi_y$  – горизонтальный и вертикальный углы ориентации кристалла для выравнивания плоскостей (111) и оси  $\langle 110 \rangle$  с направлением пучка

В начале исследования проводилось сканирование горизонтальных углов ориентации  $\varphi_x$  многополосного кристаллического устройства (см. рисунок 2.14). На рисунке 2.15а показано распределение интенсивности 400 ГэВ/с пучка протонов за кристаллом в зависимости от углов отклонения частиц  $\theta_x$  при разных горизонтальных углах  $\varphi_x$  гониометра. Выбраны были только те частицы, что попадают на кристаллическое устройство вблизи его поверхности в диапазоне  $0 < x < 200$  мкм, так как изгиб полосковых слоев быстро уменьшается с увеличением расстояния от поверхности [20]. На рисунке 2.15b для данного

кристаллического устройства представлен расчет методом Монте-Карло программой СКРЕПЕР [78].

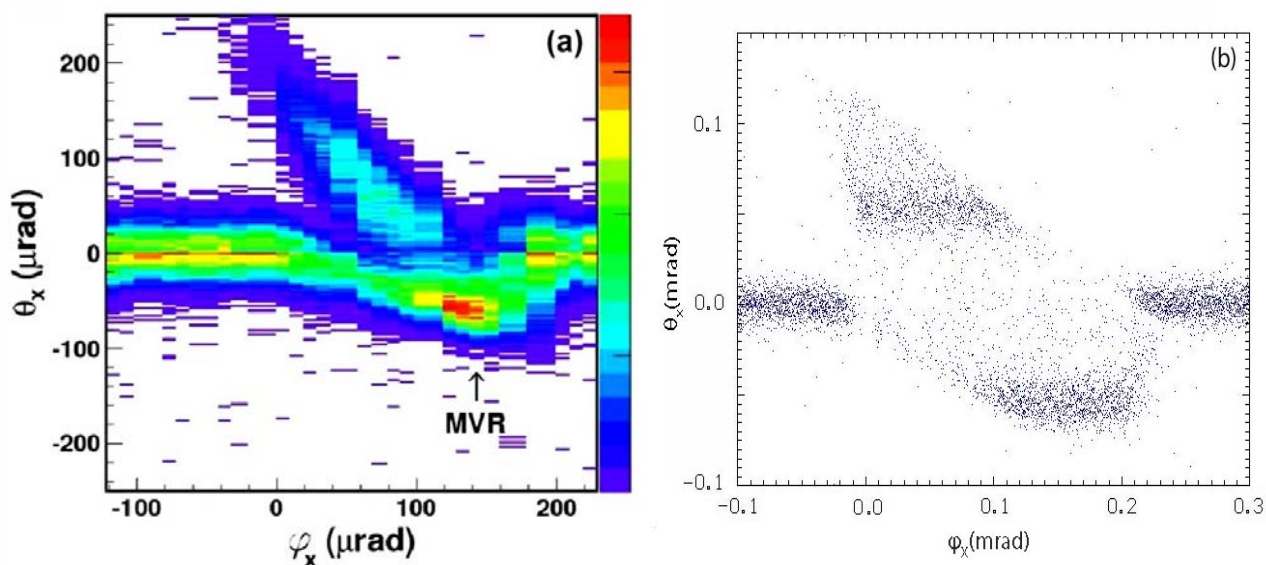


Рисунок 2.15. Отклонения 400 ГэВ/с пучка протонов кристаллическим дефлектором. Здесь  $\varphi_x$  – угол вращения кристалла относительно направления пучка,  $\theta_x$  – угол отклонения налетающих частиц. Экспериментальное распределение интенсивности протонного пучка, прошедшего через пятиполосное кристаллическое устройство (а). Стрелка показывает положение угла  $\varphi_x$  гониометра, для которого объемное отражение протонов реализуется во всех полосах (кратное отражение). Расчет методом Монте-Карло (б)

Средний угол отклонения равен нулю в начале (слева), а также в конце углового сканирования из-за рассеяния частиц в кристаллическом дефлекторе, как в аморфной ориентации. При ориентации кристаллического дефлектора вблизи  $\varphi_x = 0$  падающие частицы отклоняются на углы около 200 мкрад за счет каналирования. Этот угол отклонения дает нам угол изгиба полосы  $\alpha = 200 \pm 10$  мкрад и соответствующий радиус изгиба  $R = 10$  м [см. (2.13)]. Других максимумов с тем же самым отклонением нет, следовательно, все полосы имеют примерно одинаковую ориентацию. С увеличением  $\varphi_x$  условие для объемного отражения первоначально появляется в первой полосе, а затем в последующих полосах. Угол отклонения из-за объемного отражения увеличивается и достигает максимального значения  $5\theta_{vr}$ , когда объемное отражение происходит последовательно во всех

пяти полосах. В этой ориентации кристаллического дефлектора присутствует некоторая доля пучка, отклоненного в сторону изгиба из-за каналирования, так как частицы могут войти в каналируемую область после объемных отражений в предыдущих полосах.

На рисунке 2.16 показано распределение углов отклонения протонов для фиксированного положения гониометра, обозначенного стрелкой на рисунке 2.15а, где происходит многократное объемное отражение во всех пяти полосах (гистограмма 1). Эффективность одностороннего отклонения ( $\theta_x < 0$ ) составила 90%. Эффективность отклонения, обусловленная MVR ( $\theta_x < \theta_b$ ) составила 88% (см. заштрихованную область гистограммы 1). Максимальное положение MVR около 60 мкрад, что находится в соответствии с теоретическим предсказанием для этого пяти полосного дефлектора  $\theta_{mvr} = 5\theta_{vr} = 5 \times 13 = 65$  мкрад [26].

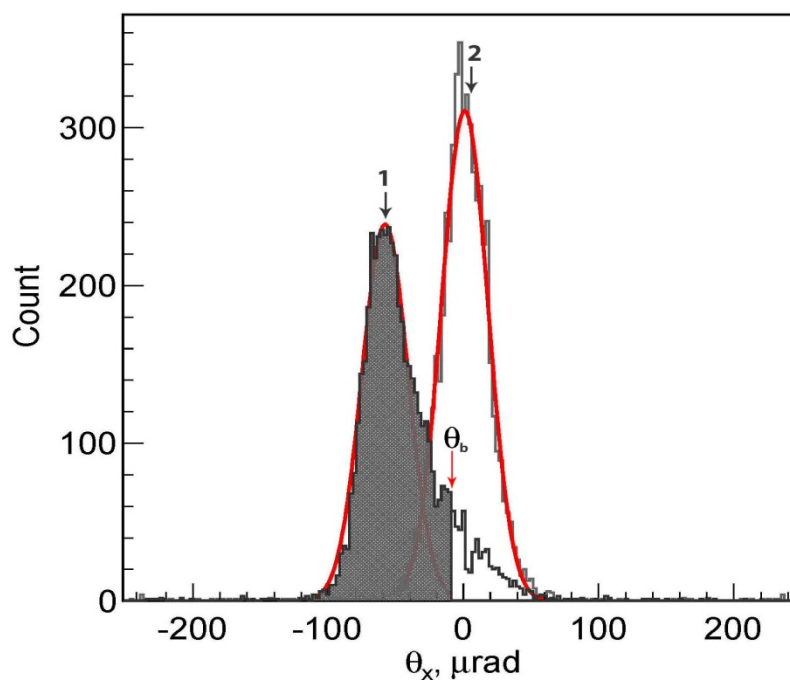


Рисунок 2.16. Распределение частиц в горизонтальных углах отклонения  $\theta_x$  в пятиполосном кристаллическом устройстве. Гистограмма 1 для случая, показанного стрелкой на рисунке 2.15а, когда объемное отражение частиц реализуется во всех пяти полосах кристаллического дефлектора. Значение угла  $\theta_b = \langle \theta_{vr} \rangle + 3\sigma_{vr} = -7$  мкрад. Гистограмма 2 в случае многократного рассеяния частиц в кристаллическом дефлекторе, как в аморфной ориентации

На следующем этапе исследования использовался метод увеличения угла отклонения частиц за счет вклада косых кристаллических плоскостей при ориентации кристалла вблизи кристаллографической оси. Найденный ранее горизонтальный угол  $\varphi_x \sim 140$  мкрад плоскостного отражения для нашего кристаллического устройства был зафиксирован в гониометре, и начался процесс сканирования относительно вертикального угла  $\varphi_y$  (см. рисунок 2.14) в области, близкой к кристаллографической оси. Результаты сканирования относительно вертикального угла  $\varphi_y$  для 400 ГэВ/с пучка протонов, а также расчет методом Монте-Карло программой СКРЕПЕР для данного кристаллического устройства представлены на рисунке 2.17.

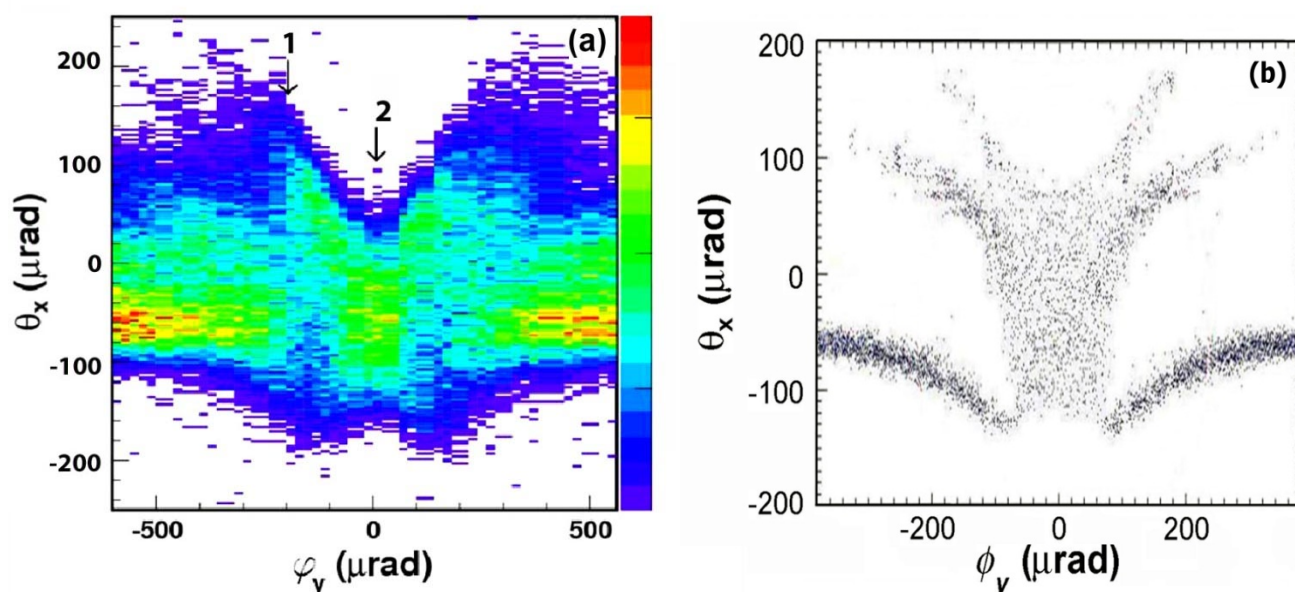


Рисунок 2.17. Распределение интенсивности 400 ГэВ/с пучка протонов, прошедшего через пятиполосное кристаллическое устройство в зависимости от углов отклонения частиц  $\theta_x$  для разных положений гониометра  $\varphi_y$ . Эксперимент (a), стрелки 1 и 2 находятся в положениях гониометра, для которых происходят различные механизмы отклонения частиц и расчет методом Монте-Карло (b)

Моделирование, выполненное с использованием компьютерного кода SCRAPER [78] для данного типа кристаллического дефлектора, дает хорошее качественное согласие с экспериментальными данными для сканирований горизонтальных углов  $\varphi_x$  и вертикальных углов  $\varphi_y$  (см. рисунки 2.15 и 2.17).

На рисунке 2.18 показано распределение углов отклонения 400 ГэВ/с протонов для разных положений гониометра, указанных стрелками 1 и 2 на рисунке 2.18а.

Для ориентации кристаллического дефлектора обозначенного стрелкой 1 уширение пучка является максимальной (см. рисунок 2.18а). Среднеквадратичное значение (RMS) отклонения частиц составило 76 мкрад, что более чем в 4 раза больше, чем для аморфной ориентации. Отклонения в направлении объемного отражения увеличиваются, потому что реализуется эффект MVR ОС в нескольких полосах, что значительно увеличивает эффективный угол отражения во всех этих полосах. Некоторые частицы входят в зону каналирования и захватываются изогнутыми плоскостными каналами после объемных отражений в предыдущих полосах. Результирующие отклонения этих частиц к стороне изгиба составляют около  $\varphi_x - \alpha$ .

Для ориентации кристалла, показанного стрелкой 2, направление оси  $\langle 110 \rangle$  совпадает с направлением пучка. В этом случае частицы подвергаются многократному потенциальному рассеянию на атомных струнах на оси  $\langle 110 \rangle$  в нескольких первых полосах (тороидальное рассеяние). Это дает частицам некоторый вертикальный импульс, достаточный для того, чтобы испытать влияние как (111) вертикальных, так и косых плоскостей. Только в этом случае может произойти эффект MVR ОС для этих частиц в нескольких последующих полосах. Угловая ширина пучка (RMS отклонения частиц) в осевой ориентации кристаллического дефлектора составило 50 мкрад, что почти в 3 раза больше, чем для случая кратного отражения в плоскостной ориентации, показанной на гистограмме 1 рисунка 2.16.

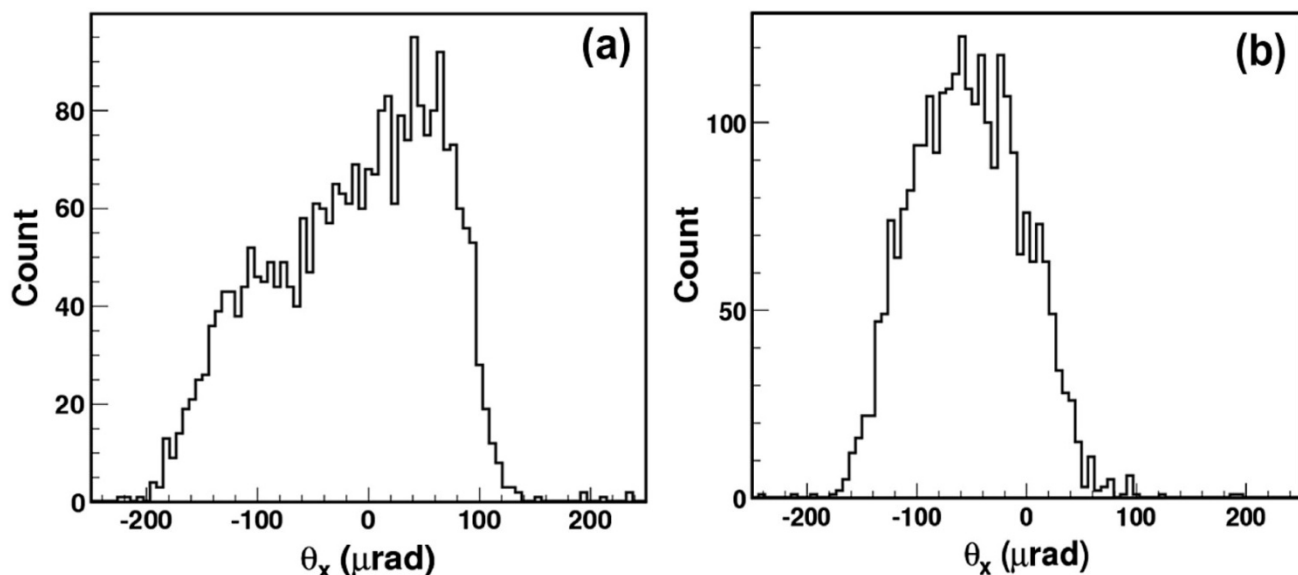


Рисунок 2.18. Распределение частиц в горизонтальных углах отклонения  $\theta_x$  для разных положений гониометра, указанных стрелками на рисунке 2.17а. Стрелка 1, когда кратное объемное отражение в кристаллическом устройстве реализовано в нескольких первых полосах и отклонение из-за каналирования в следующей полосе (а). Стрелка 2, когда кристаллографическая ось  $\langle 110 \rangle$  выровнена с пучком (осевая ориентация) (б)

В эксперименте было показано, что имеется хорошее взаимное выравнивание отдельных изогнутых полос кристалла, что позволяет достичь объемного отражения падающих частиц во всех полосах. Такой тип кристаллического устройства можно эффективно использовать для поворота пучков частиц ТэВ-ных энергий. Поворот может быть проведен за счет кратного объемного отражения частиц, либо захвата в режим каналирования в нескольких полосках. Также было показано, что эффект многократных объемных отражений частиц в одном кристалле (MVR OC) реализуется для ориентации дефлектора, когда направление его основной кристаллографической оси близко к направлению падающего пучка. Этот режим дает возможность использовать многополосный дефлектор в качестве первичного коллиматора, поскольку для гало частиц пучка реализованные отклонения, достаточны для направления их на вторичный поглотитель.

## **2.4 Возможность коллимации пучка в больших адронных коллайдерах с помощью отражений частиц в изогнутых кристаллах**

В LHC используется многоступенчатая система коллиматоров для поглощения растущего гало циркулирующих пучков, которое представляет угрозу для оборудования, в особенности для сверхпроводящих магнитов LHC [82].

Аналогичная система коллиматоров планируется для коллайдера FCC, и он должен после окончания программы заменить действующий LHC [68]. Первичные коллиматоры LHC, изготовленные из композитов на основе углеродного волокна, отклоняют частицы гало в результате кулоновского рассеяния, таким образом, увеличивая их параметры заброса во вторичные коллиматоры. Взаимодействие протонов с материалом коллиматора приводит к образованию дифракционных протонов, которые могут вылетать из стенок коллиматоров и теряться в магнитах, что ограничивает эффективность очистки существующей коллимационной системы. В преддверии работы LHC с большой светимостью проводятся исследования по улучшению системы коллимации пучка. Одним из способов улучшения коллимации пучка является использование для первичного коллиматора короткого изогнутого кристалла в режиме каналирования. Частицы из гало пучка, проходя через кристалл, отклоняются за счет каналирования и забрасываются во вторичный коллиматор. [18]. Схема вывода частиц из гало пучка с помощью короткого изогнутого кристалла изображена на рисунке 2.19.

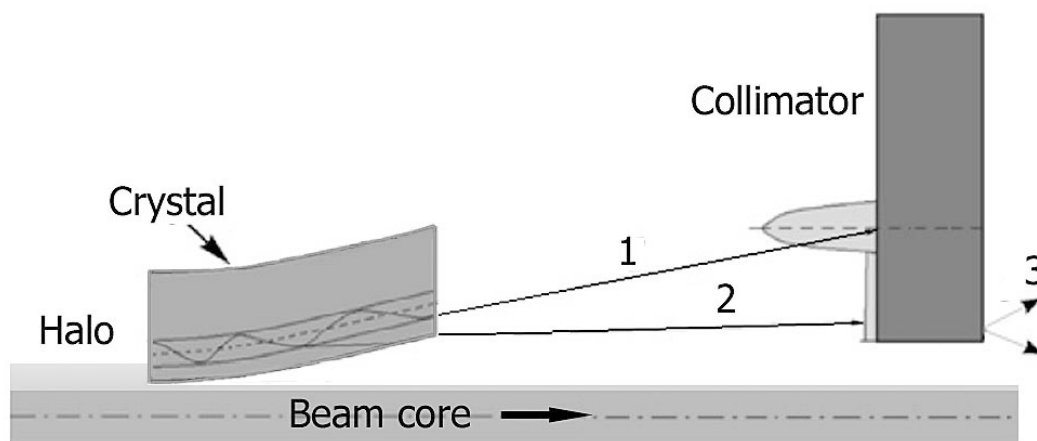


Рисунок 2.19 Схема коллимации пучка с применением короткого изогнутого кристалла, 1 – пик каналированных частиц, которые эффективно отклонились, 2 – фракция деканалированных частиц, 3 – потери на коллиматоре

Для ТэВ-ных энергий критический угол каналирования довольно небольшой. Так для протонов с энергией 6.5 ТэВ в LHC критический угол составляет  $\theta_c = 2.5$  мкрад, а для протонов с энергией 50 ТэВ в FCC -  $\theta_c = 0,92$  мкрад. Такая система коллимации пучка очень чувствительна к угловому положению кристалла, к совершенству его кристаллической структуры и вибрациям разной природы. Одним из типов вибрации может быть эффект, известный с 80-х годов [83], который связан с передачей частицами пучка поперечного импульса кристаллу при их захвате в режиме каналирования. По оценкам [84], даже при интенсивности пучка  $10^6$  частиц в импульсе могут возникать заметные амплитуды колебаний. Учитывая высокую энергию частиц, кристаллу передается ощутимый поперечный импульс, и результирующие амплитудные колебания будут влиять на эффективность кристаллической коллимации.

