

INES-RU--355

Институт физики высоких энергий

**ПРОБЛЕМЫ ПРИМЕНЕНИЯ ЭФФЕКТОВ
КАНАЛИРОВАНИЯ ЧАСТИЦ КРИСТАЛЛАМИ
В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

Материалы Всесоюзного совещания
Краткие сообщения

Протвино 1991

Институт физики высоких энергий

**ПРОБЛЕМЫ ПРИМЕНЕНИЯ ЭФФЕКТОВ
КАНАЛИРОВАНИЯ ЧАСТИЦ КРИСТАЛЛАМИ
В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

Материалы Всесоюзного совещания
Краткие сообщения

Протвино 1991

А.А. Асеев, М.Д. Бавижев, С.С. Герштейн, В.С. Михалев, Р.А. Рязань

Список участников

Авакян Р.О. (ЕРФИ, Ерван)
 Амосов К.Ю. (НИИЯФ, Томск)
 Девев А.А. (ИФВЭ, Протвино)
 Бавижев М.Д. (ИФВЭ, Протвино)
 Бахшев В.А. (ИАЭ, Москва)
 Барышевский В.Г. (БГУ, Минск)
 Басков В.А. (ФИАН, Москва)
 Башмаков Ю.А. (ФИАН, Москва)
 Бирюков В.И. (ИФВЭ, Протвино)
 Бодягин В.А. (НИИЯФ МГУ, Москва)
 Васильев А.Н. (ИФВЭ, Протвино)
 Визуков П.Е. (НИИЯФ ТПИ, Томск)
 Гадяев П.А. (ИФВЭ, Протвино)
 Гащенко В.Б. (ХФТИ, Харьков)
 Герштейн С.С. (ИФВЭ, Протвино)
 Гасков В.И. (ИАЭ, Москва)
 Голосовкин В.В. (ИАЭ, Москва)
 Гринин В.П. (ИФВЭ, Протвино)
 Жемалов П.К. (ИАЭ, Москва)
 Забыв В.Н. (НИИЯФ ТПИ, Томск)
 Запольский В.П. (ИФВЭ, Протвино)
 Ильин С.И. (МИИТ, Москва)
 Калаганников Н.П. (МАСИ, Москва)
 Калдин В.А. (НИИЯФ ТПИ, Томск)
 Касимов В.И. (ХФТИ, Харьков)
 Коваленко Г.Д. (ХФТИ, Харьков)
 Коновалов Ю.В. (ИАЭ, Москва)
 Колесников Л.Я. (ХФТИ, Харьков)
 Котов В.И. (ИФВЭ, Протвино)
 Лучков Б.А. (МИФИ, Москва)
 Майшев В.А. (ИФВЭ, Протвино)
 Маслов В.И. (ИФВЭ, Протвино)
 Михалев В.Л. (ИФВЭ, Протвино)
 Мохов П.В. (ИФВЭ, Протвино)
 Насонов Н.Н. (ХФТИ, Харьков)
 Пивоваров Ю.Л. (НИИЯФ ТПИ, Томск)
 Потылицын А.П. (НИИЯФ ТПИ, Томск)
 Рубакикин А.Л. (ХФТИ, Харьков)
 Самсонов В.М. (ЛИЯФ, Гатчина)
 Сапин В.М. (ХФТИ, Харьков)
 Сергиенко В.И. (ФИАН, Москва)
 Стриханов М.П. (МИФИ, Москва)
 Таратин А.М. (НИИЯФ ТПИ, Томск)
 Тухаченко Ю.В. (МИФИ, Москва)
 Фельдман С.П. (ХФТИ, Харьков)
 Фролов А.М. (ИФВЭ, Протвино)
 Хаблов В.А. (ХФТИ, Харьков)
 Ханзадаев А.В. (ЛИЯФ, Гатчина)
 Чариев С.В. (ИФВЭ, Протвино)
 Чеспиков Ю.А. (ИФВЭ, Протвино)
 Чушиков О.В. (МИФИ, Москва)
 Шагинян С.А. (ЕРФИ, Ерван)
 Шрамченко В.И. (ХФТИ, Харьков)
 Шульга Н.Ф. (ХФТИ, Харьков)
 Язьмин И.А. (ИФВЭ, Протвино)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫВОДА ИЗ УСКОРИТЕЛЯ ПРОТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ИЗОГНУТЫМ КРИСТАЛЛОМ

Бавижев М.Д., Воробьев С.А., Таратин А.М., Цыганов Э.Н.

Институт физики высоких энергий, Протвино

Х.Жен Ши

SSCI, США

Кристаллический септум уже успешно опробован для вывода пучка протонов из ускорителя в ОИЯИ и ИФВЭ. Относительно невысокая эффективность вывода из синхротрона ИФВЭ, где вывод был многооборотным, объясняется сильным возмущением пучка ускорителя использованным кристаллом.

Эффективность вывода пучка из ускорителя может быть существенно увеличена за счет многократных проходов частиц через кристаллический дефлектор, если длину его ограничить.

1. Ограничение на уширение пучка ускорителя многократным рассеянием в кристалле

$$S \leq S^*, \quad \theta_{ms}(S^*) = \theta_c, \quad (1)$$

где θ_{ms} — среднеквадратичный угол многократного рассеяния частиц, проходящих кристалл в разориентированном случае, θ_c — критический угол каналирования.

2. Ограничение на ослабление пучка за счет неупругих ядерных взаимодействий в кристалле

$$S \ll S_n, \quad (2)$$

где S_n — длина неупругих ядерных взаимодействий.

Компьютерное моделирование многооборотного вывода пучка было проведено для ускорителя У-70 ИФВЭ и недавно, совместно с американцами, для строящегося сверхпроводящего суперколлайдера (SSC) [1]. В качестве дефлектора был выбран кристалл кремния, изогнутый вдоль

(110) плоскостей. Для кремния S_n 45.5 см; при энергии 70 ГэВ и 20 ТэВ $S^* = 1.5$ мм и 42 см соответственно. Таким образом, для синхротрона ИФВЭ более жестким является требование (1), и длина кристалла должна быть порядка 1 мм. Для SSC ситуация обратная — ограничивающим является требование (2), и можно использовать более длинные кристаллы: $S \sim 1$ см.

Другим важным для осуществления вывода обстоятельством является расходимость внутреннего пучка ускорителя. Для синхротрона ИФВЭ типичная величина расходимости $\theta_{ms} = 300$ мкрад, что значительно больше критического угла каналирования $\theta_c = 25$ мкрад. Захват в режим каналирования для такого широкого пучка очень мал. Однако при медленном наведении гало пучка на кристалл бэмпом орбиты частицы входят в кристалл под малыми углами, и можно добиться высокой эффективности вывода пучка из синхротрона, используя имеющийся канал медленного вывода [1].