В связи с вышесказанным может быть реализован другой подход к кристаллической коллимации, основанный на объемном отражении частиц от кристаллографических плоскостей [114]. Одним из таких вариантов в качестве первичного коллиматора для ТэВ-ных энергий может быть многополосное кристаллическое устройство, описанное выше в этой главе (см. рисунок 2.14).



Для данного типа кристаллического устройства на Курчатовском источнике синхротронного излучения (КИСИ) с помощью параллельного рентгеновского пучка были проведены исследования изгиба отдельных полосок и их взаимной ориентации [85]. Глубина канавок и длина кристаллических полосок была оптимизирована для энергий ЛНС. На рисунке 2.20 показан радиус изгиба кремниевой полоски вдоль ее длины. В центре полоски, где происходит отражение, радиус постоянный, около 100 м.

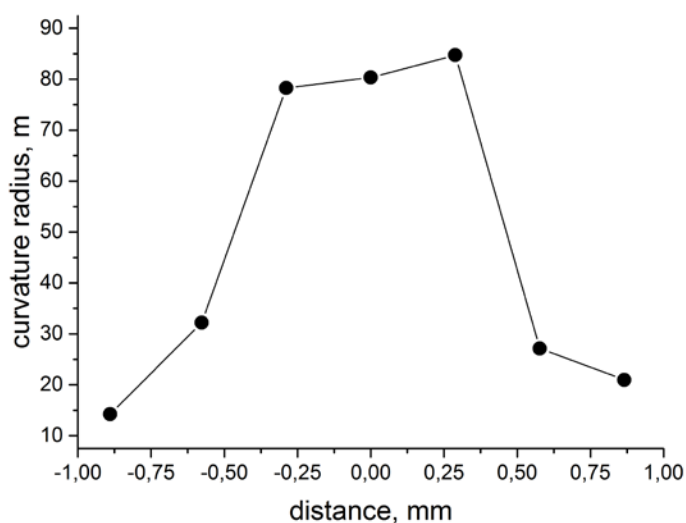


Рисунок 2.20. Радиус изгиба кристаллической полоски вдоль ее длины, согласно [85]

Исследования в КИСИ, а также на пучке 400 ГэВ/с протонов в CERN SPS показали хорошее взаимное выравнивание отдельных изогнутых полос кристалла, что позволяет использовать данный тип кристаллического устройства в режиме кратного отражения частиц для коллимации пучка протонов ЛНС и планируемого коллайдера FCC. Расчетная эффективность кратного отражения на пяти изогнутых полосках составляет около 92% для энергии 6.5 ТэВ в ЛНС и 95 % для энергии 50 ТэВ в FCC, а соответствующий угол отклонения равен 15 мкрад и 5 мкрад [20]. В осевой ориентации кристаллического устройства средний угол рассеяния и угловая ширина пучка увеличиваются в несколько раз, по сравнению с плоскостным случаем. В этом случае улучшается эффективность кристаллической коллимации и уменьшается радиационная нагрузка на стенки

дорогостоящего вторичного коллиматора. На рисунке 2.21 показаны расчетные угловые характеристики частицы в коротком изогнутом кристалле в режиме отражения для энергий протонов 6.5 ТэВ LHC и 50 ТэВ FCC.

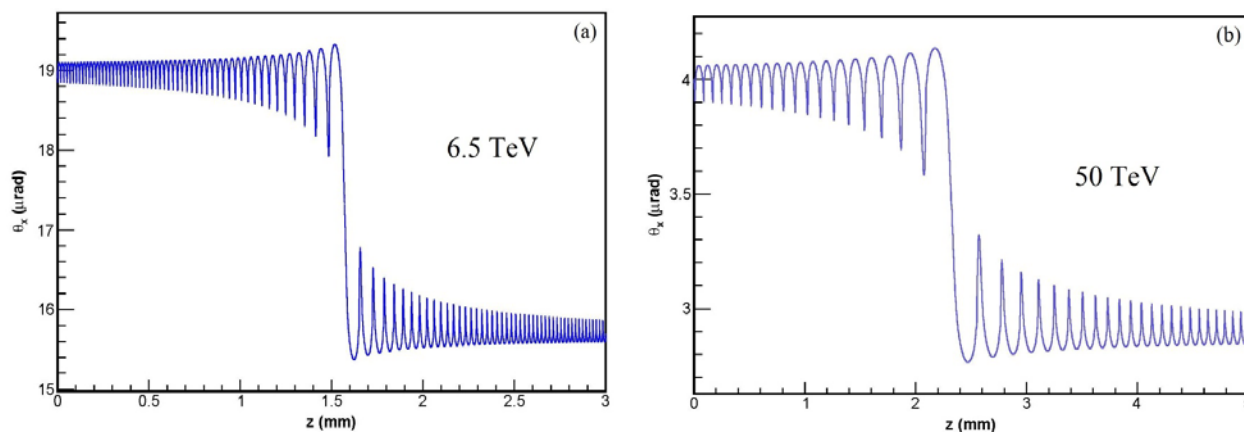


Рисунок 2.21. Зависимость угла  $\theta_x$  частицы от длины пути в коротком изогнутом кристалле при объемном отражении для энергий протонов 6,5 ТэВ (а) и 50 ТэВ (б)

Следует отметить дополнительные положительные качества использования кратного отражения, в сравнении с использованием каналирования:

1. Широкий рабочий диапазон по углам в пределах всего угла изгиба кристалла, около 30 мкрад для LHC и около 6 мкрад для FCC. А это означает, что нет сильной чувствительности к вибрации, как при каналировании и меньше требования к гониометрическому устройству. Нет необходимости подстраивать кристалл по углу для каждого цикла накопления. Достаточно настроить угол один раз и дальше двигать кристалл линейно, как обычные коллиматоры.
2. Меньше требования к совершенству кристалла, так как отражение происходит в центре кристалла на малой длине порядка  $1,2R \times \theta_c$ , доли миллиметра (см. рисунок 2.21) а при каналировании частицы совершают десятки колебаний вдоль всей длины изогнутого кристалла. Поэтому радиационная стойкость будет выше, и, следовательно, выше долговременная стабильность.

Приведенные аргументы подтверждают вывод о перспективности данного метода коллимации пучка при ТэВ-ных энергиях. Необходимо также заметить, что режим отклонения пучка за счет кратного отражения в многополосных кристаллических устройствах использовался для коллимации пучка в ускорителях с меньшей энергией. Исследования на ускорителе У-70 при энергии 70 ГэВ [21] и на ускорителе Тэватрон в Фермилаб при энергии 1 ТэВ [22] показали, что коллимация на отражении происходит не хуже, чем при каналировании в коротких кристаллах. Стоит также отметить, что кристаллы кремния могут длительное время работать с потоками частиц  $\simeq 10^{12} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$  [86]. Радиационная стойкость для кристаллов кремния в режиме каналирования составляет  $10^{20} \text{см}^{-2}$ . Потери частиц на коллиматорах в больших коллайдерах в штатном режиме работы не превышают  $10^8$  частиц в секунду [68, 82]. Тогда из-за малости размеров пучка плотность потока на кромке коллиматора будет  $\simeq 10^{11} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ . Таким образом, при таких радиационных нагрузках кристаллический коллиматор может работать около года в коллайдере, не требуя замены.

### **3 Применения мультикристаллических структур для генерации гамма-излучения и для защиты септум-магнитов**

#### **3.1 Возможность генерации гамма-излучения при взаимодействии пучка электронов высокой энергии с мультикристаллической структурой**

Недавно открытые процессы объемного отражения и многократного объемного отражения заряженных частиц в изогнутых кристаллах сопровождаются специфическим электромагнитным излучением. Механизм этого излучения довольно сложен и его характеристики определяются движением заряженных частиц в электрическом поле кристалла.

##### **3.1.1 Основные особенности излучения релятивистских частиц**

Одним из результатов взаимодействия заряженной частицы с внешним электромагнитным полем является процесс образования фотонов. Во многих случаях решением такой задачи при релятивистском движении частицы будет нахождение вероятности излучить этой частицей фотон с энергией  $\omega$  в единицу телесного угла  $d\Omega$  и в некоторый момент времени. В теории [87, 88] показывается, что угол излучения ультрарелятивистской частицы ( $\gamma \gg 1$ ) относительно направления ее движения по порядку величины лежит в конусе с углом раствора  $\varphi \sim 1/\gamma$ . Так как этот угол мал, то во многих задачах используют вероятность  $p(\omega, t)$  проинтегрированную по углам испускания. Дифференциальная вероятность электрону испустить фотон в диапазоне энергий от  $\omega$  до  $d\omega$  равна

$$\frac{dp}{d\omega} = \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{d\omega},$$

где  $dN_e$  - число электронов испустивших фотон в указанном диапазоне, а  $N_e$  - полное число электронов участвующих в процессе. Тогда дифференциальные

потери энергии электрона будут  $\frac{d\varepsilon}{d\omega} = \frac{\omega}{N_e} \frac{dN_e}{d\omega}$ . Интенсивность излучения - это энергия, излученная в единицу времени, то есть  $\frac{d\varepsilon}{dt}$ .

Следует отметить, что описание с помощью указанных выше вероятностей дает несколько упрощенную картину процесса излучения. Более адекватное рассмотрение состоит в учете поляризационных состояний заряженной частицы и излученного фотона. Однако во многих практических задачах частица является неполяризованной, и поляризация излучения не представляет интереса.

Излучение ультррелятивистской частицы можно описать с помощью квантовой теории. Наиболее популярен квазиклассический операторный метод развитый В.Н. Байером и В.М. Катковым [87]. Согласно авторам метода, квантовый характер проявляется двояким образом: 1) существует координатная неопределенность и 2) присутствует импульс отдачи. Авторы показали, что первый фактор не оказывает существенного влияния во многих практических задачах. Однако этот фактор может влиять, когда внешние электромагнитные поля становятся сравнимыми с  $\varepsilon_c = \frac{m^2 c^3}{e\hbar}$  критическими полями квантовой электродинамики. При излучении в магнитном поле энергия излученного фотона зависит от значения параметра  $\chi = \left(\frac{\hbar\omega_0}{\varepsilon}\right) \gamma^3 (v_t/c)$ , где  $\omega_0$  - ларморова частота,  $v_t$  – компонента скорости, перпендикулярная магнитному полю [87]. Для  $\chi \ll 1$  отдача мала, причем характерные частоты излучения  $\omega \sim \omega_0 \gamma^3$  (как в классической теории). Таким образом, при  $\chi \ll 1$  можно использовать классическую электродинамику.

Как известно электромагнитное поле в материальной среде описывается диэлектрической функцией зависящей от частоты фотона. При движении ультррелятивистской частицы в среде, это влияет только на излучение мягких по энергии фотонов, как правило, фотонов с энергией менее нескольких МэВ. Этот факт важен, поскольку позволяет генерировать мягкое излучение фотонов (типа переходное и дифракционное излучение [90, 91] и т.п.). Однако при генерации более жесткого излучения можно считать диэлектрическую функцию равной 1.

Другое важное понятие – это длина формирования излучения. Наглядно это можно представить следующим образом. Частица, взаимодействующая со средой, виртуально испускает фотон. Поскольку частица и фотон движутся с разными скоростями, то расстояние между ними увеличивается. Длина формирования - это такая длина, когда расстояние становится таким, что вероятность виртуальному фотону стать реальным велика. Для случая, когда диэлектрическая функция равна 1, длину формирования можно представить как [89]

$$l_f(\omega) = \frac{2\varepsilon\varepsilon'}{\omega m^2(1+\gamma^2 v^2)}, \quad (3.1)$$

где  $\varepsilon$  и  $\varepsilon'$  - начальная и конечная энергия электрона,  $\omega$  - энергия фотона,  $v$  – угол вершины. Так как для ультрарелятивистского случая угол  $v \leq 1/\gamma$ , то длину формирования можно оценить как  $l_f \simeq l_{f_0} = \frac{2\varepsilon\varepsilon'}{\omega m^2}$ . (3.2)

Излучение ультрарелятивистских частиц обладает особенностью, которая заключается в том, что при одинаковом порядке величины продольной и поперечной компонент внешней силы излучение, вызванное продольной составляющей пренебрежимо мало ( $\sim 1/\gamma^2$ ) по сравнению с излучением, вызванным поперечной составляющей силы [87]. Поэтому интенсивность излучения в основном определяется только поперечной силой (ускорением).

Из теории [87, 88] следует, что потери энергии на излучение обратно пропорциональны квадрату массы частицы. Поэтому легкие частицы электроны и позитроны излучают большую энергию, чем тяжелые.

Для нахождения спектральных характеристик излучения ультрарелятивистской частицы рассматривается связь между полным углом отклонения частицы во внешнем электромагнитном поле и углом  $1/\gamma$ . Имеется два характерных случая [87, 88]:

1. Полный угол отклонения частицы в поле больше по сравнению с характерного угла излучения  $1/\gamma$ . Тогда в направлении  $n$  частица излучает с небольшого участка траектории, на котором направление скорости частицы меняется на угол  $\sim 1/\gamma$ . Такой участок траектории

называют длиной формирования излучения (длиной когерентности). На длине излучения изменением внешнего поля для частицы можно пренебречь. В таком случае критерий можно представить как  $n/\gamma \ll 1$ . Безразмерная характеристика неоднородности внешнего поля  $n = |\vec{F}'|R/F \sim |\nabla\vec{F}|R/F$ , где  $\vec{F}'$  - изменение внешнего поля на траектории;  $R$  - мгновенный радиус кривизны,  $\Delta t$  - время поворота на угол  $1/\gamma$ . Все характеристики излучения зависят только от мгновенных значений скорости  $\vec{v}$  и ускорения  $\vec{v}'$ , поскольку эти величины почти не меняются на длине излучения. Одним из таких излучений является магнитотормозное излучение [87, 92].

2. Полный угол отклонения частицы во внешнем поле меньше или порядка характерного угла излучения. Тогда все излучение частиц проходит в узкий конус с углом раствора  $\sim 1/\gamma$  и определяются почти всей траекторией частицы. Такое излучение более чувствительно к специфике внешнего поля. Для этого случая подходит, например, тормозное излучение в кулоновском поле.

Для случая 2 было получено [93] следующее выражение для потерь энергии на излучение

$$d\mathcal{E}_\gamma = \frac{e^2 \omega_\gamma d\omega_\gamma}{4\pi c^3} \int_\delta^\infty \frac{d\omega}{\omega^2} \left[ \frac{E_0^2 + E'^2}{E_0 E'} - \frac{4\delta}{\omega} \left( 1 - \frac{\delta}{\omega} \right) \right] \times |\ddot{X}(\omega)|^2, \quad (3.3)$$

$$\delta = \frac{\omega_\gamma m^2 c^4}{2E_0 E'}, \quad (3.4)$$

$$\ddot{X}(\omega) = \int_{-\infty}^\infty \ddot{X}(t) e^{i\omega t} dt, \quad (3.5)$$

где  $m$  – масса частицы,  $\omega_\gamma$  – частота фотонов,  $E_0, E'$  - энергия частицы до и после излучения,  $\ddot{X}$  – поперечное ускорение.

Из приведенного уравнения видно, что для нахождения спектрального распределения излученных фотонов надо знать ускорение как функцию времени. Следует также отметить, что это уравнение учитывает эффект отдачи при излучении.

Особое место в теории излучения занимает излучение при квазипериодическом движении ультррелятивистской частицы [87]. Квазипериодическим движением называют движение, при котором одна из поперечных координат является периодической функцией времени. Если частица совершает квазипериодическое движение, то спектр излучения для случая 2 представляет одну или несколько гармоник. В этом случае, при достаточно длинном пути частицы, спектр излучения удобно описывать интенсивностью потерь энергии на единицу пути  $(\frac{d^2E}{dE_\gamma ds})$ , где  $E_\gamma$  – энергия испускаемого фотона.

Описанные выше 2 случая излучения имеют качественное объяснение. Для количественного описания вводят параметр  $\rho$ :

$$\rho = 2\gamma^2 \frac{\langle (v(t) - v_m)^2 \rangle}{c^2}, \quad (3.6)$$

где  $\gamma$  - фактор Лоренца частицы,  $\langle (v(t) - v_m)^2 \rangle$  - средний квадрат отклонение (дисперсия) поперечной скорости  $v$  от ее среднего значения  $v_m$ , а  $c$  - скорость света. Первоначально этот параметр использовался для квазипериодического движения. Однако область его применения была расширена. Стоит выделить 3 случая изменения параметра:

- $\rho \ll 1$  - интенсивность излучения является результатом интерференции на значительной части траектории частицы и зависит от особенностей движения частицы;
- $\rho \gg 1$  - частица излучает с небольшой части траектории, ее направление движения не изменяется с углом  $1/\gamma$ , а вкладом от дальних частей можно пренебречь;
- $\rho \sim 1$  - является промежуточным, когда один тип излучения преобразуется в другой.



### 3.1.2 Излучение релятивистских частиц в кристаллах

В пятидесятых годах прошлого века М.Тер-Микаелян и Юбералл [94, 95] теоретически показали, что в упорядоченной среде, такой как монокристаллы, тормозное излучение электронов и позитронов высокой энергии носит интерференционный характер и отличается от их излучения в аморфных средах. В дипольном приближении были получены соотношения, описывающие этот процесс, которые давали хорошее согласие с экспериментальными данными. Позднее в начале 80-х годов прошлого века было показано теоретически и экспериментально, что при достаточно больших энергиях позитронов и электронов излучение приобретает магнитотормозной характер [96]. Впоследствии в 1976 г. М.А. Кумахов предсказал существование эффекта излучения при каналировании релятивистских частиц [97]. Экспериментально эффект излучения при каналировании обнаружен в 1978 г. одновременно тремя экспериментальными группами – на синхротроне «Сириус» (г. Томск) [98], на Ереванском синхротроне [99] и на линейном ускорителе SLAC (Стэнфорд, США) [100].

Эти эксперименты проводились при плоскостном каналировании электронов и позитронов в кристаллах. Такой тип излучения приблизительно соответствует излучению при квазипериодическом движении. Приблизительно потому, что диффузионные процессы из-за взаимодействия с ядрами и электронами несколько искажают картину (особенно для электронов). Когда электроны и позитроны движутся под малыми углами к оси кристалла, также возникает излучение, которое иногда называют излучением при осевом (аксиальном) каналировании. При плоскостном каналировании поперечная координата изменяется во времени в соответствии с уравнением

$$x(t) = x_m \sin(\Omega t + \varphi_0),$$

где  $x_m$  - амплитуда колебания,  $\Omega$  - частота колебания,  $\varphi_0$  – фаза колебания, определяемая начальными условиями. Частота зависит от амплитуды колебаний,

а амплитуда может меняться от 0 до ширины плоскостного канала  $d$ . Вообще говоря, максимум распределения частиц по амплитуде соответствует примерно  $0,9d$ . Расчеты показывают, что параметр мультипольности для каналирующих частиц  $\rho \ll 1$  для энергий частиц менее 1 ГэВ. Область энергии от 1 до  $\approx 15$  ГэВ переходная область от дипольного излучения к излучению типа магнитотормозного. Эти данные соответствуют для кристаллов кремния [101].

Также следует рассмотреть когерентное тормозное излучение (КТИ) в прямых (неизогнутых) кристаллах. Это излучение возникает при практически прямолинейном движении заряженных частиц в монокристаллах и может быть как плоскостным, так и аксиальным. В случае плоскостного тормозного излучения частица движется вблизи сильной плоскости в монокристалле, а аксиального - вблизи кристаллографической оси. Полное сечение тормозного излучения в монокристалле равно сумме когерентного и некогерентного тормозных излучений. Причиной некогерентного излучения являются тепловые колебания атомов. Эти колебания нарушают периодичность атомной структуры, что и приводит к некогерентному процессу. Уравнение, описывающее полное сечение тормозного излучения в кристалле [102], имеет вид

$$x \frac{d\sigma}{dx} = \sigma_0 \left[ (1 + (1 - x)^2)(\psi_1 + \psi_{1s}^a) - \frac{2}{3}(1 - x)(\psi_2 + \psi_{2s}^a) \right], \quad (3.7)$$

где  $\sigma$  – полное сечение, учитывающее когерентный и некогерентный вклад,  $\sigma_0 = \alpha_{QED} Z^2 r_e^2$ ,  $\alpha_{QED} = 1/137.04$ ,  $r_e$  – классический радиус электрона,  $x = E_\gamma/E$  – отношение энергии испускаемого фотона  $E_\gamma$  к начальной энергии  $E$  электрона.

Функции  $\psi_1$ ,  $\psi_2$  равны

$$\psi_1 = 4 \frac{(2\pi)^2}{NV} \sum_{\mathbf{g}} |U(\mathbf{g})|^2 \frac{\delta g_\perp^2}{g_\parallel}, \quad (3.8)$$

$$\psi_2 = 24 \frac{(2\pi)^2}{NV} \sum_{\mathbf{g}} |U(\mathbf{g})|^2 \frac{\delta^2 g_\perp^2 (g_\parallel - \delta)}{g_\parallel^4}, \quad (3.9)$$

где  $N$  – число атомов в фундаментальной ячейке структуры,  $V$  – объем фундаментальной ячейки,  $\delta$  – дельта функция,  $\mathbf{g}$  – вектор обратной решетки [см. 4],  $g_\parallel$  – проекция вектора  $\mathbf{g}$  в направлении движения частицы,  $g_\perp^2 = g^2 - g_\parallel^2$ .

Значение передачи импульса  $\hbar\delta$  определяется как  $\hbar\delta = \frac{m^2 c^3}{2E} \frac{x}{1-x}$ . Суммирование в функциях  $\psi_1$  и  $\psi_2$  выполняется при условиях, что  $g_{\parallel} \geq \delta$ .

Функции  $\psi_{1s}^a$ ,  $\psi_{2s}^a$  определяют величину некогерентного тормозного излучения и определены в работе [102]. На рисунке 3.1 приведены графики функций  $\psi_{1s}^a$ ,  $\psi_{2s}^a$  в зависимости от минимального импульса передачи.

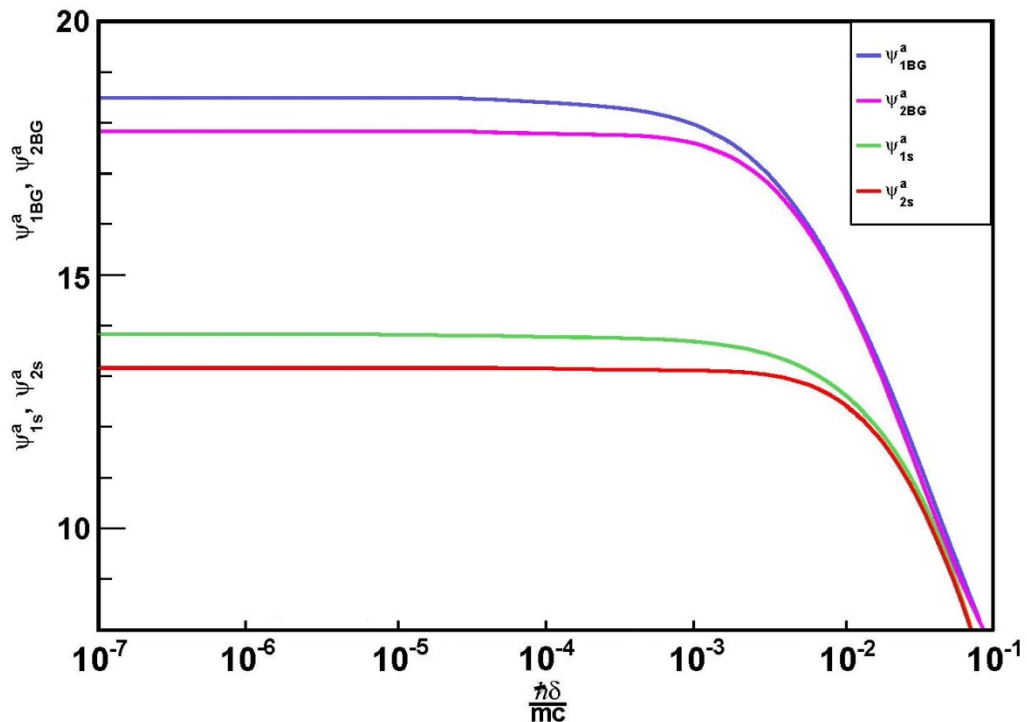


Рисунок 3.1 - Зависимости функций  $\psi_{1BG}^a$ ,  $\psi_{2BG}^a$  в аморфном веществе и  $\psi_{1s}^a$ ,  $\psi_{2s}^a$  в кристалле от минимального импульса передачи [102]

Значение  $|U(\mathbf{g})|^2$  равно

$$|U(\mathbf{g})|^2 = S(\mathbf{g})S^*(\mathbf{g})e^{-Ag^2 \frac{(1-F(\mathbf{g}))^2}{g^4}}, \quad (3.10)$$

где  $A$  – средний квадрат тепловых колебаний атома,  $F(\mathbf{g})$  – атомный форм-фактор.

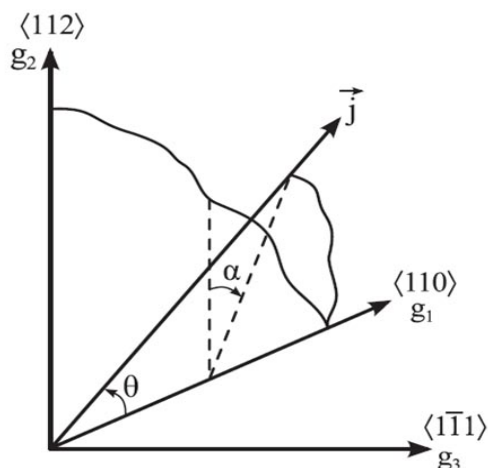


Рисунок 3.2 Движение частицы в системе, определяемой кристаллографическими осями кристалла

Для случая, когда испускаемый фотон в монокристалле распространяется под небольшим углом  $\theta \ll 1$  относительно кристаллографической оси, (см. рисунок 3.2), проекция вектора  $\mathbf{g}$  в направлении движения фотона определяется как [103]

$$g_{\parallel} = G_1 n_1 + \theta(G_2 n_2 \cos\alpha + G_3 n_3 \sin\alpha), \quad (3.11)$$

где вектор  $\mathbf{g}$  представлен в виде базисных векторов обратной решетки, угол  $\alpha$  - это угол между плоскостями определяемыми векторами  $\mathbf{g}_1$  и  $\mathbf{g}_2$  и векторами  $\mathbf{g}_1$  и  $\mathbf{j}$  (где вектор  $\mathbf{j}$  задает направление движения частицы).

Из уравнений (3.8) и (3.9) видно, что когерентное сечение обратно пропорционально  $g_{\parallel}$  и наибольший вклад в сечение вносят узлы с  $n_1 = 0$ . Другой важный случай имеет место, когда  $\theta \cos\alpha \gg \theta \sin\alpha$  и, аналогично, узлы с  $n_2 = 0$  вносят наибольший вклад в когерентное сечение. Такой случай называется плоскостным, а частица движется под углом, равным  $\theta \sin\alpha$ , к плоскости, определяемой векторами  $\mathbf{g}_1$  и  $\mathbf{g}_2$ .

В конце 1980-х годов рядом авторов [87, 104, 105] было показано, что при энергиях в несколько десятков и сотен ГэВ теория КТИ может нарушаться. Причиной является увеличение угла при пересечении движущейся частицей плоскостей и осей в кристалле.

Ранее в (главе 3.1.1) были определены три случая изменения параметра  $\rho$  [см. (3.6)]. Стоит отметить, что случай ( $\rho \ll 1$ ) происходит, когда входной планарный угол частицы  $\theta \gg \theta_b$ , где  $\theta_b$  - характерный угол, определенный как  $\theta_b = U/mc^2$  ( $m$ - масса покоя частицы, а  $U$  - плоскостной потенциальный барьер). Этот тип излучения известен как когерентное тормозное излучение. Противоположный случай ( $\rho \gg 1$ ) соответствует подобно синхротронному излучению (магнитотормозному) и имеет место когда  $\theta \ll \theta_b$ .

Следует также отметить, что при малых энергиях основной вклад в КТИ дают частицы с углами входа большими  $\theta_b$ . При увеличении энергии частиц (порядка сотни и более ГэВ) излучение первой гармоники приближается к углу  $\theta_b$ .

При каналировании излучение зависит от знака заряда, скорости и энергии частицы и имеет характерные частоты (пики). Положение пиков меняется от ориентации кристалла, энергии пучка, угла наблюдения. Спектр излучения при осевом каналировании более жесткий, чем при плоскостном каналировании. В изогнутом кристалле к спектру излучения добавляется из-за кругового движения низкоэнергетическая компонента синхротроно-подобное излучение. В 2006 г. начались эксперименты по наблюдению и изучению явления отражения протонов и пионов в изогнутых кристаллах. Эти эксперименты стимулировали предложение о новом виде излучения в изогнутых кристаллах в области объемного отражения [23-25]. Затем в течение нескольких лет этот вид излучения был подтвержден в нескольких экспериментах с позитронными и электронными пучками различной энергии. Излучение, испускаемое при объемном отражении, менее чувствительно к углу входа и знаку заряда частицы, по сравнению с каналирующим излучением. Форма спектра излучения зависит от толщины изогнутого кристалла. Изменения толщины является причиной разброса энергий. Поэтому процесс обычно описывается с точки зрения потери энергии, а не интенсивности излучения.

На рисунке 3.3 показаны траектории движения позитрона при каналировании (слева) и объемном отражении (справа) в плоскостной ориентации изогнутого кристалла, а также межплоскостной потенциал (в центре). При каналировании поперечная энергия частицы меньше потенциального барьера и частица выполняет квазипериодическое движение, испуская интенсивное излучение. При объемном отражении поперечная энергия превышает потенциальный барьер, так что частица пересекает кристаллические плоскости, периодически взаимодействуя с ними, испуская интенсивное излучение.

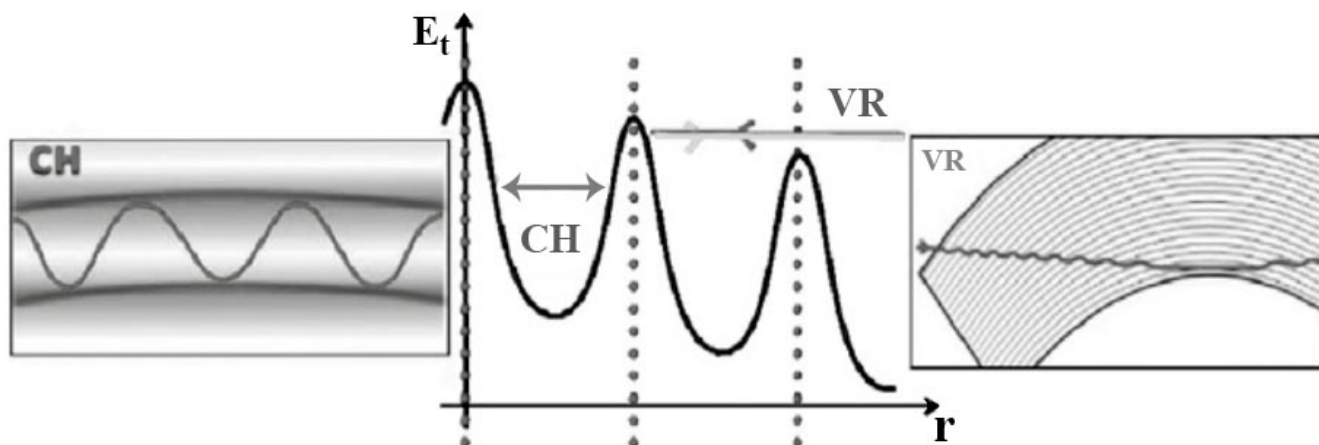


Рисунок 3.3 - Траектории каналированной (слева) и объемной отраженной (справа) частицы внутри изогнутого кристалла. Также показан квазигармонический межплоскостной потенциал (в центре).

### 3.1.3 Излучение, сопровождающее процесс объемного отражения в изогнутых плоскостях монокристалла

После эксперимента Э.Н. Цыганова в ОИЯИ [106] в 1979 г. продемонстрировавшего отклонения положительно заряженной частицы (протона) с помощью изогнутого кристалла было выполнено много разнообразных экспериментов по взаимодействию протонов и ядер с изогнутыми кристаллами. В частности в 2006 году в CERN проводили детальное экспериментальное исследование процесса объемного отражения от плоскостей монокристалла кремния. До 2007 года все эксперименты были выполнены с

тяжелыми частицами протонами и ядрами. За все это время вопрос об излучении электронов (позитронов) в изогнутых кристаллах рассматривался только в одной работе [107]. Вообще говоря, возникает вопрос о характере излучения легких лептонов в изогнутых кристаллах. На самом деле формулы [(3.7) - (3.11)], описывающие процесс когерентного тормозного излучения, справедливы, если углы, задающие положение направления движения частицы относительно кристаллографических осей монокристалла, остаются неизменными. Очевидно, что в изогнутом кристалле эти углы меняются по мере движения частицы. Именно это учли авторы работы [107]. Однако в то время эффект объемного отражения не был экспериментально подтвержден и авторы не приняли его во внимание. В результате полученные соотношения применимы только при ориентациях далеких от области, где эффект объемного отражения имеет место и где интенсивность излучения значительно слабее. Подробно эта ситуация рассмотрена в статье [46]. Начавшиеся в 2006 г. работы в CERN, ИФВЭ и Гатчине по экспериментальному наблюдению и изучению явления отражения протонов и пионов в изогнутых кристаллах [23-26] стимулировали теоретическое предсказание нового вида излучения электронов и позитронов в изогнутых монокристаллах. Как уже упоминалось, интенсивность излучения определяется поперечным ускорением заряженной частицы. На рисунке 3.4 представлено поведение поперечной скорости вблизи критической точки при объемном отражении позитронов и электронов с энергией 200 ГэВ в монокристалле кремния [54].

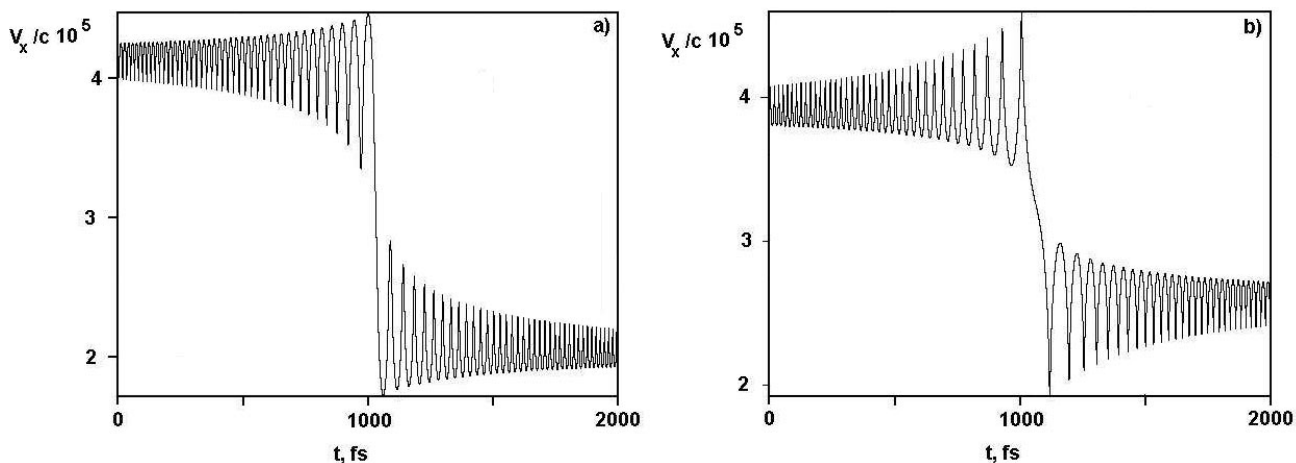


Рисунок 3.4 - Относительные поперечные скорости позитронов (а) и электронов (б) при объемном отражении в плоскости (110) изогнутого монокристалла кремния как функции времени. Энергия частицы равна 200 ГэВ, толщина кристалла 0,06 см, радиус изгиба 10 м

Видно, что частица совершает аperiодическое колебательное движение в поперечной плоскости, причем амплитуда нарастает до критической точки и убывает после критической точки. В статье [27] было впервые рассмотрено излучение позитронов и электронов при их объемном отражении от изогнутых плоскостей монокристалла. Авторы приняли во внимание сложный характер движения и в частности резкое изменение скорости вблизи критической точки. Поэтому авторы сделали первые расчеты излучения с помощью формул Байера-Каткова (см. [87] уравнение 16.14). Эти формулы справедливы в общем случае излучения частицы, то есть даже при углах  $\sim 1/\gamma$ . В расчетах находилось энергетическое распределение потерь энергии позитрона или электрона на заранее выбранной толщине кристалла. В данном случае неудобно использовать такую характеристику, как интенсивность излучения, которую часто используют при излучении при каналировании, поскольку интенсивность излучения при объемном отражении является переменной величиной зависящей от времени.

Очень быстро, менее чем через год после публикации в JINST [27], были проведены специальные поисковые эксперименты, которые подтвердили наличие достаточно интенсивного излучения в области ориентаций, соответствующих объемному отражению. Первое исследование было проведено в ИФВЭ при



энергии позитронов 10 ГэВ [28], а затем в CERN при энергии позитронов и электронов 180 ГэВ [29]. Расчеты, выполненные по общим соотношениям Байера-Каткова, показали удовлетворительное согласие с экспериментом. Этот метод действительно должен описывать практически любые случаи при движении ультрарелятивистских частиц, за исключением тех случаев, когда внешнее поле близко к критическому полю КЭД. Однако использование соотношений Байера-Каткова связано с определенными трудностями. Эти трудности обусловлены взятием многократных интегралов от быстро осциллирующих функций, что требует специального подхода и большого компьютерного времени для выполнения расчетов. Поэтому требовалось создать более простую модель для расчета энергетических спектров фотонов. Это требование сначала было выполнено на уровне правдоподобной идеи, а затем получило строгое математическое доказательство. Идея заключалась в том, что образование (рождение) тормозного фотона происходит в основном на длине формирования [см. уравнения (3.1), (3.2)]. Если длина формирования достаточно мала, то очевидно, что угол электрона (позитрона) относительно кристаллографических осей на этой длине практически не изменится. Тогда можно считать, что теория когерентного тормозного излучения справедлива на этом участке траектории. Таким образом, в этом предположении, суммируя по всем отрезкам, можно найти величину  $d\mathcal{E}_\gamma$  [см. (3.3)] на всем пути частицы в кристалле.