Кроме ингенсивного многократного рассеяния неканализованные частицы испытывают в изогнутом кристалле объемное отражение в усредненном поле изогнутых плоскостей. Для короткого кристалла эти отражения приводят к охлаждению фракции гало пучка ускорителя [1]. Благодаря эффекту охлаждения частицы попадают в угловую область захвата при последующих оборотах в ускорителе, что позволит получать высокую эффективность вывода и в реальных условиях нестабильности питания электромагнитов при относительно быстром наведении пучка на дефлектор.

Для SSC в месте предполагаемого вывода, который планируется осуществлять отклонением частиц в вертикальной плоскости, расходимость пучка в несколько раз меньше критического угла каналирования. Эффективность отклонения на требуемый угол такого пучка достигает 80%. Основная проблема с выводом пучка из SSC состоит в обеспечении заданного темпа наведения частиц гало пучка на кристалл. Для планируемых экспериментов это составляет $(1 \div 2) \times 10^8$ р/с. При этом нельзя возмущать ядро пучка, чтобы не нарушался коллайдерный режим. В проведенных компьютерных экспериментах проблема наведения решалась введением фильтрованного шума в ускоряющий промежуток. Это создавало диффузию частиц из области, близкой сепаратрисе.

Результаты моделирования показывают, что эффективность вывода протонов из SSC изогнутым кристаллом может быть более 90 процентов. Вклад кратных прохождений в эффективность достигает 50 процентов для короткого кристалла с длиной менее 3 см. Частицы входят в дефлек-

тор около его внутреннего края в узкой области, ширина которой порядка десятка микрон и зависит от параметров вводимого в ускоряющий промежуток шума. Даже при оптимально выбранных условиях несколько процентов частиц за счет ядерных взаимодействий будут создавать радиационные повреждения в кристалле. Поэтому вопрос радиационной стойкости кристалла при поверхностном интенсивном облучении протонами высоких энергий наряду с механизмом наведения гало пучка на кристалл требует проведения экспериментальных исследований.

Глубину заброса частиц на дефлектор можно увеличить, используя потенциальное рассеяние их в ультратонком кристалле. Требуемая толщина кристалла-рассеивателя $S = \lambda/4$, где λ — пространственный период колебаний частиц в плоскостном канале. Для SSC и кристалла (110) Si это около 100 мкм. Рассеиватель размещается на некотором расстоянии перед дефлектором с таким же удалением от орбиты в горизонтальной плоскости. Тогда частицы гало пучка за счет введения шума в ускоряющий промежуток будут попадать вначале на кристалл-рассеиватель, проходя который, могут отклоняться на угол, близкий критическому. Выбирая расстояние между дефлектором и рассеивателем так, чтобы реализовать максимум смещения по координате, можно увеличить заброс частиц на дефлектор на сотни микрон.

Список литературы

- [1] Taratin A.M. et al. Report SSCL 28/91-15. — Texas, 1991.

ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ
ИЗОГНУТОГО МОНОКРИСТАЛЛА БЛОКА 25
ПРИ ВЫВОДЕ ПРОТОНОВ НА УСТАНОВКУ ПРОЗА
ОДНОВРЕМЕННО С ВЫВОДОМ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

А.А.Асеев, М.Д.Бавижев, А.Н.Васильев, В.Н.Гришин,
Э.А.Людмирский, В.А.Маишеев, С.Б.Нурушев,
В.Л.Рыков, В.Л.Соловьянов, Ю.С.Федотов

Институт физики высоких энергий, Протвино

В конце 1990 г. осуществлен первый сеанс поляризационных исследований установки ПРОЗА (канал 14) на пучке протонов с энергией 70 ГэВ, выведенных из ускорителя ИФВЭ с помощью изогнутого монокристалла кремния, установленного в вакуумной камере магнитного блока 25. Первые результаты вывода протонов на установку ПРОЗА сообщались в [1]. Здесь приводятся результаты вывода протонов на установку ПРОЗА в совместном с выводом вторичных частиц режиме.

Важной особенностью использования монокристалла в нашем случае являлась необходимость наведения пучка на монокристалл, установленный в зоне огибающей пучка ($\sim 55 - 60$ мм от центральной орбиты), что значительно дальше рабочих координат внутренних мишеней (± 40 мм). Для этого потребовалось к локальному искажению (бампу) замкнутой орбиты, обычно используемому для наведения пучка на мишень канала 2 (Т1 на рис.1) и формируемому с помощью блоков 20 и 26, сформировать дополнительный бамп с помощью блоков 22 и 28. Такое локальное искажение орбиты обеспечивает требуемое отклонение пучка в районе установки кристалла и не создает "узких" мест в других точках азимута ускорителя.

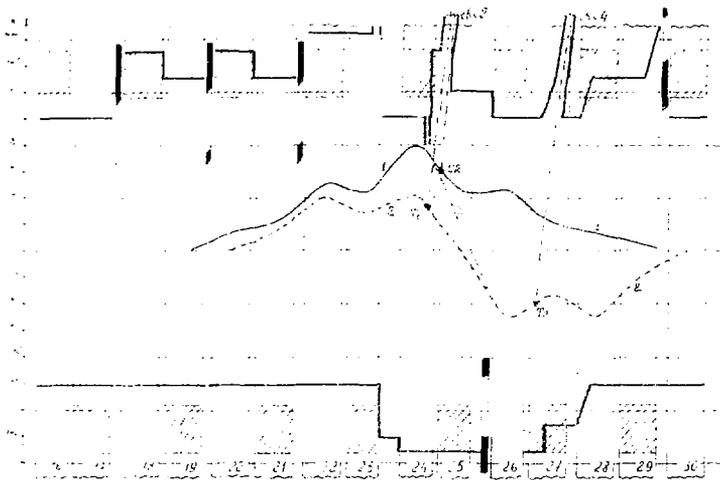


Рис. 1. Схема одновременного вывода протонов и вторичных частиц из ускорителя.
 1-1 - локальное искажение (близ) замкнутой орбиты при наведении пучка на монокристалл; 2-2 - близ замкнутой орбиты при одновременном наведении пучка на мишени T1 и T2; 1-3-2 - близ замкнутой орбиты при одновременном выводе протонов с кристалла (CR) и вторичных частиц с мишени T2. Цифры при названиях блоков.

Одной особенностью нового способа вывода было требование сохранить возможность одновременной с установкой ПРОЗА работы физических установок других каналов (например, 4 и 18) на пучках вторичных частиц.

Рис.1 поясняет возможность осуществления наведения пучка на кристаллический дефлектор с учетом указанных особенностей. Кривая 1-1 - локальное искажение замкнутой орбиты для наведения пучка на монокристалл, сформированное с помощью четырех блоков при независимой работе установок. Кривая 2-2 - локальное искажение орбиты при одновременном наведении пучка на внутренние мишени каналов 2 (T1) и 4 (T2), установленные в магнитных блоках 24 и 27. При одновременном выводе ускоренных протонов с помощью кристалла (CR) в канал 2 (ch2) и вторичных частиц в канал 4 (ch4) локальное искажение имеет форму, представленную кривой 1-3-2.

Для создания локального искажения, аналогичного кривой 1-1 рис.1, можно использовать другую комбинацию блоков (например, блоки 20, 26 и 21, 27). В некоторых режимах в случае совместной работы с нерезонансным м.сл.ленным выводом [2,3] такое локальное искажение оказывается более предпочтительным.

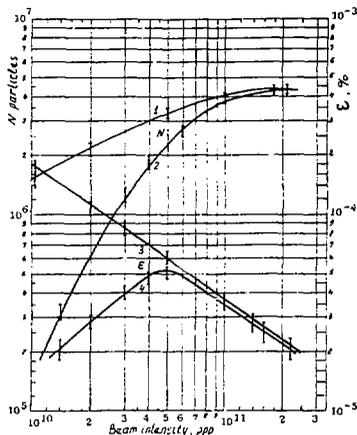


Рис. 2. Зависимости числа частиц в канале и эффективности вывода протонов от интенсивности первичного пучка, взаимодействующего с монокристаллом в двух режимах. 1, 3 - бамп наведения формируется с помощью блоков 20, 26 и 22, 28; 2, 4 - бамп формируется с помощью блоков 20, 26 и 21, 27.

Наиболее важные зависимости, характеризующие эффективность вывода протонов с помощью кристаллического дефлектора блока 25 У-70, приведены на рис.2. Кривые 1 и 2 обозначают зависимости числа частиц в канале от интенсивности первичного пучка, взаимодействующего с монокристаллом, соответственно, в двух режимах. Кривая 1 - при наведении пучка на монокристалл при помощи локального искажения, формируемого с помощью блоков 20, 26 и 22, 28 (локальное искажение 1-3-2 на рис.1); кривая 2 - локальное искажение формируется с помощью блоков 20, 26 и 21, 27 (не показано). Уменьшение выводимой интенсивности во втором случае объясняется менее благоприятным углом входа пучка в монокристалл, установленный на координату $\gamma = +55$ мм. Тем не менее второй режим при обеспечении одновременной работы кристаллического

дефлектора с внутренними мишенями других каналов более предпочтителен. Кривые 3 и 4 рис.2 представляют зависимости эффективности вывода протонов на установку ПРОЗА соответственно кривым 1 и 2. Видно, что в оптимальном случае значение эффективности вывода достигает $\sim 1.5 \times 10^{-4}$, что согласуется с ранее полученными результатами (см. например, [4,5]).

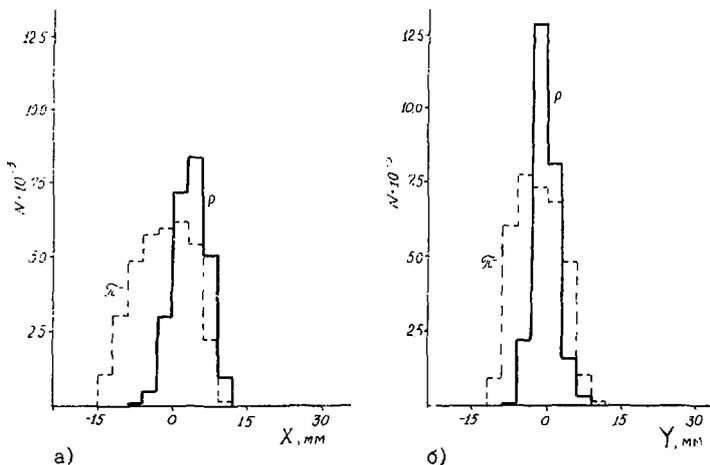


Рис. 3. Пространственное распределение пучка протонов с энергией 70 ГэВ и π^- -мезонов с энергией 40 ГэВ за 3.1 м до мишени установки ПРОЗА.

Возможность сравнить пространственные и угловые распределения пучка протонов с энергией 70 ГэВ, выведенного с помощью изогнутого монокристалла, и π^- -мезонов с энергией 40 ГэВ, получаемых с внутренней мишени блока 24, представлена на рис.3 и 4. Рис.3 - пространственное распределение за 3,1 м до мишени установки ПРОЗА, рис.4 - угловое распределение на мишени установки. На рисунках а) и б) обозначены, соответственно, распределения в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Видно, что использование монокристалла позволяет получить пучок протонов с лучшими параметрами пространственно-угловых распределений.

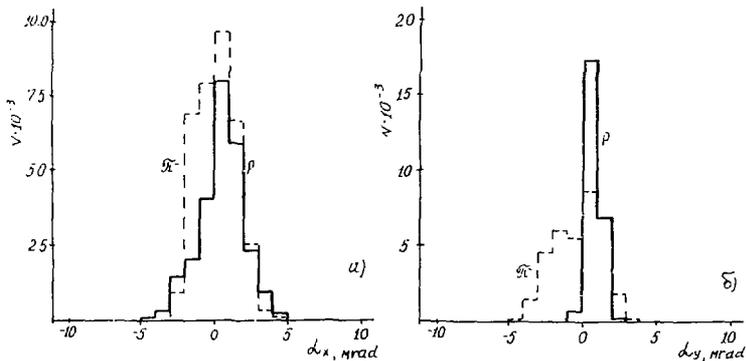


Рис. 4. Угловое распределение пучков протонов и π^- -мезонов на мишени установки ШРОЗА.

Список литературы

- [1] Асеев А.А., Бавижев М.Д. и др. Препринт ИФВЭ 89-57. - Серпухов, 1989.
- [2] Асеев А.А., Галяев Н.А. и др.// ЖТФ. 1990. Т. 60. N 9. С. 70; Препринт ИФВЭ 89-78. - Серпухов, 1989.
- [3] Asseev A.A., Zapol'sky V.N. et al.// Proceed. of the 2-nd European particle accelerator conference. - NICE, 1990. - V.2. P.1604.
- [4] Асеев А.А. и др. Краткие сообщения ОИЯИ (сборник) 1-84. - Дубна, 1984.
- [5] Carrigan R.A., Jr.// Nucl. Instr. and Meth. 1988. V. B33. P.42.