Уравнения [(2.1) – (2.4)] (см. главу 2) описывают трехмерное движение частиц в изогнутом монокристалле в цилиндрической системе координат. Введем декартову систему координат, в которой плоскость  $xu$  совпадает с передним краем монокристалла (см. рисунок 2.1) и вычислим  $x$  и  $u$  компоненты скорости в этой системе:

$$V_x = \dot{X} = v_x \cos\varphi + v_z \sin\varphi \approx v_x + v_z \varphi, \quad (3.12)$$

$$V_z = \dot{Z} = -v_x \sin\varphi + v_z \cos\varphi \quad (3.13)$$

Тогда из уравнения (2.4) для ультрарелятивистского случая ( $\beta = 1$ ) можно получить [46]

$$\ddot{x} = -\frac{dU(x)}{dx} \frac{c^2}{E_0} - \frac{c^2}{R}. \quad (3.14)$$

Учитывая, что  $\varphi \approx ct/R$ , получаем из уравнений (3.12) - (3.14) для поперечного ускорения

$$\ddot{X} = \frac{c^2}{E_0} e\mathcal{E}(x(t)), \quad (3.15)$$

где  $e$  - положительный элементарный заряд,  $\mathcal{E}$  - межплоскостное электрическое поле, а координаты частицы  $x$  и  $X$  относятся к цилиндрической и декартовой системам координат, соответственно.

В работе [46] было показано, что координата  $x$  как функция времени может быть представлена суммой относительно медленно меняющихся и осциллирующих (из-за пересечений с плоскостями) функций времени. Усредняя по осцилляциям, и сохраняя прежнее название, получаем:

$$x = x_o + \widetilde{v}_0(x_o)t - c^2t^2/(2R) \text{ если } t \leq t_c, \quad (3.16)$$

$$x = x_o + \widetilde{v}_0\alpha_{vr}R/c - \alpha_{vr}^2R/2 + (\widetilde{v}_0 - \alpha_{vr}c)t - c^2t^2/(2R) \text{ если } t > t_c, \quad (3.17)$$

$$t_c = \frac{R\widetilde{v}_0}{c^2} - \frac{\alpha_{vr}R}{2c}, \quad (3.18)$$

где  $x_o$  - начальная координата,  $R$  - радиус изгиба кристалла,  $t_c$  - время в критической точке  $x_c$ ,  $\widetilde{v}_0(x_o) = c\sqrt{\theta_0 + 2[U(x_o) - U(x_c)]/(E_0\beta)} = c\theta_b \approx c\theta_0$ ,  $\alpha_{vr}$  - характерный угол объемного отражения определен в (2.2).

Нетрудно видеть, что величина  $\frac{\dot{x}}{c}$  равна углу  $\theta$  по отношению к кристаллографическим плоскостям. В принципе, угол  $\theta$  тоже содержит осциллирующий член. Таким образом, медленную компоненту можно записать из уравнений (3.16) и (3.17) в виде

$$\theta = \widetilde{v}_0/c - ct/R = \theta_b - ct/R \text{ если } t \leq t_c, \quad (3.19)$$

$$\theta = \widetilde{v}_0/c - \alpha_{vr} - ct/R = \theta_b - \alpha_{vr} - ct/R \text{ если } t > t_c. \quad (3.20)$$

Из этих уравнений следует, что  $x$  - непрерывная функция времени и угол  $\theta$  имеет разрыв когда  $t = t_c$ .

На рисунке 3.5 показано поведение угла  $\alpha(t)$  (угол между траекторией частицы и плоскостями кристалла) вблизи времени отражения  $t_c$  [30].

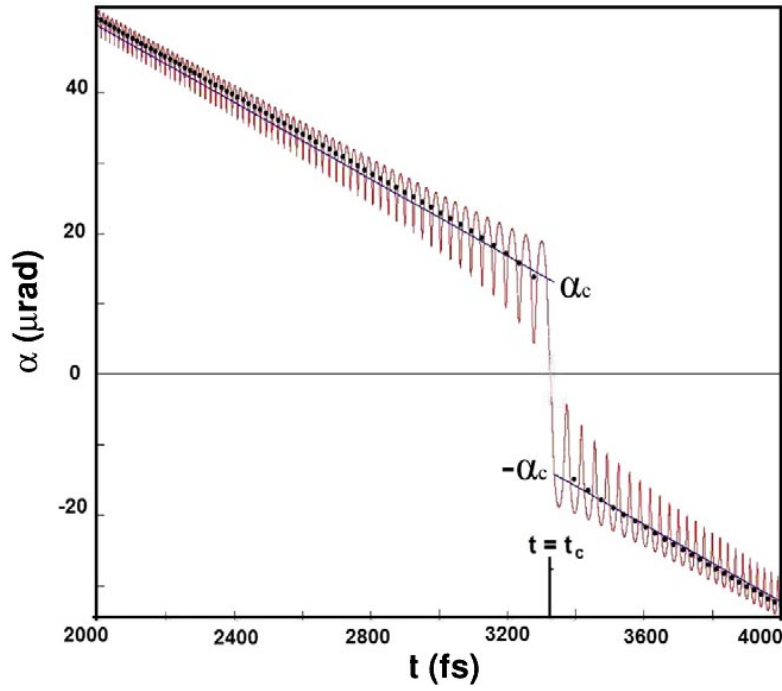


Рисунок 3.5 - Поведение угла  $\alpha(t)$  вблизи времени отражения  $t_c$ : красная кривая представляет мгновенное значение, черные точки - усредненное значение для каждого колебания, а синяя линия - линейное приближение

Возвращаясь к идее о локальной справедливости теории когерентного тормозного излучения, можно написать [30]:

$$\frac{d^2 E_l}{dE_\gamma}(t) = \frac{dI}{dE_\gamma}(\alpha(t))cdt, \quad (3.21)$$

где  $\frac{d^2 E_l}{dE_\gamma}$  - изменение дифференциальной потери энергии на расстоянии  $ds \approx cdt$  и

$\frac{dI}{dE_\gamma}$  - интенсивность излучения, вызванного когерентным тормозным излучением,

которое, в свою очередь, зависит от угла  $\alpha(t)$ .

Учитывая уравнения для углов (3.19) и (3.20), мы можем получить математическую реализацию локальной идеи в виде [47]:

$$\frac{d\varepsilon_\gamma}{dE_q}(E_q) = R \int_{\theta_1}^{-\theta_{min}} \frac{dI}{dE_q}(\tilde{\theta})d\tilde{\theta} + R \int_{\theta_{min}}^{\theta_2} \frac{dI}{dE_q}(\tilde{\theta})d\tilde{\theta}, \quad (3.22)$$

где  $\theta_1 < -\theta_{min}$  и  $\theta_2 > \theta_{min}$  - углы входа и выхода соответственно. В случае, когда  $t_2 < t_c$  или  $t_1 > t_c$ , должен использоваться один простой интеграл. Здесь

$\frac{dI(\theta)}{dE_q}$  - интенсивность когерентного тормозного излучения (в прямых кристаллах)

[87, 46, 92, 93].

В результате интегрирования уравнения (3.22) и учета уравнений для интенсивности когерентного тормозного излучения в прямом кристалле (3.7) – (3.11) получаем приближенное соотношение дифференциальных потерь энергии частицы [46]:

$$d\mathcal{E}_\gamma = \frac{16\pi^2 n \sigma_0 R \delta dE_\gamma}{c \Delta N_a} \left\{ [1 + (1-x)^2] \tilde{\psi}_1 - \frac{2}{3} (1-x) \tilde{\psi}_2 \right\}, \quad (3.23)$$

$$\tilde{\psi}_1 = \sum_{N=1}^{\infty} U^2(N) \left( \frac{1}{\theta_{min}} - \frac{1}{\theta_b} \right) \eta \left( \theta_b - \frac{\delta}{NGc} \right), \quad (3.24)$$

$$\tilde{\psi}_2 = 6 \sum_{N=1}^{\infty} U^2(N) \left[ \frac{\delta}{2(NGc)} \left( \frac{1}{\theta_{min}^2} - \frac{1}{\theta_b^2} \right) - \frac{\delta^2}{3(NGc)^2} \left( \frac{1}{\theta_{min}^3} - \frac{1}{\theta_b^3} \right) \right] \eta \left( \theta_b - \frac{\delta}{NGc} \right), \quad (3.25)$$

где  $\eta(x)$  – шаговая функция ( $\eta(x) = 0$ , если  $x < 0$  и  $\eta(x) = 1$ , если  $x > 0$ );  $\theta_{min}(N, \omega) = \delta/(NGc)$ , если  $N > N_F$ , а  $N_F$  – целая часть значения  $d\delta/(2\pi c \theta_c)$ .

Локальная идея впервые была опубликована в 2011 г. [47]. Затем, в 2012 г. вышла статья (С. Беллучи и В.А. Маишеева) [46], в которой идея локальности была математически строго доказана. Авторы исходили из уравнения (3.15) для ускорения  $\ddot{X}$  в декартовых координатах для которого было выполнено преобразование Фурье и далее подставлено в уравнение (Шульга) [93]. В результате были получены уравнения более общего характера. Далее, для достаточно больших радиусов изгиба были получены приблизительно уравнения (3.23) – (3.25), что и требовалось для доказательства. Эти уравнения были использованы для расчета потерь энергии на излучение для условий в нескольких экспериментах, и было получено хорошее согласие с измерениями [46].

Интересный эксперимент был выполнен в CERN на ускорителе SPS на пучке позитронов с энергией 120 ГэВ [30]. В эксперименте были измерены дифференциальные энергетические потери в (110) плоскостях  $2 \times 2$  мм (вдоль пучка) изогнутых монокристаллов кремния. Один кристалл (StR5) имел радиус изгиба 4.96 м, а другой (StR11) - 10.72 м. Сравнения измеренных и расчетных спектров потерь энергии для этих кристаллов показаны на рисунке 3.6 в случае каналирования и на рисунке 3.7 в случае объемного отражения.

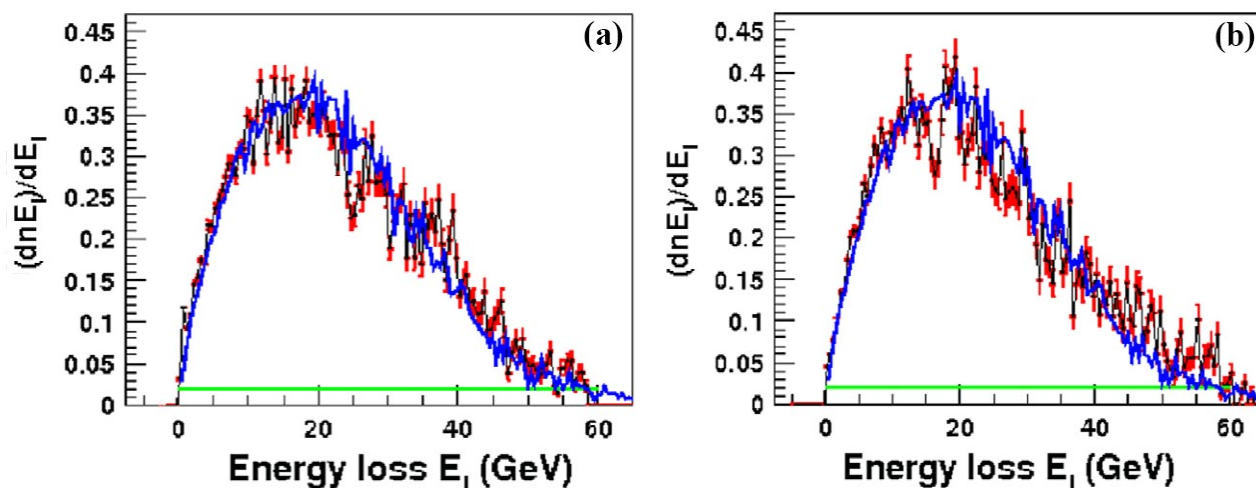


Рисунок 3.6 – Сравнения спектров потерь энергии для кристаллов (a) StR11 и (b) Str5 в случае каналирования. Черные точки с красными столбиками ошибок экспериментальные данные. Синие линии расчет. Зеленые линии потери энергии на излучения в аморфном состоянии. Экспериментальные данные приведены в работе [30]

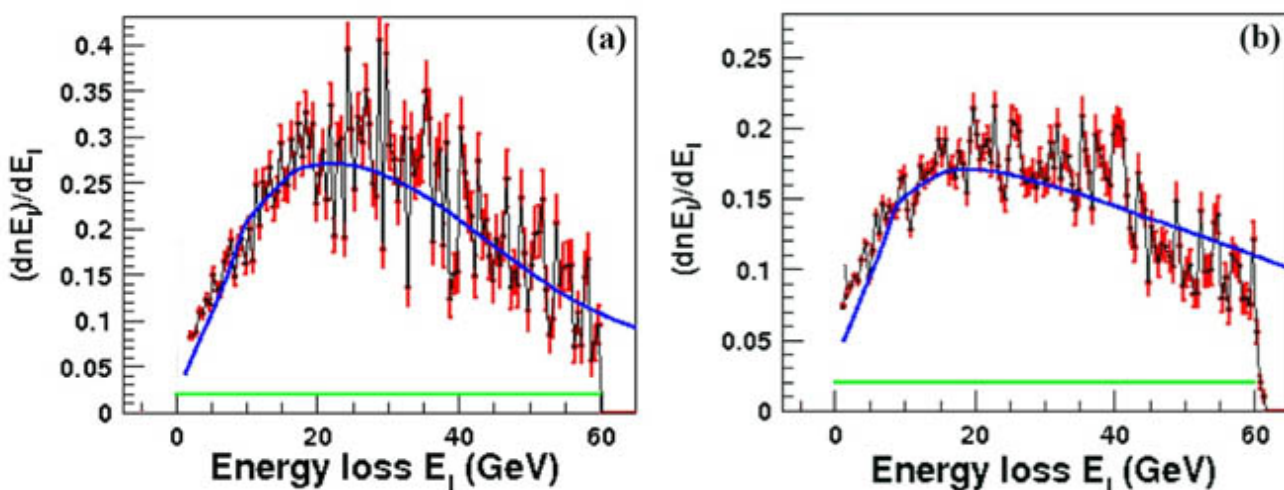


Рисунок 3.7 – Сравнения спектров потерь энергии для кристаллов (a) StR11 и (b) Str5 в случае объемного отражения. Экспериментальные данные приведены в работе [30]

Из рисунков видно, что спектры потерь энергии каналирующих частиц для разных радиусов близки друг к другу, тогда как для случая объемного отражения наблюдается заметная разница. Максимумы спектров каналирующих частиц немного выше, а сами спектры уже, чем у отраженных частиц. Также видно хорошее согласие между экспериментальными данными и теорией. Для

каналирования, измеренные средние потери энергии составляют  $11,69 \pm 0,08$  ГэВ для кристалла StR11 и  $11,67 \pm 0,07$  ГэВ для кристалла StR5, тогда как расчетное значение составляет 11,98 ГэВ. Что касается объемного отражения, то измеренные средние потери энергии составляют  $12,29 \pm 0,12$  ГэВ для кристалла StR11 и  $8,53 \pm 0,05$  для кристалла StR5, а значения, полученные в результате моделирования, равны 11,64 ГэВ и 8,27 ГэВ соответственно.

Кроме того, были пересчитаны данные для прежнего эксперимента 180 ГэВ позитронного и электронного пучков. Новые расчеты уже лучше описали эксперимент [46].

Следует также отметить, что наши расчеты и программная реализация модели 5, описанной ниже (см. глава 3.2), были основаны на приведенных выше уравнениях.

### **3.2 Особенности излучения 10 ГэВ электронами в области объемного отражения. Выбор модели для расчетов и его программная реализация**

Цель эксперимента показать, что эффективность генерации излучения высокоэнергетичными электронами с помощью кристаллической структуры (описанной в главе 3.2.1) выше, чем для отдельного монокристалла такой же толщины.

В канале 4а ускорителя У-70 можно получить пучки электронов и позитронов в диапазоне энергий 3 - 15 ГэВ. Для эксперимента был выбран пучок электронов с энергией 7 ГэВ. Электронный пучок был использован поскольку:

- а) расчеты в работе [46] предсказывают немного более высокую эффективность генерации излучения;
- б) позволяет однозначно интерпретировать полученные результаты, поскольку при каналировании он не дает значительного излучения из-за быстрого деканалирования электронов.

Энергия 7 ГэВ была выбрана из разных соображений, в частности, из удобства совместной работы с другими потребителями на ускорителе и высокой интенсивностью по сравнению с другими режимами канала транспортировки.

Особенностью этого эксперимента является взаимодействие электронного пучка с достаточно протяженной мишенью по направлению пучка (15 мм), состоящей из 6 отдельных монокристаллов кремния. Ряд экспериментов в CERN были выполнены при толщинах кристалла от 1 мм и до нескольких мм. Кроме того, энергия пучка 7 ГэВ значительно ниже энергии частиц в экспериментах, выполненных в CERN. Хотя недавно был проведен эксперимент на пучке электронов с энергией 12,6 ГэВ в SLAC [31]. Но эти результаты получены на очень тонком кристалле кремния толщиной 60 микрон и с радиусом изгиба  $R = 0.15$  м. В толстом кристалле один электрон может испустить несколько фотонов, то есть появляется возможность многократного излучения.

Исходя из ожидаемых особенностей эксперимента, был выбран метод для расчета потерь энергии в толстых кристаллах. В основу метода положен принцип справедливости теории КТИ на малых участках траектории. Однако, в отличие от работы [47], где результат достигался интегрированием по пути частицы, было решено использовать для этих целей метод Монте-Карло. Для этого траекторию движения частицы в каждом кристалле разбивают на достаточно большое число отрезков (обычно это было 100), и вычисляют по формулам КТИ вероятность излучения на каждом отрезке. Это представляется удобным, поскольку позволяет вносить небольшие изменения в траекторию частицы из-за многократного рассеяния электронов, а также позволяет просто учитывать кратные процессы излучения фотонов. Однако, чтобы иметь возможность использовать такой метод расчета, должны быть выполнены следующие условия:

- 1) Радиус изгиба каждого кристалла должен быть достаточно большим

[3], то есть удовлетворять критерию  $k = \sqrt{\pi RN/d}(\theta_b - \theta_c) \approx \sqrt{\pi R/d}\theta_b \gg 1$ . Здесь  $R \approx 225$  см - радиус изгиба каждого кристалла,

$d = 3,135 \text{ \AA}$  – межплоскостное расстояние,  $\theta_b \sim 0,5$  мрад – угол входа в кристалл. Тогда для данного эксперимента  $\sqrt{\pi R/d\theta_b} \approx 75 \gg 1$ .

- 2) Длина формирования излучения должна быть значительно меньше, чем толщина каждого кристалла в направлении движения частицы. Согласно формуле (3.1) длина формирования является функцией энергии излученного фотона. Рисунок (3.8) иллюстрирует поведение длины формирования в зависимости от энергии фотона. Наибольшая длина получается при излучении низкоэнергетических фотонов. Так для фотона с энергией 1 МэВ эта длина равна 0.0074 см, а для 10 МэВ - 0.00074 см, что составляет соответственно 3 и 0.3 процента от длины кристалла. Следовательно, длина формирования для фотонов с энергией более 10 МэВ значительно меньше, чем толщина каждого кристалла, и это позволит применить принцип справедливости КТИ на небольших участках траектории.
- 3) Параметр  $\rho$  (3.6) должен быть меньше 1. В работе [28] было показано, что в кремнии и плоскостях (110) и (111) при энергии электронов меньше 24 ГэВ параметр  $\rho$  не превышает 1.

Интересно отметить, что параметр  $\rho$ , рассматриваемый как интеграл по одному периоду колебания и рассматриваемый как функция времени при энергиях в сотни ГэВ в небольшой области вокруг критической точки, достигает 2. Однако на большей части траектории он меньше 1.

Таким образом, параметры кристаллической структуры не противоречат использованию предложенной модели.



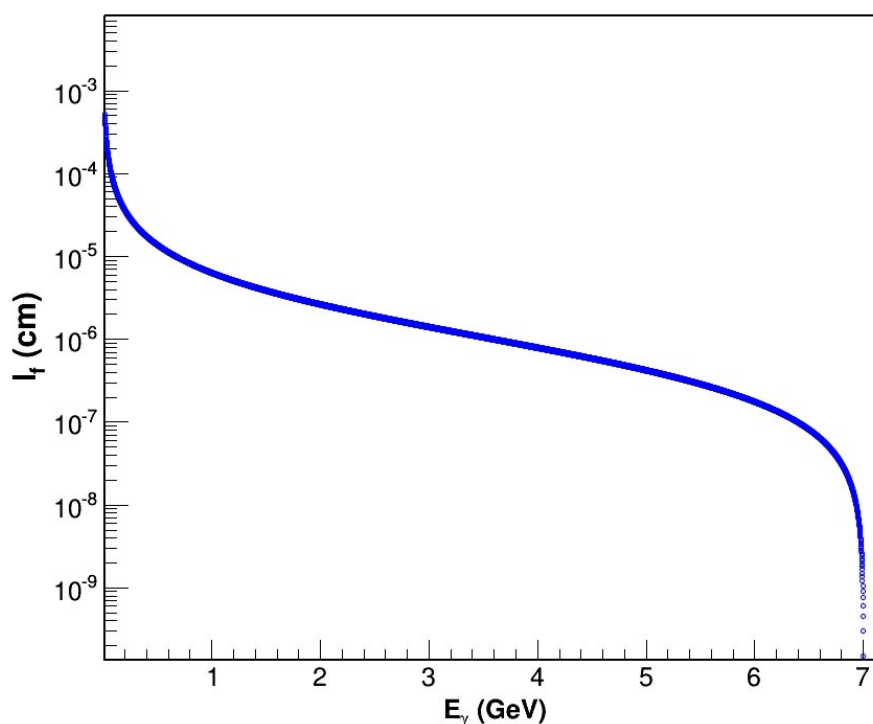


Рисунок 3.8 - Изменение длины формирования  $l_f$  в зависимости от энергии фотона  $E_\gamma$ . Расчет выполнен для электронов с энергией 7 GeV

Некоторые детали представленной модели должны быть уточнены. Многое определяется потенциальной функцией плоскости кристалла. В нашем случае это плоскость (111). Результаты различных процессов в кристаллах позволяют считать потенциал, извлеченный из экспериментов с рентгеновскими лучами, одним из лучших. Этот потенциал задается значениями атомных форм факторов. Зная их можно рассчитать разные плоскостные и осевые потенциалы в кристаллах [108]. Потенциалы рассчитывались с учетом температурных осцилляций атомных центров в кристаллах. Для кристалла кремния мы использовали температуру Дебая  $640^\circ$  К, что соответствует амплитуде тепловых колебаний равной  $0.0645 \text{ \AA}$  [94]. Средний угол объемного отражения, необходимый для расчетов, взяли равным 80 мкрад [26]. Кроме того, для расчетов некогерентного излучения необходимо учесть функции  $\psi_{1s}^a$  и  $\psi_{2s}^a$  [102]. Эти функции зависят от отношения  $\frac{\hbar\delta}{mc}$  (см. рисунок 3.1). Видно, что при отношении  $< 0.001$  эти функции ведут себя как постоянные величины. Однако, учитывая небольшие поправки на тормозное

некогерентное излучение частицы в поле атомных электронов, получаем значения  $\psi_{1s}^a = 15,3$  и  $\psi_{2s}^a = 14,3$ .

Алгоритм работы предлагаемой программы заключается в следующем. На входе в отдельный кристалл электрон получал входной угол, который и задавал направление движения. Каждый кристалл был разбит на заданное количество отрезков в продольном направлении. Как правило, это было 100 отрезков. На каждом отрезке выполнялась следующая процедура. Согласно соотношениям уравнений КТИ [(3.7) - (3.11)] вычислялось полное сечение тормозного излучения  $\sigma_{tot}$  (т.е. интеграл). Как упоминалось ранее, полное сечение процесса тормозного излучения в кристалле равно сумме процессов КТИ и некогерентного излучения. Интеграл по энергии от первого члена сходится [46], тогда как при низких энергиях фотонов от второго члена он расходится. Поэтому мы ограничиваем энергию излученных фотонов некоторой малой величиной  $\varepsilon$ . Излучение фотонов с низкой энергией практически не влияет на высокоэнергетическую часть спектра потерь энергии. Таким образом, находим обратную длину пробега электрона равную  $n_{Si}\sigma_{tot}$ , где  $n_{Si}$  - число атомов в единице объема кремния. Далее разыгрываем вероятность излучения на данном отрезке. Если в результате розыгрыша выпадает случай излучения фотона с энергией больше  $\varepsilon$ , то электрон теряет энергию на соответствующую величину. В обоих случаях с излучением и без него происходит розыгрыш изменения угла частицы (по отношению к плоскости) из-за многократного рассеяния. Таким образом, каждый электрон доводится до конца отдельного кристалла. Выходной угол электрона из кристалла является входным углом в следующий кристалл (с учетом общей кривизны структуры).

Данная программа была использована для оценки влияния многократного рассеяния электронов с энергией 7 ГэВ на спектры излученной энергии. Для этого угол входа электронов в кристалл относительно плоскости выбирался таким, чтобы электроны проходили через критическую точку посередине кристалла, в месте, где приведены расчеты для электронов в продольном направлении. На

рисунке 3.9 представлены спектры излученных фотонов с учетом многократного рассеяния и без него.

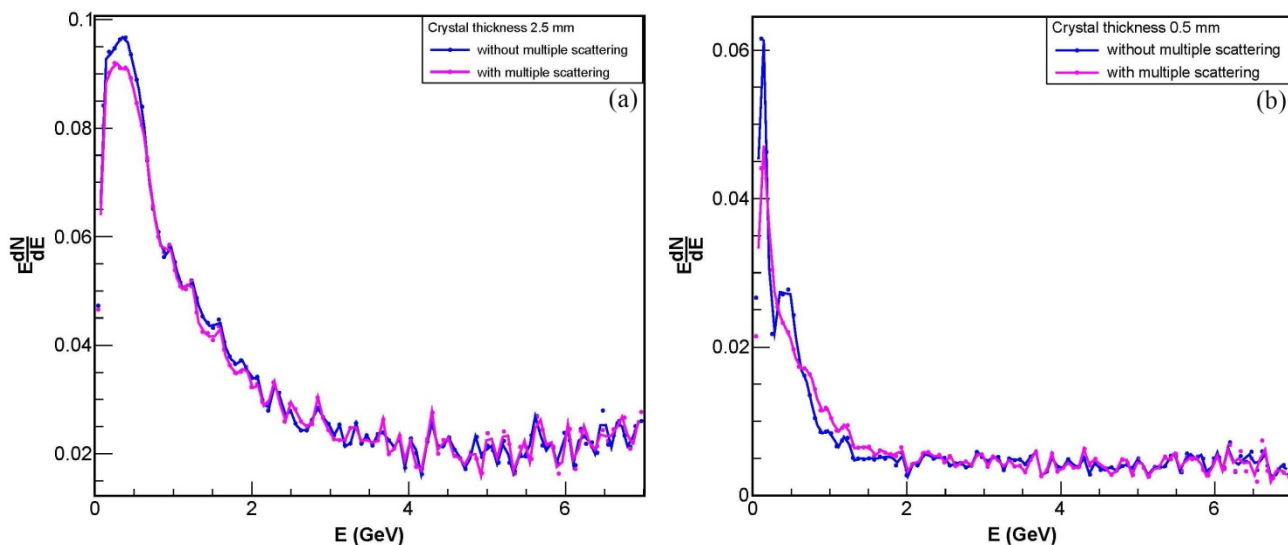


Рисунок 3.9 – Спектры излученных фотонов с учетом многократного рассеяния и без него для энергии электронов 7 ГэВ, (a) – толщина монокристалла 2,5 мм, (b) - толщина монокристалла 0,5 мм

На рисунке 3.9а толщина монокристалла 2,5 мм в направлении движения выбрана как толщина одной полоски в многополосковом кристаллическом устройстве (см. рисунок 3.12). Видно, что разница в спектрах излучения незначительна. На рисунке 3.8b представлены спектры излучения для тонкого монокристалла толщиной 0,5 мм. Здесь разница в спектрах излучения более заметна. Такое поведение можно объяснить тем, что при больших углах движения частицы относительно плоскости флуктуации угла малы по сравнению с углом частицы с плоскостью, и только в области критической точки эти флуктуации порядка самого угла. Поскольку в тонком кристалле углы частицы с плоскостью малы по сравнению с толстым кристаллом, то это влияет на форму спектра излучения. Приведенные выше данные подтверждаются расчетами, в которых исследовалось излучение при объемном отражении в кристалле толщиной 60 микрон в плоскости (111) вдоль пучка электронов с энергией 12.6 ГэВ [31].

Также были рассчитаны с помощью Монте-Карло программы данные для условий эксперимента, проведенного при энергии позитронов и электронов 180 ГэВ. Расчеты при такой энергии и толщины кристалла около 1 мм требуют учета

кратного излучения. На рисунке 3.10 представлены экспериментальные данные в сравнении с расчетами, выполненными в рамках различных моделей.

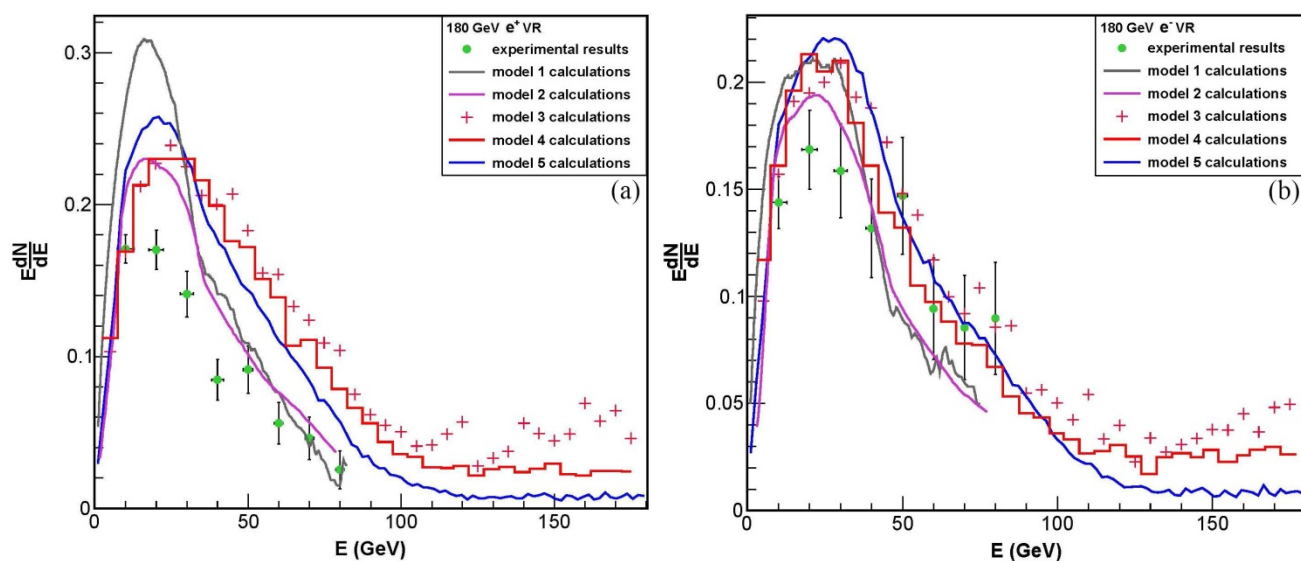


Рисунок 3.10 – Распределение потерь энергии позитронов в монокристалле Si(111) толщиной 0,84 мм (а) и электронов в монокристалле Si(111) толщиной 0,93 мм. Модель 1 – самый первый расчет, выполненный по теории Байера-Каткова без учета кратных излучений [29]. Модель 2 – расчет с учетом вероятности излучения двух фотонов согласно работе [46]. Модель 3 – использование быстрого преобразования Фурье для упрощения формулы Байера-Каткова с учетом кратного излучения [109]. Модель 4 - прямое интегрирование формулы Байера-Каткова [109]. Модель 5 – локальное использование теории КТИ с помощью метода Монте-Карло

Как видно из рисунка 3.10, результаты расчетов по всем моделям предсказывают несколько большую величину потерь энергии, чем представленные экспериментальные данные. Следует отметить, что эксперимент с 180 ГэВ позитронами и электронами был фактически первым при столь высокой энергии. Позже были эксперименты при энергии 120 ГэВ, но для плоскости (110). Поэтому нельзя исключить некоторых систематических ошибок при измерениях. Новые расчеты по модели 5, выполненные методом Монте-Карло, достаточно хорошо согласуются с другими аналогичными расчетами в рамках различных моделей. Преимуществом модели 5 являются простые и понятные соображения о

локальности использования теории КТИ для описания нового типа радиации в изогнутых кристаллах.

По данной модели 5 был сделан расчет потерь энергии на излучение для электронов с энергией 7 ГэВ при двух толщин монокристалла равных 2,5 мм и 15 мм в плоскости (111) вдоль пучка. На рисунке 3.11 проведены кривые потерь энергии на излучение для монокристалла различной толщины, а также многополоскового кристалла (см. рисунок 3.12) [48].

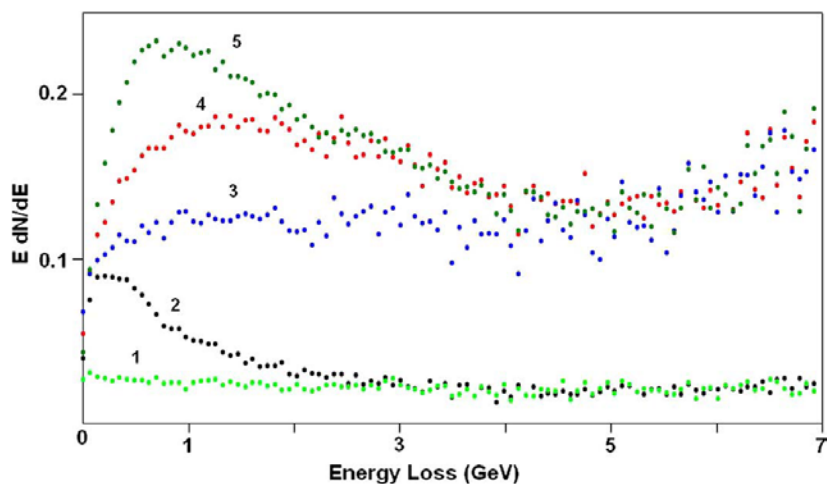


Рисунок 3.11 - Расчет потерь энергии на излучение для электронов с энергией 7

ГэВ. Кривая 1 – в неориентированной одной 2,5 мм полоске; кривая 2 – в плоскостной ориентации одной 2,5 мм полоске; кривая 3 - в неориентированном многополосковом кристалле (см. рисунок 3.12); кривая 4 – в плоскостной ориентации монокристалла длиной 15 мм; кривая 5 – в плоскостной ориентации многополоскового кристалла

Результаты расчетов суммарных потерь энергии на излучение приведены в таблице 2.

Таблица 2

Тип кристалла	Ориентация кристалла	Суммарные потери энергии ГэВ
Изогнутый монокристалл длина 2,5 мм	Неориентированный (кривая 1)	0,158
	Плоскостная (кривая 2)	0,229
Изогнутый многополосный (6 полос) длина $6 \times 2,5 = 15$ мм	Неориентированный (кривая 3)	0,878
	Плоскостная (кривая 5)	1,148
Изогнутый монокристалл длина 15 мм	Плоскостная (кривая 4)	1,072

Как видно из таблицы 2, расчетная кривая 4 описывает тот же случай, что и кривая 5, но с различными типами кристаллов одинаковой длины. Стоит также отметить, что расчеты не выполнялись для аксиальной ориентации кристалла. Этот случай является более сложным для расчетов, так как приходится учитывать вклад от всех плоскостей, в том числе от косых, когда частица движется под небольшим углом относительно осевой оси кристалла.

### **3.2.1 Генерация гамма-излучения при взаимодействии 7 ГэВ пучка электронов с мульткристаллической структурой**

Первый эксперимент по обнаружению излучения при объемном отражении был проведен на У-70 на вторичном пучке позитронов с энергией 10 ГэВ [28]. Затем были проведены измерения излучения в CERN на ускорителе SPS с

энергиями 180 ГэВ для позитронов и электронов [29] и 120 ГэВ для электронов [89] при объемном отражении в кристаллах кремния. Для энергий 180 ГэВ и 120 ГэВ были сделаны расчеты, которые показали хорошее согласие с экспериментальными данными [29, 30].

Дальнейшим развитием данной темы стало исследование потерь энергии на излучение пучка электронов в области более низкой энергии 7 ГэВ, взаимодействующего с мультикристаллической структурой [55]. До этого для позитронов и электронов с энергией 180 ГэВ проводилось сравнение потерь энергии на излучение с расчетами, выполненными с использованием различных моделей (см. рисунок 3.10). Для расчетов потерь энергии электронов в этом эксперименте была выбрана модель 5 (см. глава 3.2). Также была разработана новая мультикристаллическая структура.

На рисунке 3.12 показан внешний вид и схема установки подготовленной мультикристаллической структуры. Устройство состоит из 24 изогнутых кристалла в форме изогнутых полосок. Полоски вырезаны и изогнуты вдоль плоскости (111). Метод изгиба нескольких полосок был разработан и испытан в экспериментах по объемному отражению протонных пучков [52]. Шесть полосок по 2.5 мм каждая установленных вдоль пучка усиливают эффект излучения. Необходимый поперечный размер обеспечивают 4 слоя полосок поперек пучка по 0.5 мм на каждый слой. Сэндвич из полосок использовали вследствие того, что толстые кристаллы кремния не могут изгибаться держателем до нужных углов.

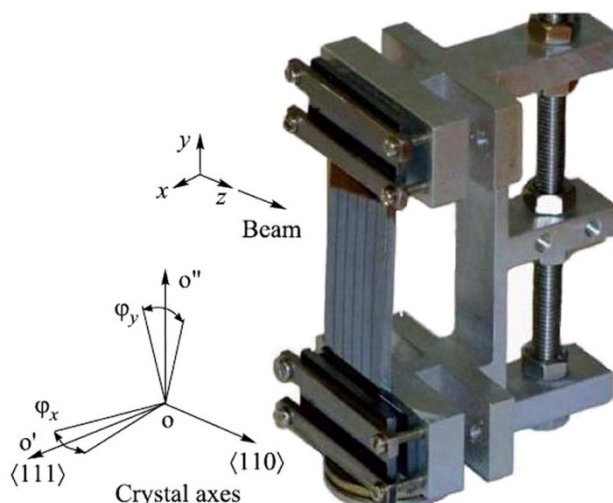


Рисунок 3.12 - Внешний вид и установка относительно пучка многослойного кристаллического радиатора

До установки в гониометр была проведена оптическая проверка кристаллического устройства. Угол изгиба каждой полоски составил 1,1 мрад. Это больше, чем кулоновский угол рассеяния электронов с энергией 7 ГэВ для цепочки из шести кристаллов, который равен 0,8 мрад. Для каждой полоски был проведен расчет ее параметров по отклонению и способности к излучению. Согласно расчетам значение среднего угла отклонения электронного пучка с энергией 7 ГэВ для 2,5 мм кремневой полосы в плоскости (111) составило 81 мкрад. Также были рассчитаны потери излучения электронов с энергией 7 ГэВ в плоскостных полях (111) изогнутого монокристалла кремния.