ПРИМЕНЕНИЕ ИЗОГНУТЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ ДЛЯ ВЫВОДА ПРОТОНОВ ИЗ УСКОРИТЕЛЯ ИФЗ

А.А.Асеев, М.Д.Бавижев, Э.А.Людмирский,
В.А.Маищев, Ю.С.Федотов

Институт физики высоких энергий, Протвино

ВВЕДЕНИЕ

Традиционные схемы вывода используют расклатку пучка резонансным образом [1] либо с помощью внутренних мишеней [2,3] с последующим выводом расклатанных частиц в канал с помощью электрических или магнитных дефлекторов. Использование кристаллических дефлекторов позволяет существенно развить методы вывода частиц из ускорителей и в ряде случаев решить проблему вывода существенно меньшим количеством оборудования при более экономном использовании пространства в ускорителе. В ИФЗ первым был исследован и осуществлен многооборотный вывод протонов в канал 14 на установку ПРОЗА [4], что позволило начать на этой установке новую программу поляризационных исследований. Интенсивность выведенного пучка протонов достигает $> 4 \cdot 10^6$ частиц за цикл, что удовлетворяет требованиям эксперимента.

В связи с завершением на установке ВЕС (канал 4Д) программы исследований, выполнявшейся на пучках π^- -мезонов с энергией 37 ГэВ, намечено осуществить исследование процессов образования и распада чармованных частиц с использованием высококачественного вершинного детектора. Результаты этих исследований могут иметь большое значение в связи с подготовкой нового эксперимента МС на УНК. Для реализации намеченной программы необходим пучок протонов с энергией 70 ГэВ, интенсивностью до $2 \cdot 10^8$ прот./цикл при длительности вывода ≥ 1 с.

Ниже приводятся основные результаты исследований вывода протонов с использованием изогнутых монокристаллов.

1. Вывод протонного пучка на установку ПРОЗА

Важно отметить, что и вывод отрицательных частиц с импульсом 10 ГэВ [5] возможен при установке кристаллического дефлектора в дуге пролетающего промежутка 25. Радиальная рабочая координата кристалла соответствует краю огибающей пучка ($\sim +55 - 60$ мм). С учетом конкретной геометрии вакуумной камеры и установки кристалла внутри блока 25 на расстоянии ~ 1 м от среза блока по железу по ходу пучка совпадение частиц на ось канала обеспечивается при угле изгиба монокристалла ~ 80 град. При установке кристаллического дефлектора в камере блока 24 на расстоянии $\sim 0,5$ м от среза блока по железу против хода пучка необходимый угол изгиба уменьшится до ~ 60 град. Кроме того, потребуется меньшая амплитуда искажения замкнутой орбиты.

На рис.3 представлена схема, поясняющая возможность осуществления вывода отрицательных протонов на установку ПРОЗА с помощью кристаллического дефлектора одновременно с выводом вторичных частиц в канал с помощью решетки мишени, установленной в магнитном блоке 27. Кривая

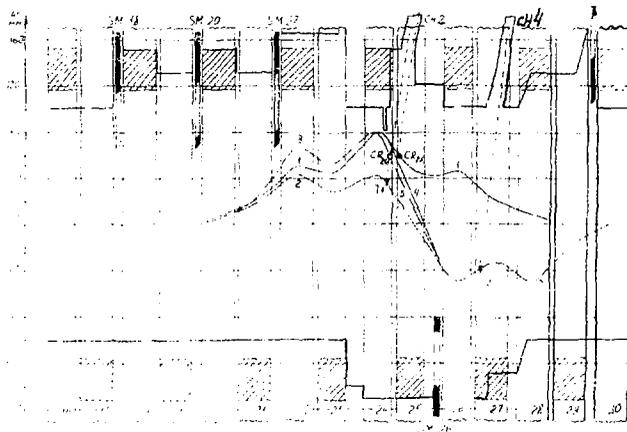


Рис. 3. Схема одновременного вывода протонов и вторичных частиц из ускорителя: кривая 1-1 — искажение замкнутой орбиты при независимом выводе с помощью кристалла; 2-2 — искажение орбиты при одновременном наведении пучка на мишени T1 и T2; 1-1-2 и 1-3-2 — искажения орбиты при одновременном выводе протонов с CH_4 или $C=2$ и вторичных частиц в мишени T2. Пунктир — траектория отрицательных протонов.

1-1 показывает локальное искажение замкнутой орбиты, сформированное с помощью блоков 20, 26 и 22, 28 для наведения пучка на монокристалл, установленный в магнитном блоке 25 (CR_{25}). Кривая 2-2 – локальное искажение орбиты при наведении пучка одновременно на внутренние мишени каналов 2 (T1) и 4 (T2). При одновременном выводе ускоренных протонов с помощью CR_{25} в канал 2 и вторичных частиц в канал 4 локальное искажение должно иметь форму, представленную кривой 1-4-2.

Можно также использовать другую комбинацию блоков (например, 20, 26 и 21, 27), обеспечивающих наведение пучка на CR_{24} (кривая 3-3-2, рис.1). Такое локальное искажение в некоторых режимах в случае совместной работы с нерезонансным медленным выводом [3,6] оказывается более предпочтительным.

О первых результатах вывода сообщалось в [4]. В канале зафиксирована интенсивность $\sim 4 \cdot 10^6$ протонов при наведении на кристалл $\sim 10^{11}$ частиц/цикл, т.е. эффективность вывода составила $\sim 4 \cdot 10^{-5}$. Дальнейшие исследования привели к более высокому значению эффективности $\sim 8 \cdot 10^{-5}$; в канале получено $2,0 \cdot 10^6$ протонов при наведении на кристалл $\sim 2,5 \cdot 10^{10}$ частиц/цикл ускорения. Работа осуществлялась одновременно с выводом вторичных частиц в канал 4, координата кристалла соответствовала $r \approx 55$ мм относительно центральной орбиты.

Результаты вывода протонов, полученные в V физическом сеансе 1990 г., дают значение эффективности $\sim 1,5 \cdot 10^{-4}$. Это согласуется с ранее сообщавшимися данными (см., например, [7]). Экспериментальная зависимость представлена в [9]. Размеры выведенного пучка в районе мишени экспериментальной установки соответствуют требуемым.

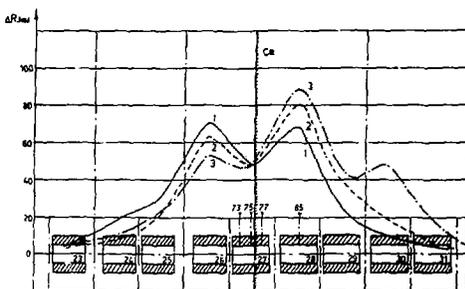


Рис. 2. Локальные искажения орбиты для наведения пучка на кристалл, формируемые работой баппа 24-30 вместе с 23-29, 25-31 и 26-32 (кривые 1-1, 2-2 и 3-3). Азимут установки кристалла отмечен штрихованной линией.

2. Вывод протонов на установку ВЕС

При существующем расположении канала 4 относительно ускорителя в данном варианте вывода кристаллический дефлектор устанавливается в радиально-дефокусирующем блоке 27 на расстоянии $\sim 6,5$ м от его среза по железу по ходу пучка с углом изгиба ~ 85 мрад.

На рис.2 представлены несколько вариантов локальных искажений замкнутой орбиты, позволяющих осуществить наведение ускоренного пучка протонов на монокристалл на его рабочей координате. Используется основной бамп канала 4, формируемый с помощью токов дополнительных обмоток магнитных блоков 24 и 30 У-70, вместе с бампами, формируемыми с помощью блоков 23, 29 (кривая 1-1), 25, 31 (кривая 2-2) и 26, 32 (кривая 3-3). Видно, что можно в широких пределах менять угол входа пучка в монокристалл и обеспечивать наилучшие условия захвата частиц в режим канализования. Такая схема наведения позволяет существенно ослабить требования к взаимной юстировке пучка и монокристалла и упростить конструкцию дистанционно-управляемого гониометра. Данные угловых отклонений пучка на азимуте установки монокристалла (СР на рис.2) для различных комбинаций и сил бампов приведены в таблице.

Таблица 1.

Возмущение поля в доп. обмотках, %	Только бамп 24-30		Бамп 24-30, 3% совместно с бампами					
			23-29		25-31		26-33	
	г, мм	г', мрад	г, мм	г', мрад	г, мм	г', мрад	г, мм	г', мрад
1.0			42,34	-0.03	42.61	0.418	41.94	0.840
2.0			49.25	0.203	49.82	0.605	48.78	1.419
3.0	35.70	0.168	56.00	-0.381	56.89	0.761	56.26	1.912
4.0	47.19	0.222						

Из табл.1 видно, что угловой диапазон перемещений пучка относительно монокристалла при наведении на его рабочей координате $\sim 1,6$ мрад. Это больше полного углового разброса частиц в пучке максимальной энергии. Выбор оптимального угла изгиба монокристалла для вывода пучка канал 4Д иллюстрируется рис.3, где приведена зависимость параметров выводимого пучка ΔR и $\Delta R'$ на выходе из ускорителя (в прямолинейном промежутке 28) от угла изгиба монокристалла θ . ω на рис.3 - угловой диапазон изгиба монокристалла, обеспечивающий попадание частиц аксептанс канала. Поскольку канал 4 является основным потребителем пучков вторичных частиц с внутренних мишеней, то с появлением протонного пучка расширяются экспериментальные возможности

не только установки ВЕС, но и расположенных на нем других физических установок - ГАМС, ИСТРА, МИС ОИЯИ. В настоящее время осуществляются работы, обеспечивающие начало исследований по выводу пучка на установку ВЕС в 1991 г.

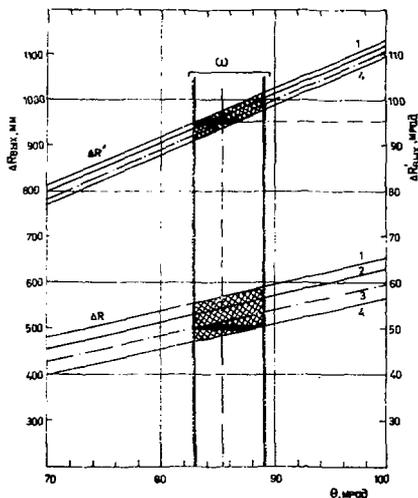


Рис. 3. Зависимость параметров пучка на выходе ускорителя (в середине ПП-28) от угла изгиба монокристалла.

3. Перспективы использования монокристаллов на ускорителе ИФВЭ

Развитие экспериментальной базы ИФВЭ, связанное с сооружением УЧК и созданием ряда новых физических установок, предполагает расширение комплекса тестовых зон на существующем ускорителе для подготовки аппаратуры к работе с пучком частиц тэвной области энергий. Наиболее полное и эффективное использование ускоренного пучка У-70 может быть достигнуто, если для вывода частиц, помимо существующих классических устройств, применить изогнутые монокристаллы.

Анализ существующей экспериментальной базы ИФВЭ с учетом трансформации ее под задачи, связанные с УНК, показал, что на У-70 имеется целый ряд зон, где применение монокристаллов позволит значительно расширить возможности использования комплекса. Наиболее перспективные (часть из которых уже используется) показаны на рис.4 темными кружками.

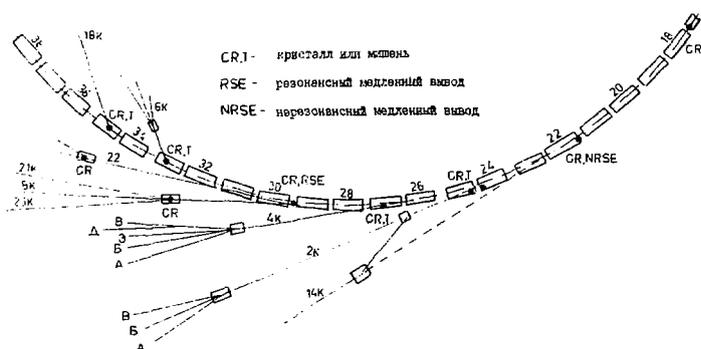


Рис. 4. Зоны перспективного использования изогнутых монокристаллов для вывода ускоренных протонов из У-70.

Как уже отмечалось, при использовании изогнутых монокристаллов экспериментально получено значение эффективности вывода пучка из У-70 $\sim 10^{-4}$. Это значит, что для получения на экспериментальной установке $\sim 10^6$ частиц необходимо навести на кристаллический дефлектор $\sim 10^{10}$ частиц ускоренного пучка. Такое значение интенсивности представляет собой величину, на два порядка меньшую интенсивности, обычно сбрасываемой на внутреннюю мишень для формирования пучков вторичных частиц при одинаковой загрузке аппаратуры установки. Интенсивность частиц $\sim 10^{10}$ за цикл У-70 содержится фактически в гало ускоренного пучка, окружающем его плотную часть (см., например, [8]). Эти частицы могут быть легко выведены, что (кроме обеспечения программы физэкспериментов) позволит сформировать пучок нужных размеров для высокоэффективного вывода его в направлении УНК.

Таким образом, использование изогнутых монокристаллов обеспечит значительное по сравнению с внутренними мишенями уменьшение радиационных нагрузок на оборудование ускорителя, сокращающих срок его службы. Этот фактор будет иметь особенно большое значение после реконструкции ускорителя, когда он, в качестве инжектора УНК, станет работать с интенсивностью, значительно превышающей существующую. В этих условиях использование монокристаллов для вывода ускоренных протонов вместе с ограничением сбросов на остающиеся внутренние мишени будет способствовать долговременной работе ускорительного комплекса без выхода из строя из-за переоблучения его физического оборудования.