Эксперимент проводился на вторичном пучке электронов с энергией 7 ГэВ в канале 4а ускорителя У-70. Схема эксперимента показана на рисунке 3.13.



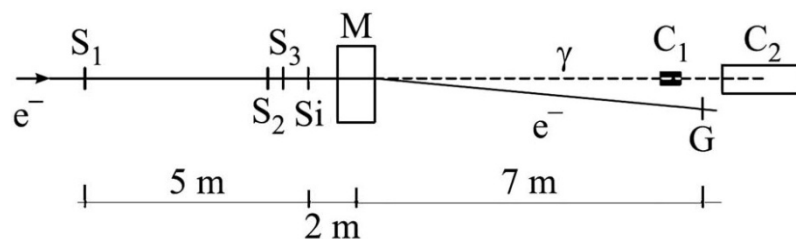


Рисунок 3.13 - Схема установки «Кристалл» на канале 4а ускорителя У-70.  $S_1, S_2, S_3$  – сцинтилляционные счетчики,  $Si$  – кристаллическая сборка в гониометре,  $M$  – отклоняющий магнит,  $C_1, C_2$  – калориметры для определения энергии генерируемых фотонов,  $G$  – годоскоп для определения поперечных координат электронов

Пучок с интенсивностью  $\sim 10^4$  за цикл наводился на кристаллическое устройство, помещенное в двухосевой гониометр. Шаг гониометра был равен 0,02 мрад для горизонтального и вертикального вращения. Телескоп из сцинтилляционных счетчиков  $S_1, S_2, S_3$  выделял долю частиц, попадающих в кристаллический радиатор, и формировал угловую расходимость  $\sigma_x \sim 0,5$  мрад и  $\sigma_y \sim 1$  мрад. Счетчик  $S_3$  с сечением  $2 \times 30$  мм, совпадающим с поперечным сечением кристаллической сборки; был установлен на торце радиатора и мог перемещаться вместе с ним в гониометре благодаря оптоволоконному соединению с ФЭУ. Вертикально-отклоняющий магнит  $M$  с длиной магнитной дорожки  $Bl = 0,33$  Тл  $\times$  м пространственно разделял излученные фотоны и провзаимодействовавшие электроны. Сцинтилляционный годоскоп  $G$  с шагом 5 мм измерял поперечные координаты электронов. Энергия фотонов измерялась черенковским калориметром из свинцового стекла  $C_2$  с поперечными размерами  $20 \text{ см} \times 20 \text{ см}$  и длиной  $20X_0$  ( $X_0$  - радиационная длина) с энергетическим разрешением  $\frac{\sigma}{E} [\%] = \frac{7\%}{\sqrt{E}}$ . Миниатюрный калориметр  $C_1$  с поперечными размерами  $10 \text{ мм} \times 30 \text{ мм}$  и длиной 7 мм, изготовленный из тяжелого сцинтиллятора  $CeF_3$  ( $\rho = 6,16 \text{ г/см}^3$ ,  $X_0 = 1,68 \text{ см}$ ), был применен в качестве первой ступени детектирования (так называемый предливневый детектор) и использовался для режекции фона и быстрой настройки плоскостной и осевой

ориентации кристаллической мишени. Для увеличения эффективности регистрации фотонов в некоторых измерениях перед калориметром  $C_I$  был установлен 5 мм вольфрамовый конвертор  $C_w$ . Сначала была определена главная плоскость (111) путем вращения горизонтального угла  $\varphi_x$ . Затем горизонтальный угол фиксировался в оптимальном положении и вращался вертикальный угол  $\varphi_y$ , чтобы найти осевой эффект. На рисунке 3.14 приведены зависимости скорости счета  $C_I$  от горизонтального и вертикального углов гониометра.

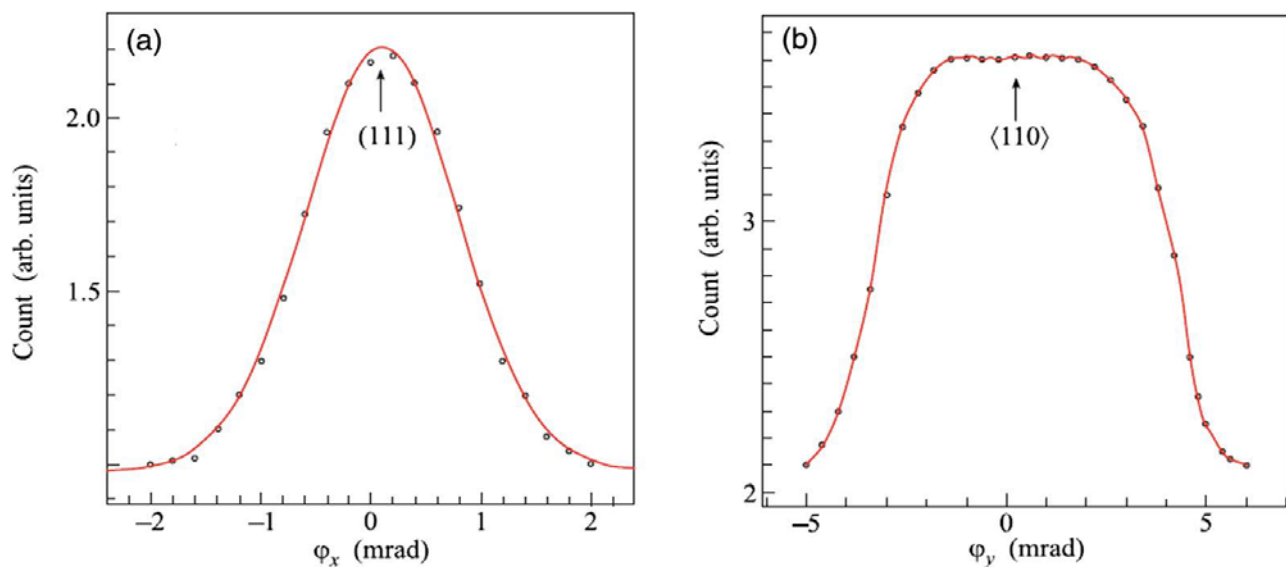


Рисунок 3.14 - Скорость счета  $C_I$  в зависимости от горизонтального угла  $\varphi_x$  (a) и вертикального угла  $\varphi_y$  (b)

Спектры фотонов, излучаемой энергии и потери энергии электронов были измерены для трех ориентаций гониометра: плоскостная ориентация, осевая ориентация и разориентированное состояние кристаллической мишени.

На рисунке 3.15 показаны профили провзаимодействовавшего пучка электронов для трех ориентаций кристаллической мишени.

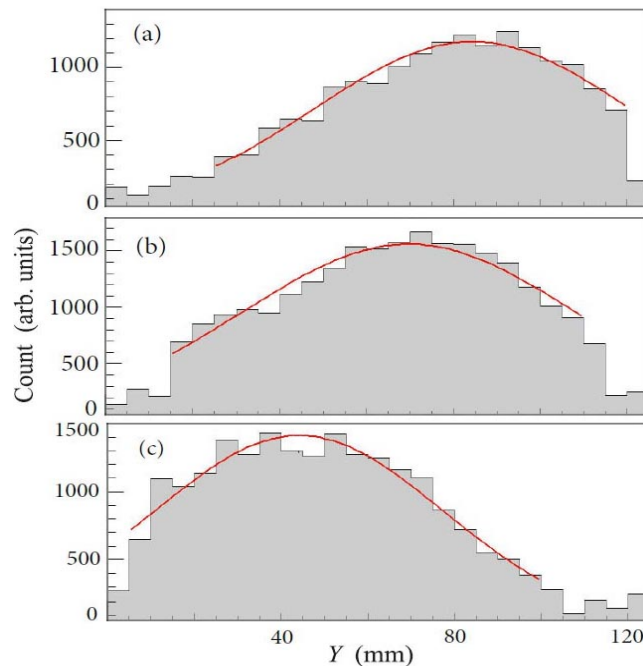


Рисунок 3.15 - Профили провзаимодействовавшего пучка электронов на годоскопе для трех ориентаций кристаллической мишени: разориентированный случай (a), плоскостная ориентация (b), осевая ориентация (c)

Видно, что наблюдается смещение профиля пучка электронов в плоскостной ориентации и еще большее смещение в осевой ориентации по отношению к разориентированному положению кристаллической мишени.

Сначала определялось соотношение триггерных событий  $T_1/T_0$ , где  $T_1$  - совпадение телескопа счетчиков  $S_1 \& S_2 \& S_3$  с калориметрами  $C_1 \& C_2$ ,  $T_0$  – телескоп счетчиков  $S_1 \& S_2 \& S_3$ . Потери энергии для каждого события  $T_1$  определялись с помощью калориметра  $C_2$ .

Легко видеть, что количество электронов прошедших кристаллическую мишень определяется триггером  $T_0$  (см. рисунок 3.13). В многополосном кристаллическом устройстве некоторая часть электронов испускает фотоны, которые регистрируются в калориметрах  $C_1$  и  $C_2$ . Все электроны отклоняются магнитом и попадают на годоскоп  $G$ . Однако некоторая часть испускаемых фотонов на кристаллическом устройстве не попадает в калориметр  $C_1$  и теряется по геометрическим причинам. Также для энергий фотонов более 0,2 ГэВ [110] эффективность регистрации фотонов калориметром  $C_1$  не зависит от их энергии. Поэтому часть потерь фотонов определяется геометрическими параметрами пучка

и не зависит в нашем случае от энергии. Таким образом, отношение  $T_1/T_0$  определяет форму распределения потери энергии излучения.

Для информативности полученные экспериментальные данные представлены в виде функции плотности вероятности на один электрон, прошедший через многополосковый кристалл. Эти результаты основаны на расчете потерь энергии излучения в разориентированном монокристалле [46]. На рисунке 3.16 представлены измеренные распределения потерь энергии электронов 7 ГэВ в многополосном кристаллическом устройстве. Следует отметить, что разрядность зарядового АЦП (Iecroy 2249A) 10-бит ограничила вывод всего спектра потерь излучения. По интегральной оценке переполнения в конце спектра, а также из теоретических оценок, видно, что при потерях энергии более 5 ГэВ все кривые имеют примерно одинаковое поведение. Форма экспериментальной кривой для разориентированного кристалла хорошо согласуется с теоретическим расчетом. Принимая это во внимание, была найдена абсолютная шкала потерь энергии излучения.

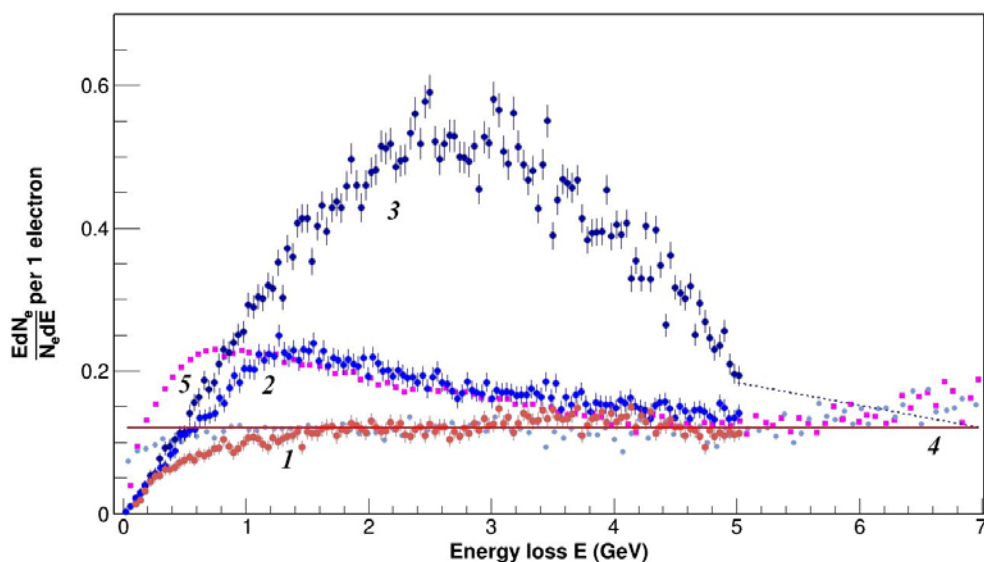


Рисунок 3.16 - Измеренные распределения потерь энергии электронов с энергией 7 ГэВ в многополосном кристаллическом устройстве. Кривые 1, 2 и 3 для случаев неориентированной, плоскостной и осевой ориентаций соответственно. Кривые 4 и 5 являются расчетом для случаев неориентированной и плоскостной ориентаций

соответственно. Прямая красная линия – результат фитирования линейной функцией кривой 1

Небольшое различие поведения теоретической и экспериментальной кривых при малых энергиях (меньше 1 ГэВ) для неориентированного случая можно объяснить более широким распространением электромагнитного ливня в поперечном пространстве по сравнению с большими потерями энергии. Средние потери энергии на излучение для различной ориентации кристалла составили  $0,89 \pm 0,08$  ГэВ для кривой 1,  $1,2 \pm 0,11$  ГэВ для кривой 2 и  $2,2 \pm 0,2$  ГэВ для кривой 3.

Таким образом, было продемонстрировано рост потерь энергии на излучение для плоскостной и осевой ориентации кристалла по сравнению с неориентированным случаем. Расчетное значение средних потерь энергии для шести полос в плоскостной ориентации равно 1,148 ГэВ, что совпадает (в пределах ошибки) с измеренным значением равным 1,2 ГэВ.

### **3.3 Применение мультикристаллических структур для защиты септум-магнитов**

В настоящее время на нескольких крупных ускорителях используется интенсивный (до  $10^{14}$  частиц за цикл) медленный вывод протонного пучка. Частицы резонансно или стохастически забрасываются в апертуру септум-магнита и таким образом выводятся из кольца. При этом возникает проблема радиационного нагрева перегородки септума. В частности, в CERN есть программа экранировки электростатического септума с помощью вольфрамового рассеятеля и каналирующего кристалла [111, 112]. Другой вариант защиты септума с применением мультистрипового кристалла в режиме отражения частиц на последовательности изогнутых коротких кристаллов был проверен на пучке протонов с энергией 50 ГэВ на ускорителе У-70 ИФВЭ.

В испытании по защите септума СМ24 У-70 было выбрано мультикристаллическое устройство такое же, как в эксперименте по генерации гамма-излучения (см. рисунок 3.12). Согласно расчетам, средний угол отражения 50 ГэВ протонного пучка для одной кремниевой полосы 2,5 мм в плоскости (111) составил 38 мкрад, а для шести полос  $6 \times 38 = 228$  мкрад.

Пучок протонов выводился из ускорителя с помощью дефлектора из кристаллического кремния (с углом изгиба 89 мрад), установленного в вакуумной камере (в блоке 27 ускорителя). Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 3.17.

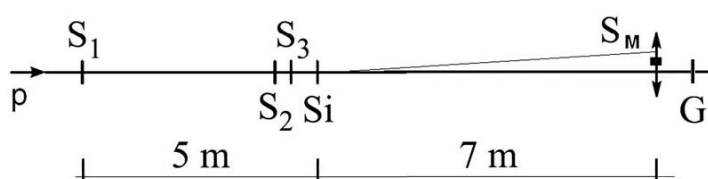


Рисунок 3.17 - Схема экспериментальной установки.  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  – телескоп сцинтилляционных счетчиков,  $S_M$  – сканирующий счетчик,  $Si$  – мультикристаллическое устройство,  $G$  – годоскоп

Пучок с интенсивностью  $\sim 10^4$  протонов за цикл наводился на мультикристаллическое устройство, помещенное в гониометр. Координатные размеры пучка по горизонтали и вертикали составляли около 1 см на мультикристаллическом устройстве. Годоскоп  $G$  контролировал горизонтальный профиль всего пучка. Телескоп из сцинтилляционных счетчиков  $S_1 \& S_2 \& S_3$  выделял долю частиц пучка, попадающих в кристаллический радиатор. Специальный сканирующий сцинтилляционный счетчик  $S_M$  был включен в схему совпадения с телескопом счетчиков и использовался для измерения горизонтального профиля пучка, прошедшего через кристаллический радиатор.

Распределения горизонтальных координат протонного пучка с энергией 50 ГэВ были получены в двух ориентациях мультикристаллического устройства: разориентированного положения и в максимуме плоскостного объемного отражения.

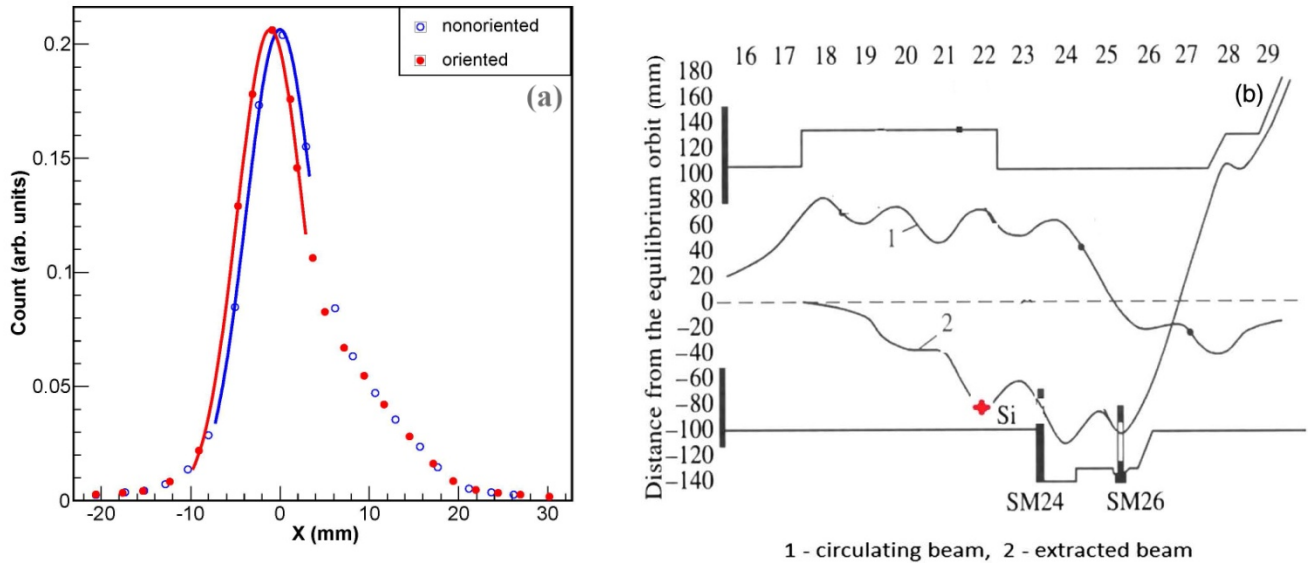


Рисунок 3.18 - Схема защиты септум-магнита SM24 в ускорителе У-70 с помощью мультикристаллического устройства. Горизонтальный профиль протонного пучка для двух ориентаций мультикристаллического устройства (а): в разориентированном положении и в максимуме плоскостного объемного отражения. Схема «затенения» септум-магнита SM24 мультикристаллическим устройством (Si) в кольце ускорителя У-70 (b)

На рисунке 3.18а показаны результаты этих измерений. Для каждой ориентации была найдена координата центра распределения. Разница между центрами распределений составила 1,1 мм. Эта величина смещения соответствует углу отклонения пучка, равному  $1,1 / 7000 = 0,16$  мрад, что находится в удовлетворительном согласии с максимальным теоретическим значением этого угла, равным 0,228 мрад. На рисунке 3.18b показана возможность создания станции в 22 блоке ускорителя У-70 и опыта по защите септум-магнита SM24 в 24 блоке ускорителя У-70. Ширина перегородки септум-магнита SM24 составляет 2 мм.