Заключение

Впервые полученный на ускорителе ИФВЭ опыт обеспечения в течение длительного (2 сеанса) времени нового способа вывода протонов максимальной энергии с помощью изогнутого монокристалла для физических экспериментов позволяет сделать заключение о его надежности, высокой стабильности параметров пучков, совместимости с другими способами и режимами вывода частиц. Простота использования монокристаллов предполагает целесообразность широкого их использования для вывода пучков как на ускорителе ИФВЭ, так и на других ускорителях более высоких энергий.

Список литературы

- [1] Федотов Ю.С. Препринт ИФВЭ 71-63. - Серпухов, 1971.
- [2] Steinbach Ch. CERN/MPS/CO 70-7. - Geneva, 1970.
- [3] Асеев А.А. и др. Препринт ИФВЭ 89-78. - Серпухов, 1989.
- [4] Асеев А.А. и др. Препринт ИФВЭ 89-57. - Серпухов, 1989.
- [5] Arokin V.D. et al.// Nucl. Phys. 1985. В.255. P.253.
- [6] Asseev A.A. et al.// Proceed. of the II EPAC, NICE, 1990. - V.2. P.1604.
- [7] Carrigan R.A.// NIM 1988. В.33. P.42.
- [8] Асеев А.А. и др. Препринт ИФВЭ 79-91. - Серпухов, 1979.
- [9] Асеев А.А. и др. Препринт ИФВЭ 91-25. - Протвино, 1991.

О ВОЗМОЖНОСТИ ВЫВОДА ТЭВНЫХ ПУЧКОВ ИЗ КОЛЛАЙДЕРОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИЗОГНУТЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ

М.А.Маслов, Н.В.Мохов, И.А.Язынин

Институт физики высоких энергий, Протвино

Как показали исследования последних лет, наиболее привлекательной возможностью вывода пучков из создаваемых коллайдеров является использование монокристаллов. При этом необходимая интенсивность пучков $\cong 10^8$ р/с для проведения экспериментов на неподвижной мишени, например, в области физики В-мезонов и организации тестовых измерений, может быть достигнута без интерференции с экспериментами на встречных пучках. Ниже на примере SSC предпринимается попытка ответа на два вопроса: какова эффективность отклонения кристаллом пучка в выводной канал и какая интенсивность взаимодействия частиц с кристаллом достижима без нежелательных последствий для ускорителя и коллайдерных экспериментов.

Требуемый угол отклонения пучка $\vartheta = 100$ мкрад при 20 ТэВ обеспечивается кристаллом кремния длиной 30 мм. Его критический угол $\vartheta_c \cong 1$ мкрад, а угловая расходимость пучка при $\beta = 300$ м составляет $\cong 0,4$ мкрад, что приводит к деканализованию $\cong 3 - 4\%$ частиц при одиночном прохождении. Оценки показывают, что остальные механизмы деканализования в рассматриваемом случае добавляют 15-20%, т.е. достижимая эффективность отклонения при одиночном прохождении пучка составляет 75-80%.

Эффективность многооборотного вывода моделировалась нами путем расчета движения частиц в ускорителе матричным методом и численного решения уравнений движения в поле изогнутых атомных плоскостей с учетом многократного кулоновского и неупругого ядерного рассеяний. В табл.1 приведена эффективность вывода части пучка протонов из SSC при медленном увеличении амплитуды колебаний в зависимости от угла юстировки ϑ кристалла относительно оси циркулирующего пучка. Кристалл

расположен в прямолинейном промежутке в месте, где $\beta = 500$ м. Там же приведено число оборотов протонов до их захвата в режим канализования.

Таблица 1

ϑ (мкрал)	-6	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4	5	6	8
I (%)	2	5	18	42	67	90	94	90	75	64	52	42	33	23
n (оборотов)	42	30	22	15	8	4	1	3	5	8	13	17	22	32

Для случая быстрого роста амплитуды колебаний данные приведены в табл.2 для двух значений ширины кристалла δ .

Таблица 2

Амплитуда (мм)	1	2	3	4	5
$\delta = 0,2$ мм	94	90	84	74	62
$\delta = 3$ мм	73	54	40	26	19

Рассмотрены два механизма увеличения амплитуды колебаний пучка в процессе проведения экспериментов на встречных пучках.

1) Рассеяние протонов пучка на остаточном газе. Давление остаточного газа в холодной части кольца SSC ($\cong 76$ км) принято равным 10^{-8} Торр по водороду и $\leq 10^{-10}$ по окисям углерода; в теплой части кольца ($\cong 11$ км) давление по азоту $\cong 10^{-9}$ Торр.

2) Рассеяние протонов в результате р-р-встреч.

На рисунке приведено распределение заброшенных на кристалл протонов, получивших в результате взаимодействий приращение амплитуды, в зависимости от положения кристалла: кривая 1 - при рассеянии на остаточном газе, 2 - в упругих р-р-взаимодействиях. Там же приведены данные для протонов, потерявших часть импульса в р-р-дифракции и забрасываемых на кристалл, расположенный в точке орбиты пучка с дисперсией $\eta = 4$ м (кривая 3).

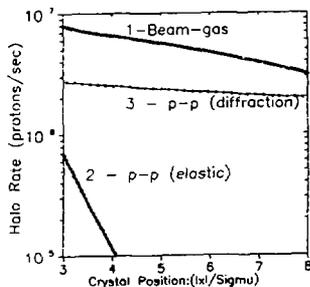


Рис. 1.

Выводы

1. Достижимая эффективность многооборотного вывода 20-ТэВ пучка из SSC оценивается на уровне 90% при идеальной юстировке кристалла и снижается до $\cong 60\%$ при его разориентации на ± 3 мкрад.

2. Темп наведения пучка на кристалл из-за рассеяний на остаточном газе составляет 10^7 прот/с и примерно столько же из каждого места встреч. Создавая локальное увеличение давления газа и предполагая 2-3 одновременно идущих коллайдерных эксперимента, можно ожидать увеличения интенсивности выведенного пучка до $\cong 10^8$ р/с. Перспективным методом увеличения гало пучка представляется использование фильтрованного ВЧ-шума.

3. Оценки показывают, что значимого влияния на работу ускорителя вывод пучка с помощью кристалла оказывать не будет.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМ ВЫВОДА ПУЧКА И ЛОКАЛИЗАЦИИ ПОТЕРЬ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИЗОГНУТЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ НА УНК

И.А.Язынин

Институт физики высоких энергий, Протвино

В работе рассматривается возможность использования двух вариантов систем формирования пучка и вывода протонов на УНК с применением монокристаллов в качестве мишеней. Первый – с использованием каналирования [1], второй основан на эффекте объемного отражения в изогнутом кристалле [2].

В первом случае (рис.1) предполагается использование короткого кристалла, изогнутого на небольшой угол, необходимый для обеспечения приращения амплитуды бетатронных колебаний частиц в результате отклонения протонов, достаточного для их заброса в зазор септум-магнита. Пучок медленно подводится к кристаллу путем искажения замкнутой орбиты бамп-магнитами. Расчеты конкретных систем в УНК показали, что для локализации потерь и многооборотного вывода пучка достаточно отклонять частицы на угол $\alpha \sim 100$ мкрад.

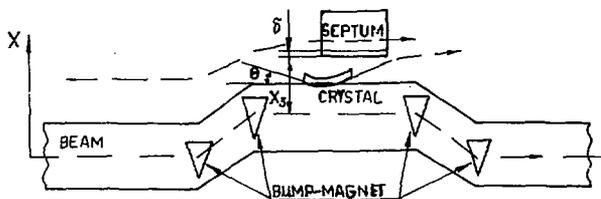


Рис. 1. Схема вывода пучка с использованием эффекта каналирования частиц в изогнутом монокристалле.

Трасектории частиц в кристалле определялись численным решением уравнений движения в поле изогнутых атомных плоскостей [3] с учетом многократного рассеяния на электронах и ядрах и ядерных потерь. Движение частиц в ускорителе моделировалось матричным методом. В компьютерном эксперименте производилось равномерное наведение гало протонного пучка на дефлектор. Интенсивность выведенного пучка в зависимости от углового положения (юстировки) кристалла относительно оси пучка показана на рис.2.

Частицы, не попавшие в область захвата в режим каналирования, рассеиваясь на кристалле, увеличивают амплитуду бетатронных колебаний и после нескольких пересечений с мишенью попадают в нее или теряются из-за ядерных взаимодействий.

Пунктирной линией (кривая 3) показана кратность прохождения частиц через кристалл $N(\theta)$ в зависимости от юстировки, которая имеет явный минимум при точном угловом положении мишени. Используя кристалл как датчик интенсивности, можно довольно точно с помощью гониометра или локального искажения орбиты (изменяя угловое положение мишени относительно равновесной орбиты) найти ее оптимальное положение.

Распределение плотности пересечения кристалла частицами приведено на рис.3. При медленном наведении на мишень все частицы попадают на переднюю кромку кристалла толщиной несколько микрон. Первоначально захваченные в режим каналирования частицы практически равномерно распределяются по поперечному сечению кристалла (кривые 1,2).

Для уменьшения теплового нагрева передней кромки кристалла и ее радиационного разрушения желательнее поставить тонкую рассеивающую мишень, забрасывающую протоны на кристалл на небольшую величину, меньшую толщины кристалла. Был произведен расчет системы вывода на кристалле с использованием тонкой вольфрамовой мишени с длиной по пучку 1,5 мм, что позволило значительно снизить плотность распределения протонов на передней кромке кристалла (кромка 3).

Было произведено численное моделирование систем вывода ($E = 3$ ТэВ) и локализации потерь ($E = 400$ ГэВ) с учетом неточности угловой юстировки кристалла $\theta = \pm 5(10)$ мкрад и пульсаций орбиты $\Delta x' = \pm 5(10)$ мкрад, $\Delta x = \pm 2(4)$ мм, которые могут быть вызваны нестабильностью источников питания и синхротронными колебаниями.

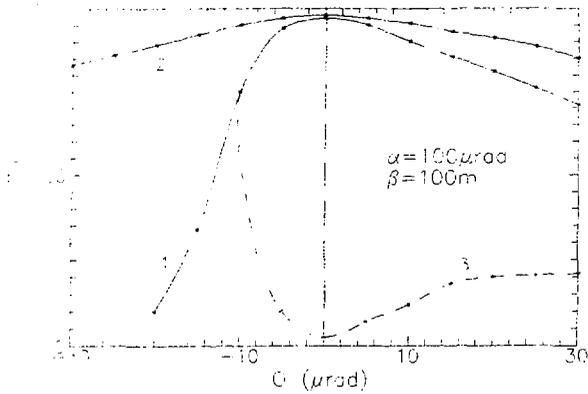


Рис. 2. Зависимость эффективности вывода пучка от углового положения кристалла $\text{Si}(110)$ длиной $l_c = 2$ мм относительно оси пучка. 1 - вывод пучка $E = 3$ ТэВ; 2 - локализация потерь $E = 400$ ГэВ; 3 - крайность прохождения частиц $E = 3$ ТэВ через кристалл.

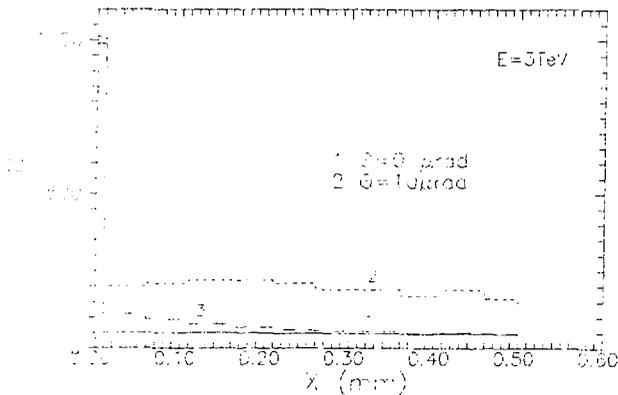


Рис. 3. Распределение числа пересечений торна кристалла частицами, $N_0 = 1000$. 1 - юстировка кристалла $\theta = 0$ микрад; 2 - $\theta = 10$ микрад; 3 - с использованием W-матрицы

Расчетная высокая эффективность систем (она составила более 95%), обеспечивается возможностью многократного прохождения частиц через дефектор, вследствие чего частицы, выпавшие из режима каналирования или рассеянные кристаллом, могут быть снова захвачены в режим каналирования и выведены. Потери на ноже толщиной $\delta = 1$ мм септум-магнита составляют менее 0,5%. Остальные потери определяются ядерным взаимодействием протонов с веществом кристалла.

Схема вывода пучка с использованием эффекта объемного отражения аналогична приведенной выше, основанной на каналировании частиц, только входные кристаллографические плоскости изогнутого кристалла повернуты на некоторый угол $\theta \gg \vartheta_0$ относительно равновесной орбиты. При установке нескольких кристаллов по ходу пучка эффект отклонения частиц в мишени усиливается в соответствующее число раз.

Средняя величина отклонения частиц пучка $\Delta\theta$ значительно зависит от радиуса кривизны кристалла R_{cr} . При R_{cr} меньшем критического радиуса, величина отклонения пучка близка к 0 и увеличивается при возрастании кривизны кристалла (рис.4).