Для оценки «затенения» септума SM24 были сделаны расчеты методом Монте-Карла, в которых использовали модель взаимодействия частиц с многополосковым кристаллом [113]. Движение частиц от кристалла до септума

описывалось матрицей перехода, с учетом геометрии эксперимента и структурных функций ускорителя:

$$D_{11} = \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} (\cos(\Delta\mu) + \alpha_1 \sin(\Delta\mu)) = a_1 = 0.6058,$$

$$D_{12} = \sqrt{\beta_1 \beta_2} \sin(\Delta\mu) = a_2 = 23.1061 \text{ м},$$

$$D_{21} = -\frac{1 + \alpha_1 \alpha_2}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}} \sin(\Delta\mu) + \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}} \cos(\Delta\mu) = b_1 = 0.0114 \frac{1}{\text{м}},$$

$$D_{22} = \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} (\cos(\Delta\mu) - \alpha_2 \sin(\Delta\mu)) = b_2 = 2.0858,$$

где  $\beta_1 = 41.5110 \text{ м}$ ,  $\beta_2 = 27.3351 \text{ м}$ ,  $\alpha_1 = 0.0275$ ,  $\alpha_2 = -1.4068$ ,  $\Delta\mu = 0.7559$ .

На рисунке 3.19 показан расчетный профиль выводимого пучка перед септумом. Из рисунка видно, что провал в левой части профиля находится на координате токовой перегородки и обусловлен тенью от ориентированного кристалла.

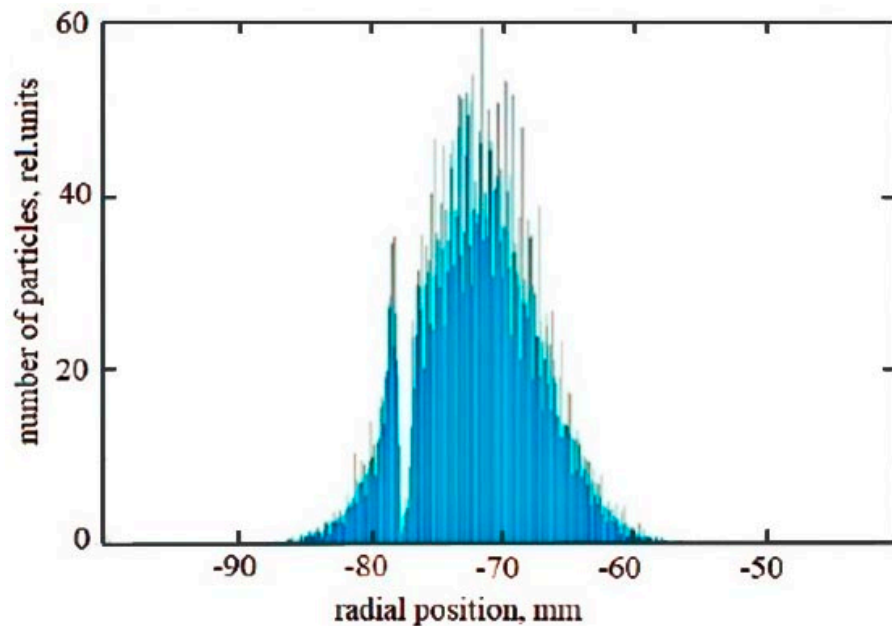


Рисунок 3.19 – Расчетный профиль выводимого пучка перед септумом

По нашим оценкам расчетный коэффициент «затенения» септума мультикристаллом составил 60%. Аналогичный эксперимент по «затенению» септума проводился в CERN на ускорителе SPS (коэффициент «затенения» 40%),



где вместо мультикристалла была использована одиночная изогнутая кристаллическая полоска в режиме каналирования [111].

Таким образом, продемонстрирована возможность использования объемного отражения протонного пучка мультикристаллическим устройством для защиты септум-магнитов в ускорителях.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе представлены результаты измерений различных кристаллических структур, которые исследовались для проверки фокусировки, отклонения релятивистских заряженных частиц, генерации излучения и защиты септум-магнитов от радиации. Измерения были проведены на канале 4а пучка ускорителя У-70 в Протвино и на внешней линии пучка Н8 ускорителя SPS в CERN.

Основные результаты диссертационной работы могут быть сформулированы следующим образом:

- 1) В экспериментах по фокусировке (из параллельного пучка в линейный фокус) для кристаллов первого типа (со скошенным торцом) на пучке протонов 50 ГэВ ускорителя У-70 ИФВЭ и в SPS CERN на пучке протонов 400 ГэВ, детальное исследование кристаллического устройства показало хорошую линейность угла отклонения в зависимости от поперечной координаты. Эффективность нахождения сфокусированных частиц пучка составляла около 40% от полного потока частиц. Степень сжатия пучка в фокусе по сравнению с размером пучка на входе была примерно 8,2.
- 2) В экспериментах по фокусировке (на короткое расстояние) для кристаллов второго типа на пучке протонов 50 ГэВ ускорителя У-70 ИФВЭ и в SPS CERN на пучке положительных пионов 180 ГэВ подробное исследование кристаллического устройства показало, что угол отклонения является линейной функцией поперечной координаты падающей частицы, как требуется для эффекта линзы. Канализованная доля пучка составила около 10% от интенсивности падающего пучка, а доля деканализованных частиц составила около 18% по сравнению с полностью отклоненными частицами. Степень сжатия пучка в фокусе 15,5 см была примерно 15.
- 3) В экспериментах по фокусировке (из точки в параллельный источник) для кристаллов первого типа на пучке протонов 50 ГэВ ускорителя У-70 ИФВЭ и в

SPS CERN на пучке положительных пионов 180 ГэВ детальное исследование кристаллического устройства показало хорошую линейность угла отклонения в зависимости от поперечной координаты. Эффективность отклонения расходящегося пучка  $\sigma_{beam} = 50$  мкрад  $\sim 4\theta_L$  составила примерно 22%. Среднеквадратичный размер пучка в виртуальной фокальной точке составил  $s_x = 0,2$  мм, что соответствует естественному пределу на размер мишени  $\sigma_x = 0,19$  мм.

- 4) В экспериментах по отклонению с помощью объемного отражения 400 ГэВ протонов и 180 ГэВ отрицательных пионов на ускорителе SPS в CERN для восьмиполосного кристаллического устройства первого типа в плоскостной ориентации средний угол отражения для протонов составил  $\langle\theta_{vr}\rangle = 68$  мкрад и  $RMS = 16,5$  мкрад, а для отрицательных пионов -  $\langle\theta_{vr}\rangle = 78$  мкрад и  $RMS = 38,4$  мкрад. Эффективность одностороннего отклонения ( $\theta_x < 0$ ) составила для протонов около 94% и для отрицательных пионов около 71%. Расчетные значения средних углов отражения на 20% выше измеренных из-за разориентации двух полосок из восьми. В осевой ориентации многополосного кристаллического устройства средний угол отражения для протонов составил  $\langle\theta_{vr}\rangle = 102$  мкрад и  $RMS = 79$  мкрад, а для отрицательных пионов -  $\langle\theta_{vr}\rangle = 64$  мкрад и  $RMS = 106$  мкрад. Эффективность одностороннего отклонения ( $\theta_x < 0$ ) составила для протонов около 88% и для отрицательных пионов около 70%.
- 5) В эксперименте по отклонению с использованием объемного отражения 400 ГэВ протонов на ускорителе SPS в CERN для пятиполосного кристаллического устройства второго типа (в котором изгиб полос происходит без внешнего изгибающего устройства) в плоскостной ориентации кратное отражение составляло около 60 мкрад, а расчетное значение 65 мкрад. Эффективность одностороннего отклонения ( $\theta_x < 0$ ) составляло около 90%. В осевой ориентации кристаллического дефлектора угловая ширина пучка (RMS угла

отклонения) была равна 50 мкрад, что почти в 3 раза больше, чем для случая кратного отражения в плоскостной ориентации.

- 6) Создана программа расчета потерь энергии на излучение в изогнутом монокристалле и мультикристалле. Алгоритм программы использует новую модель, которая основана на идеи локальности КТИ с помощью Монте-Карло и позволяет учитывать многократное рассеяние электронов (позитронов) и кратность излучения фотонов. Расчеты, выполненные с использованием новой модели, достаточно хорошо согласуются с другими аналогичными расчетами в рамках различных моделей, а также с уже опубликованными экспериментальными результатами.
- 7) В эксперименте по генерации излучения на ускорителе У-70 ИФВЭ при взаимодействии вторичного пучка электронов с энергией 7 ГэВ с мультикристаллической структурой измеренные средние значения потерь энергии на излучения составили:  $0,89 \pm 0,08$  ГэВ для неориентированного состояния,  $1,2 \pm 0,11$  ГэВ для плоскостной ориентации и  $2,2 \pm 0,2$  ГэВ для осевой ориентации мультикристаллической структуры. Расчетное значение для плоскостной ориентации составило 1,37 ГэВ, что не намного больше, чем измеренное значение.
- 8) В эксперименте по испытанию кристаллического устройства для защиты септум-магнита СМ24 от радиации с использованием мультикристаллической структуры в режиме отражения на протонном пучке 50 ГэВ ускорителя У-70 ИФВЭ измеренный угол отклонения пучка составил 0,16 мрад, что находится в удовлетворительном согласии с максимальным теоретическим значением этого угла 0,228 мрад. Расчетный коэффициент «затенения» септума составил 60%.

#### **Основные выводы** диссертационной работы:

- 1) Экспериментальные результаты по фокусировке пучка кристаллическими устройствами первого типа (со скошенным торцом) показали, что благодаря модернизации технологии изготовления и конструктивных особенностей получены образцы с параметрами, близкими к теоретическому идеалу. Такие

кристаллические устройства в режиме прямой фокусировки (из параллельного пучка в линейный фокус) могут использоваться в реальных системах формирования пучков выведенных частиц, а в режиме обратной фокусировки (из точки в параллельный источник) при энергиях пучков выше 100 ГэВ подходят для кристаллической системы транспортировки пучков.

- 2) Экспериментально проверена фокусировка пучка частиц высокой энергии кристаллическим устройством второго типа на короткое расстояние порядка 15 см. Ожидается, что фокусное расстояние можно уменьшить до одного сантиметра при использовании более тонкой пластины (около 100 микрон). Такое кристаллическое устройство позволит реализовать предложенные идеи по измерению магнитных моментов короткоживущих частиц и по уменьшению размеров пучка в линейных электрон-позитронных коллайдерах.
- 3) Экспериментальные результаты по отклонению положительных и отрицательных частиц многополосными кристаллическими устройствами в режиме кратного объемного отражения показали, что многополосные кристаллы первого типа можно использовать для коллимации пучка в ускорителях высоких энергий, а многополосные кристаллы второго типа для коллимации пучка сверхвысоких энергий. Это особенно важно для пучков отрицательно заряженных частиц из-за их низкой эффективности каналирования.
- 4) В эксперименте по генерации излучения при взаимодействии электронного пучка с энергией 7 ГэВ с мульткристаллической структурой показан рост потерь энергии на излучение в 1,3 раза для плоскостной и в 2,5 раза для осевой ориентации мульткристаллической структуры по сравнению с неориентированным случаем. Таким образом, был продемонстрирован источник излучения высокоэнергетичных фотонов, имеющий перспективы практического применения на ускорителях.
- 5) Экспериментальные результаты по испытанию на пучке протонов 50 ГэВ кристаллического устройства в режиме отражения для защиты септум-магнита

CM24 от радиации показали, что мультикристаллическая структура должна хорошо «затенять» септум. Эта задача очень важна для ускорителей в CERN, Fermilab, BNL, и J-PARC.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Stark Comment on the dispersion and absorption of  $\beta$ -rays and X-rays // *Phys. Zs.* – 1912. – Vol. 13. - Pp. 973-977.
2. Robinson M.T. and Oen O.S. Computer Studies of the Slowing Down of Energetic Atoms in Crystals // *Phys. Rev.* – 1963. – Vol. 132. – December 1963 – P. 2385.
3. Piercy G.R., Brown F., Davies J.A. and McCargo M. Experimental evidence for the increase of heavy ion ranges by channeling in crystalline structures // *Phys. Rev. Lett.* – 1963. – Vol. 10. – May 1963 – Pp. 399-400.
4. Линдхард Й. Влияние кристаллической решетки на движение быстрых заряженных частиц // *УФН.* – 1969. – Т. 99. – Октябрь 1969. – С. 249-296.
5. Gemmell D.S. Channeling and related effects in the motion of charged particles through crystals // *Rev. Mod. Phys.* – 1974. – Vol. 46. – No 1. – January 1974. – Pp. 129-227.
6. Кумахов М.А., Ширмер Г. Атомные столкновения в кристаллах // М.: Атомиздат, 1980. – С. 192.
7. Feldman L., Mayer J., Picraux S. *Materials Analysis by Ion Channeling* // New York: Academic Press, 1982. – P. 300.
8. Оцуки Е.-Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами // М.: Мир, 1985. – С. 277.
9. Tsyganov E.N. Estimates of cooling and bending processes for charged particle penetration trough a monocrystal // Preprint, Fermilab. – 1976. – ТМ-684 – September 1976. – Pp. 1-7.
10. Avdeichikov V.V., Buldakovskii V.N., Buchkiv A.V. [et al.] Accelerated Beam Extraction by Means of a Bent Single Crystal at the JINR Synchrophasotron // Technical Repot, Fermilab. – 1986. – FN-0429 – February 1986. - Pp. 1-6.
11. Asseev A.A., Bavizhev M.D., Ludmirsky E.A., Maishev V.A., Fedotov Yu.S. Extraction of the 70-GeV proton beam from the IHEP accelerator towards beamline

2(14) with a bent single crystal // Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. A. – 1991. - Vol. 309. – No 1-2. – November 1991. – P.1-4.

12. Афонин А.Г., Бирюков В.М., Гаврилушкин В.А., Гресь В.Н. [и др.] Новые результаты по изучению эффективного вывода протонов кристаллом из 70 ГэВ ускорителя ИФВЭ // Письма в ЖЭТФ. – 1998. – Т. 68. - № 7. – Октябрь 1998. – С. 544-548. //

13. Afonin A.G., Baranov V.T., Biryukov V.M. [et al.] High-Efficiency Beam Extraction and Collimation Using Channeling in Very Short Bent Crystals // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 87. - No 9. – August 2001 – P094802.

14. Афонин А.Г., Баранов В.Т., Бирюков В.М., Кардыш А.А. [и др.] Вывод пучка протонов из ускорителя ИФВЭ с помощью коротких кристаллов кремния // Phys. Part. Nucl. – 2005. – Т. 36. - № 1. – С. 43 – 99. – URL [http://www1.jinr.ru/PePan/2005-v36/v-36-1/pdf/v-36-1\\_03.pdf](http://www1.jinr.ru/PePan/2005-v36/v-36-1/pdf/v-36-1_03.pdf).

15. Filler III R.P., Dress A., Gassner D., Hammons L. [et al.] Results of bent crystal channeling and collimation at the Relativistic Heavy Ion Collider // Phys. Rev. ST. Accel. Beams. – 2006. - Vol. 9. No 1. – January 2006. – P.013501.

16. Mokhov N.V., Annala G.E., Apyan A., Carrigan R.A. [et al.] Crystal Collimation Studies at the Tevatron (T-980) // International Journal of Modern Physics A. – 2010 – Vol. 25. – No `supp01. – June 2010. - Pp. 98-105.

17. Scandale W., Arduini G., Assman R., Bracco C., Gilardoni S. [et al.] First results on the SPS beam collimation with bent crystal // Physics Letters B. – 2010 – Vol. 692. – No 2. – August 2010. – Pp. 78-82.

18. Scandale W., Arduini G., Butcher M. [et al.] Observation of channeling for 6500 GeV/c protons in the crystal assisted collimation setup for LHC // Physics Letters. B. – 2016. – Vol. 758. – Pp. 129-133.

19. Scandale W., Taratin A.M. Channeling and volume reflection of high-energy charged particles in short bent crystals. Crystal assisted collimation of the accelerator beam halo // Phys. Rep. – 2019. – Vol. 815. – No 2. – June 2019. – Pp. 1-107.



20. Scandale W., Arduini G., Butcher M. [et al.] Deflection of high energy protons by multiple volume reflections in a modified multi-strip silicon deflector // Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. B. – 2014. - Vol. 338. – November 2014. – P.108-111.
21. Афонин А.Г., Баранов В.Т., Булгаков М.К., Войнов И.С., [и др.] Коллимация циркулирующего пучка в синхротроне У-70 с помощью отражения частиц в кристаллах с осевой ориентацией // Письма в ЖЭТФ. – 2011. – Т. 93. - № 4. - Февраль 2011. – С. 205-208.
22. Shiltsev V.D. // Experience with crystals at Fermilab accelerators // International Journal of Modern Physics A. – 2019. – Vol. 34. – No 34. – P. 1943007.
23. Ivanov Yu.M., Petrunin A.A., Skorobogatov V.V., Gavrikov Yu.A. [et al.] Volume Reflection of a Proton Beam in a Bent Crystal // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 97. – No 14. – October 2006. – P. 144801.
24. Scandale W., Still D., Carnera A. [et al.] High-Efficiency Volume Reflection of an Ultrarelativistic Proton Beam with a Bent Silicon Crystal // Phys. Rev. Lett. – 2007. - Vol. 98. - No 15. - April 2007. – P. 154801.
25. Scandale W., Vomiero A., Bagl E. [et al.] Observation of channeling and volume reflection in bent crystals for high-energy negative particles // Physics Letters. B. – 2009. – Vol. 681. – No 3. – November 2009. - Pp. 233-236.
26. Maishev V.A. Volume reflection of ultrarelativistic particles in single crystals // Phys. Rev. ST Accel. Beams. – 2007. - Vol. 10. – No 8. – August 2007. – P. 084701.
27. Chesnokov Yu.A., Kotov V.I., Maishev V.A., Yazynin I.A. Radiation of photons in process of charged particle volume reflection in bent monocrystal // JINST. – 2008. – Vol. 3. - February 2008. – P.02005.
28. Афонин А.Г., Баранов В.Т., Бритвич Г.И., Бугорский А.П., Котов В.И. [и др.] Исследование излучения фотонов при объемном отражении позитронов с энергией 10 ГэВ в изогнутом монокристалле кремния // Письма в ЖЭТФ. – 2008. – Т. 88. - № 7. – Октябрь 2008. – С. 486-489.

29. Scandale W., Vomiero A., Milan R. [et al.] Experimental study of the radiation emitted by 180-GeV/c electrons and positrons volume reflected in a bent crystal // *Phys. Rev. A.* – 2009. - Vol. 79. – No 1. – January 2009. – P. 012903.
30. Lietti D., Bagli E., Baricordi S. [et al.] Radiation emission phenomena in bent silicon crystals: Theoretical and experimental studies with 120 GeV/c positrons // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B.* – 2012. – Vol. 283. – July 2012. – Pp. 84-92.
31. Nielsen C.F., Uggerhøj U.I., Holtzapple R., Markiewicz T.W. [et al.] Photon emission by volume reflected electrons in bent crystal // *Phys. Rev. Accel. Beams.* – 2019. – Vol. 22. – No 11. – November 2019. – P. 114701.
32. Barschel C., Bernhard J., Bersani A. [et al.] LHC fixed target experiments: report from the LHC Fixed Target Working Group of the CERN Physics Beyond Colliders Forum // *CERN Yellow Reports: Monographs*, CERN-2020-004 – 2020.
33. Burmistrov L., Calderini G., Massacrier Yu.L., Robbe P., Scandale W., Stocchi A. Measurement of short living baryon magnetic moment using bent crystals at SPS and LHC // Preprint CERN-SPSC-2016-030; SPSC-EOI-012. - 2016.
34. Fomin A.S., Korchin A.Yu., Stocchi A., Bezshyyko O.A., Burmistrov L. [et.al] Feasibility of measuring the magnetic dipole moments of the charm baryons at the LHC using bent crystals // *J. High Energy Phys.* – 2017. – Vol. 120. – No 8. - August 2017.
35. Botella F.J., Garcia Martin L.M., Marangotto D., Martinez Vidal F., Merli A., Neri N., Oyanguren A., Ruiz Vidal J. On the search for the electric dipole moment of strange and charm baryons at LHC // *Eur. Phys. J. C.* – 2017. – Vol. 181. – No 77. – March 2017.
36. Bagli E., Bandiera L., Cavoto G., Guidi V., Henry L. [et al.] Electromagnetic dipole moments of charged baryons with bent crystals at the LHC // *Eur. Phys. J. C.* – 2017. – Vol. 828. – No 77. – December 2017.
37. Tomas R. // CLIC Workshop. – March 2017. – URL <https://indico.cern.ch/event/577810/contributions/2492715/>
38. Dainese A., Diehl M., Di Nezza P. [et al.] // CERN-PBCREPORT-2018-008. – URL <https://arxiv.org/abs/1901.04482> - January 2019.

39. Lansberg J.P., Chambert V., Didelez J.P. [et al.] A Fixed-Target Experiment at the LHC (AFTER@LHC): luminosities, target polarisation and a selection of physics studies // URL <https://arxiv.org/abs/1207.3507> - July 2012.
40. Brodsky S.J., Fleuret F., Hadjidakis C. Lansberg J.P., Physics Opportunities of a Fixed-Target Experiment using the LHC Beams // *Physics Reports.* – 2013. – Vol. 552. – No 4. – January 2013. – Pp. 239-255.
41. Афонин А.Г., Бритвич Г.И., Бугорский А.П. [и др.] Отклонение расходящегося пучка протонов с энергией 50 ГэВ с помощью фокусирующего кристаллического устройства // *Письма в ЖЭТФ.* – 2016. – Т. 104. - № 1. – Июль 2016. - С. 9-12.
42. Scandale W., Arduini G., Cerutti F. [et al.] Focusing of a particle beam by a crystal device with a short focal length // *Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. B.* – 2018. – Vol. 414. - January 2018. - Pp. 104-106.
43. Taratin A.M., Vorobiev S.A. “Volume reflection” of high energy charged particles in quasi-channeling states in bent crystals // *Physics Letters A.* – 1987. – Vol. 119. – No 8. – January 1987. – P.425-428.
44. Taratin A.M., Vorobiev S.A. Deflection of high-energy charged particles in quasi-channeling states in bent crystals // *Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. B.* – 1987. - Vol. 26. – No 4. – June 1987. – P.512-521.
45. Иванов Ю.М., Бондарь Н.Ф., Гавриков Ю.А., Денисов А.С. [и др.] Объемное отражение протонов с энергией 1 ГэВ изогнутым кристаллом кремния // *Письма в ЖЭТФ.* – 2006. – Т. 84. - № 7. – Октябрь 2006. - С. 445-450.
46. Bellucci S. Maisheev V.A. Photon emission and electron-positron photoproduction processes in the planar field of a bent single crystal // *Phys. Rev. A.* – 2012. - Vol. 86. – No 4. – October 2012. – P. 042902.
47. Maisheev V.A. Photon emission and photoproduction processes in bent single crystals // *Il Nuovo Cimento C,* 2011. – Channeling 2010. – Vol. 34. – No 4. – July 2011. – Pp. 73-80.

48. Afonin A.G., Barnov E.V., Britvich G.I., Chesnokov Yu.A. [et al.] Implementation of multistrip crystals to protect the septum magnets and to generate gamma radiation // Phys. Rev. ST Accel. Beams. – 2019 - Vol. 22. – No 3. - March 2019. - P. 033001.
49. Scandale W., Arduini G., Cerutti F. [et al.] // Comprehensive study of beam focusing by crystal devices // Phys. Rev. Accel. Beams. – 2018 – Vol. 21. – No 1. - January 2018. – P. 014702.
50. Scandale W., Arduini G., Cerruti F., Garattini M. [et al.] Focusing of 180 GeV/c pions from a point-like source into a parallel beam by a bent silicon crystal // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B. – 2019. – Vol. 446. – May 2019. – Pp. 15-18.
51. Maishev V.A., Chesnokov Yu.A. New beam optics on the basis of bent single crystals // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B. – 2012. – Vol. 402. – July 2017. – Pp. 300-303.
52. Scandale W., Arduini G., Butcher M., Cerutti F. [et al.] Comparative results on the deflection of positively and negatively charged particles by multiple volume reflections in a multi-strip silicon deflector // Письма в ЖЭТФ. – 2015. – Т. 101. – № 10. – May 2015. – С. 755-760.
53. Афонин А.Г., Баранов В.И., Баранов В.Т., Бритвич Г.И., Бугорский А.П. [и др.] Исследование фокусировки пучка протонов с энергией 50 ГэВ с помощью нового кристаллического устройства // Письма в ЖЭТФ. – 2012. – Т. 96. – № 7. – Октябрь 2012. – С. 470-473.
54. Афонин А.Г., Баранов Е.В., Бритвич Г.И. [и др.] Фокусировка пучка частиц высокой энергии на предельно коротком расстоянии // Письма в ЖЭТФ. – 2017. - Т. 105. - № 12. – Август 2017. - С. 727-729.
55. Афонин А.Г., Баранов В.Т., Бритвич Г.И., Бугорский А.П., Дурум А.А. [и др.] Излучение фотонов при взаимодействии электронного пучка высокой энергии с последовательностью изогнутых монокристаллов // Письма в ЖЭТФ. – 2018. – Т. 107. - № 8. – Апрель 2018. – С. 477-480.
56. Гордеева М.А., Гурьев М.П., Денисов А.С. [и др.] Первые результаты исследования фокусировки пучка протонов с энергией 70 ГэВ изогнутым

монокристаллом // Письма в ЖЭТФ. – 1991. – Т. 54. – № 9. – Ноябрь 1991. – С. 485-489.

57. Biryukov V.M., Chesnokov Yu.A., Kotov V.I. Crystal channeling and its application at high-energy accelerators // Berlin, Germany: Springer, 1997. – P. 219.

58. Афонин А.Г., Барнов Е.В., Бритвич Г.И. [и др.] Вывод пучка ионов углерода из ускорителя У-70 в канал 4а с помощью изогнутого монокристалла // Приборы и техника эксперимента. – 2016. - № 4. – С. 16-19.

59. Pesaresi M., Ferguson W., Fulcher J., Hall G., Raymond M., Ryan M., and Zorba O. Design and performance of a high rate, high angular resolution beam telescope used for crystal channeling studies // Journal of Instrumentation. – 2011. – Vol. 6. – No 04. – April 2011. – P. P04006.

60. Hall G., James T. and Pesaresi M. Optimisation of a silicon microstrip telescope for UA9 crystal channeling studies // Journal of Instrumentation – 2020. – Vol. 15. – No 05. – May 2020. - P. C05014.

61. Bayatian G. L. [et al.] CMS Physics: Technical Design Report Volume 1: Detector Performance and Software. // CERN-LHCC-2006-001. CMS-TDR-8-1. – 2006. – P. 521.

62. Afonin A.G., Baranov V.T., Bulgakov M.K. [et al.] A device based on a bent crystal with a variable curvature for controlling particle beams at accelerators, Instrum. Exp. Tech. – 2013. – Vol. 56. – No 2. - March 2013. – Pp. 123-129.

63. Scandale W., Arduini G., Butcher M. [et al.] Observation of focusing of 400 GeV/c proton beam with the help of bent crystals // Phys. Lett. B. – 2014. – Vol. 733. – No 2. - June 2014. – Pp. 366-372.

64. Baryshevsky V.G. The possibility to measure the magnetic moments of short-lived particles (charm and beauty baryons) at LHC and FCC energies using the phenomenon of spin rotation in crystals // Physics Letters B. – 2016. – Vol. 757. – June 2016. – P.426-429.

65. Sorriaux J., Kasperek A., Rossomme S., Lee J.A., Bertrand D., Vynckier S., Sterpin E. Evaluation of Gafchromic® EBT3 films characteristics in therapy photon, electron

and proton beams // European Journal of Medical Physics. – 2013. – Vol. 29. - No 6. – November 2013. - Pp. 599-606.

66. Maishev V.A., Chesnokov Yu.A., Chirkov P.N. Focusing of high energy particles with the help of bent single crystal // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B. – 2015. – Vol. 355. – July 2015. – Pp. 360-364.

67. Scandale W., Arduini G., Cerutti F. [et al.] Dechanneling of high energy particles in a long bent crystal // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B. – 2019. – Vol. 438. – January 2019. – Pp. 38-41.

68. Bruce R., Abramov A., Bertarelli A. [et al.] Collimation system studies for the FCC-hh // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. - Vol. 1350. –No 1. – P.012009. - 10th International Particle Accelerator Conference: Melbourne, Australia. - 19–24 May 2019.

69. Maishev V.A. On volume reflection of ultrarelativistic particles in single crystals // Preprint. - 2006 - URL <https://arxiv.org/abs/physics/0607009v1> - July 2006.

70. Bellucci S., Chesnokov Yu.A., Maishev V.A., Yazynin I.A. Volume reflection and volume capture of ultrarelativistic particles in bent single crystals // Phys. Rev. ST Accel. Beams. – 2015. - Vol. 18. – No 11. – November 2015. – P. 114701.

71. Rossi R., Cavoto G., Mirarchi D., Redaelli S., Scandale W. Measurements of coherent interactions of 400 GeV protons in silicon bent crystals// Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. B. – 2015. – Vol. 355. – July 2015. – Pp. 369-373.

72. Scandale W., Vomiero A., Baricordi S., Dalpiaz P. Volume Reflection Dependence of 400 GeV/c Protons on the Bent Crystal Curvature // Phys. Rev. ST Accel. Beams. – 2008. - Vol. 101. – No 23. – December 2008. – P. 234801.

73. Scandale W., Carnera A., Della Mea G. [et al.] Deflection of 400 GeV/c proton beam with bent silicon crystals at the CERN Super Proton Synchrotron // Phys. Rev. ST Accel. Beams. – 2008. - Vol. 11. – No 6. – June 2008. – P. 063501.

74. Scandale W., Vomiero A., Bagl E. [et al.] First observation of multiple volume reflection by different planes in one bent silicon crystal for high-energy protons // Physics Letters. B. – 2009. – Vol. – No 3. – November 2009. - Pp. 274-279.

75. Hasan S., Bolognini D., Dalpiaz P., Della Mea G. Volume reflection observations in bent crystals with 13 GeV/c particles // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B. – 2011. – Vol. 269. – No 6. – March 2011. – Pp. 612-623.
76. Scandale W., Carnera A., Della Mea G. [et al.] Double volume reflection of a proton beam by a sequence of two bent crystals // Physics Letters. B. – 2008. – Vol. 658. – No 4. – January 2008. - Pp. 109-111.
77. Самсонов В.М. Изгиб пластины в фокусирующих кристалл-дифракционных рентгеновских и гамма спектрометрах // Препринт ЛИЯФ-278. Ленинград. – 1976. – С. 39.
78. Degtyarev I.I., Liashenko O.A., Yazynin I.A. Applications of the Coupled SCRAPER-RTS&T Code in Radiation Therapy // EPAC 2000. – Vienna, 2000. – 7th European Particle Accelerator Conference. – 2000. – Pp. 2506-2508.
79. Tikhomirov V. Multiple volume reflection from different planes inside one bent crystal // Physics Letter B. – 2007 – Vol. 655. – No 5-6 – November 2007. – Pp. 217-222.
80. Scandale W., Vomiero A., Bagli E., [et al.] Observation of multiple volume reflection by different planes in one bent silicon crystal for high energy negative particles // Europhys. Lett. – 2011. - Vol. 93. – No 5. - March 2011. – P. 56002.
81. Lambropoulos J. C., Xu S., Fang T., Golini D. Twyman effect mechanics in grinding and microgrinding // Applied Optics. – 1996. – Vol. 35. – No 28. - October 1996. – Pp. 5704-5713.
82. Assmann R.W., Baishev I.S., Brugger M. [et al.] Requirements for the LHC collimation system // CERN-LHC-Project-Report-599. - 8th European Particle Accelerator Conference: Paris, France. - 3-7 Jun 2002. – Pp. 197.
83. Алейник А.Н., Афанасьев С.Г., Воробьев С.А., Забаев В.Н., Ильин С.И., Калинин Б.Н., Потылицын А.П. Ориентационное акустическое излучение электронов в толстом кристалле кремния // ЖТФ. – 1989. - Т. 59.- № 2. – С. 191-193.

84. Денисов Ф.П., Потылицин А.П., Ильин С.И. Проблемы применения эффектов каналирования частиц кристаллами в физике высоких энергий // Материалы Всесоюзного совещания. Краткое сообщение: Протвино, 1991. – С. 56-58.
85. Kaloyan A.A., Tikhomirov S.A., Podurets K.M., Maishev V.A., Sandomirskiy Yu. E., Chesnokov Yu. A. Study of the crystal device for deflecting high-energy proton beams using synchrotron radiation diffraction // Crystallography Reports. – 2017. – Vol. 62. – No 3. - June 2017. – Pp. 370-373.
86. Afonin A.G., Baranov V.T., Barnov E.V., Britvich G.I., Chesnokov Yu.A., Chirkov P.N. [et al.] Positive features of crystal extraction of protons and carbon ions from the U-70 on basis of long-term experience // International Journal of Modern Physics A. – 2018 – Vol. 33. – No 23. – August 2018. - P.1850138.
87. Baier V.N., Katkov V.M., Strakhovenko V.M. Electromagnetic Processes at High Energies in Oriented Single Crystals // Singapore: World Scientific Publishing Co, 1998. – P. 568.
88. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. - Издание 8-е, стереотипное - М.: Физматлит, 2012. - С. 536. – («Теоретическая физика», Том II).
89. Baier V.N., Katkov V.M. Concept of formation length in radiation theory // Physics Reports. – 2005. – Vol. 409. – No 5. – April 2005. – Pp. 261-359.
90. Potylitsyn A.P., Ryazanov M.I., Strikhanov M.N. and Tishchenko A.A. Diffraction radiation from relativistic particles // Springer Tract in Modern Physics. – 2010. – Vol. 239. – P. 277.
91. Базылеев В.А., Жеваго Н.К. Изучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М.:Наука, 1987. – С. 272.
92. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Теоретическая физика — Издание 4-е, исправленное. - М.: Физматлит, 2002. - Т. IV. Квантовая электродинамика. – С. 720.
93. Akhiezer A.I. and Shul'ga N.F. High-Energy Electrodynamics in Matter // Amsterdam: Cordon and Breach Publishers, 1996. – P. 388.



94. Ter-Mikaelian M.L. High-Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media // Wiley-Interscience, 1972. – P. 457.
95. Uberall H. High-Energy Interference Effect of Bremsstrahlung and Pair Production in Crystals // Phys. Rev. – 1956. – Vol. 103. – No 4. – August 1956. – P. 1055.
96. Baier V.N., Katkov V.M., Strakhovenko V.M. Interaction of high-energy electrons and photons with crystals // Soviet Physics Uspekhi. – 1989. – Vol. 32. – No 11. – November 1989. – Pp. 972-992.
97. Кумахов М.А. О возможности существования эффекта спонтанного излучения  $\gamma$ -квантов релятивистскими каналированными частицами // АН СССР, 1976. – Т. 230. - № 5. – С. 1077-1080.
98. Воробьев С.А., Забаев В.Н., Калинин Б.Н, Каплин В.В., Потылицин А.П. Наблюдение интенсивного  $\gamma$ -излучения электронов с энергией  $E = 900$  МэВ при каналировании в алмазе // Письма в ЖЭТФ. – 1979. – Т. 29. – № 7. – Апрель 1979. – С. 414-418.
99. Аганьянц А.О., Вартанов Ю.А., Вартапетян Г.А., Кумахов М.А., Трикалинос Х., Яралов В.Я. Излучение каналированных электронов с энергией 4,7 ГэВ в алмазе // Письма в ЖЭТФ. – 1979. – Т.29. – № 9. – Май 1979. - С. 554-556.
100. Мирошниченко И.И., Мерри Д.Д., Авакян Р.О., Фигит Т.Х. Экспериментальное исследование радиации релятивистских каналированных позитронов // Письма в ЖЭТФ. – 1979. – Т.29. – № 12. – Июнь 1979. - С. 786-790.
101. Bellucci S. Maishev V.A. Calculations of intensity of radiation in crystal undulator // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2006. – Vol. 252. – No 2. – October 2006. - Pp. 339-346.
102. Bellucci S. Maishev V.A. Coherent bremsstrahlung in imperfect periodic atomic structures // Phys. Rev. B. – 2005. - Vol. 71. –No 17. – May 2005. – P. 174105.
103. Maishev V.A., Mikhalev V.L., Frolov A.M. Permittivity tensor in single crystals for  $\geq 1$  GeV  $\gamma$  rays // JETP. – 1992. – Vol. 74. – No 4. - April 1992. – Pp. 740-749. ЖЭТФ. – 1992. – Т. 101. - № 4. – Апрель 1992. – С. 1376-1385.

104. Kimball J.C., Cue N. Quantum electrodynamics and channeling in crystals // *Phys. Rep.* – 1985. – Vol. 125. – No 2. – August 1985. – Pp. 69-101.
105. Sorensen A.H., Uggerhoj E. Channelling and channelling radiation // *Nature.* – 1987. – Vol. 325. – January 1987. – Pp. 311-318.
106. Водопьянов А.С., Головатюк В.М., Елишев А.Ф. [и др.] Управление траекториями заряженных частиц с помощью изогнутого монокристалла // *Письма в ЖЭТФ.* – 1979. - Т. 30. - С. 474-478.
107. Arutyunov V.A., Samsonov V.M., Strikhanov M.N. Radiation of the Ultrarelativistic Particles in the Bent Crystal // *Nucl. Phys. B.* – 1991. – Vol. 363. – No 2-3. – October 1991. – Pp. 283-300.
108. Bagli E., Guidi V., Maishev V.A. Calculation of the potential for interaction of particles with complex atomic structures // *Phys. Rev. E. Stat. Nonlin. Soft. Matter. Phys.* – 2010. – Vol. 81. – February 2010. – P.026708.
109. Guidi V., Bandiera L., Tikhomirov V. Radiation generated by single and multiple volume reflection of ultrarelativistic electrons and positrons in bent crystals // *Phys. Rev. A.* – 2012. - Vol. 86. – No 4. – October 2012. – P. 042903.
110. Hubbell J.H. Photon cross sections, attenuation coefficients, and energy absorptions coefficients from 10 keV to 100 GeV // *Washington, D.C.: NSRDS-NBS,* 1969. – Vol. 29. - August 1969. - P. 85.
111. Velotti F.M., Esposito L.S., Fraser M.A., Kain V. [et al.] Septum shadowing by means of a bent crystal to reduce slow extraction beam loss // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* – 2019. - Vol. 22. – No 9. – September 2019. – P. 093502.
112. Esposito L.S., Bestmann P., Butcher M., Calviani M. Crystal for Slow Extraction Loss-Reduction of the SPS Electrostatic Septum // *IPAC2019.* – 2019. - 10th International Particle Accelerator Conference: Melbourne, Australia. - 19–24 May 2019. - URL <http://cds.cern.ch/record/2694068/files/wepmp028.pdf>.
113. Маишеев В.А., Чесноков М.Ю. Управление траекториями положительно и отрицательно заряженных частиц с помощью отражения на цепочке изогнутых монокристаллов // *ЖТФ.* – 2020. - Т. 90.- № 5. – Март 2020 – С. 856-859.

114. Маишеев В.А., Сандомирский Ю.Е., Чесноков М.Ю., Чесноков Ю.А., Янович А.А., Язынин И.А. Использование отражения частиц в изогнутых кристаллах для коллимации пучка в больших адронных коллайдерах // Письма в ЖЭТФ. – 2020. – Т. 112. – № 1. – Июль 2020. – С. 3-8.