При использовании трех кристаллов Si для локализации потерь во второй и третьей ступенях УНК средняя величина изменения амплитуды бетатронных колебаний частиц $\Delta A \approx \sqrt{A^2 + \varphi\beta^2\vartheta_0^2} - A \approx 10$ мм, $\varphi \approx 2$. Зависимость эффективности вывода пучка от положения септума при использовании трех и одного кристалла приведена на рис.5 (1,3). При большом удалении септума возрастают ядерные потери из-за увеличения кратности пересечения частицами мишени. Оптимальная величина эффективности $\approx 90\%$ будет при значении $x_s \approx 25$ мм для энергий пучка $E = 400 \div 600$ ГэВ. Потери частиц из-за ядерных взаимодействий в этом случае будут $\eta \sim 2\%$.

При использовании вольфрама для организации вывода количество изогнутых пластинок можно уменьшить в два раза, но более чем в два раза возрастет величина потерь из-за ядерных взаимодействий частиц с мишенью.

Как показало численное моделирование, при использовании шести последовательно расположенных изогнутых кристаллов кремния эффективность вывода пучка протонов энергии $E = 3$ ТэВ $\sim 97\%$ при толщине ножа септума $\delta = 0,2$ мм и $\sim 75\%$ при $\delta = 1$ мм, причем потери из-за ядерных взаимодействий составят менее 2%.

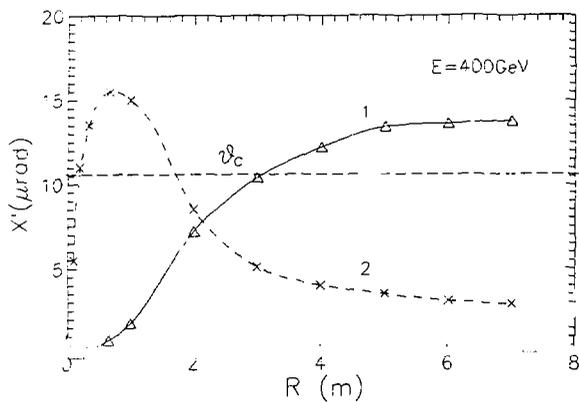


Рис. 4. Зависимость величин среднего отклонения $\Delta\theta$ (1) и среднеквадратичного рассеяния σ^2 (2) протонов при объемном отражении частиц на кристалле Si (110) в зависимости от радиуса кривизны R , без учета многократного рассеяния.

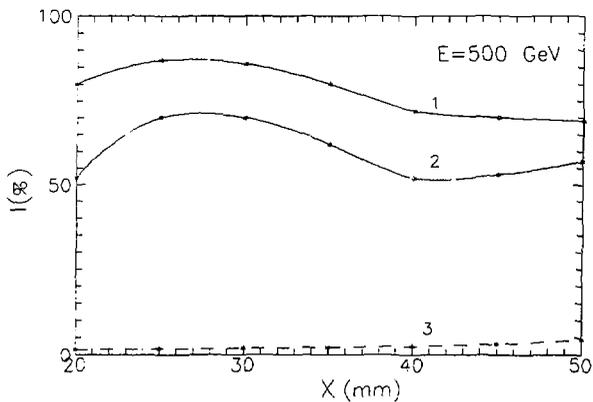


Рис. 5. Зависимость эффективности системы формирования пучка от положения септума. 1 - рассеяние на трех кристаллах; 2 - рассеяние на одном кристалле; 3 - кратность пересечения частицами мишени из трех кристаллов.

При использовании эффекта отражения пучка в изогнутом монокристалле для вывода пучка (в отличие от применения каналирования) эффективность вывода почти не зависит от пульсаций орбиты и скорости наведения на кристалл и не требуется такой точной юстировки пластинок монокристалла относительно оси пучка.

Список литературы

- [1] Асеев А.А. и др.// Аннотации докладов XII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. N 12-7, с.230. - М.: ИТЭФ, 1990.
- [2] Taratin A.M., Vorobiev S.A.// Phys. Lett. 1986. V.119. P.8.
- [3] Базылев В.А., Живаго Н.К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. - М., 1987. - С.125.

"БЕТАТРОННАЯ ОПТИКА" В ЗАДАЧЕ ВЫВОДА ГАЛО КОЛЛАЙДЕРНОГО ПУЧКА ИЗОГНУТЫМ МОНОКРИСТАЛЛОМ

В.М.Бирюков

Институт физики высоких энергий, Протвино

Одна из трудностей при выводе гало пучка коллайдера – очень малые прицельные параметры, с которыми протоны падают на кристалл. Из-за несовершенств изготовления и ориентации дефлектора существует неэффективный приповерхностный слой (скин-слой). В этой связи важно понимать влияние качества поверхности кристалла на эффективность вывода. В настоящей работе показано, что в этом случае бетатронные колебания:

- эффективно переводят протоны из квазиаморфного скин-слоя в рабочую область кристалла-дефлектора при его работе в многооборотном режиме, это резко снижает требования к качеству изготовления кристаллического дефлектора;

- фокусируют рассеявшиеся при прохождении кристалла протоны, уменьшая примерно вдвое угловую расходимость рассеянного пучка; это существенно для вывода пучка ЛНС, где угол рассеяния близок к критическому углу каналирования;

- смещают ("отражают") угловое распределение рассеянного пучка при его повторных прохождениях через дефлектор на величину порядка $1/2$ угла рассеяния.

Эти эффекты наглядно видны на фазовой диаграмме (рис.1), где показаны фазовые координаты протонов, выходящих из кристалла (отмечены 0), и их же координаты при повторном попадании в дефлектор (отмечены *).

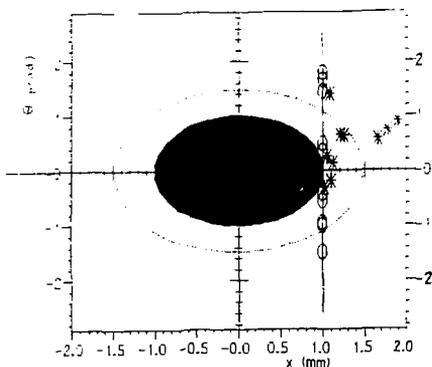


Рис. 1.

Эффекты существенно влияют на ориентационную зависимость эффективности вывода. В общем случае (если угол рассеяния велик по отношению к углу каналирования) она может иметь несколько максимумов, соответствующих направлениям первичного пучка и пучка, возмущенного после k прохождений через кристалл. Выбор, на каком максимуме работать, зависит от конкретных условий, в частности, от толщины скин-слоя по отношению к дрицельному параметру.

Расчеты одного из вариантов вывода гало пучка ЛНС (с углом отклонения $0,7$ мрад) показывают, что эффективность вывода слабо зависит от толщины скин-слоя, уменьшаясь от 70 (при идеальной поверхности) до 50% (при толщине скин-слоя 100 мкм), рис.2.

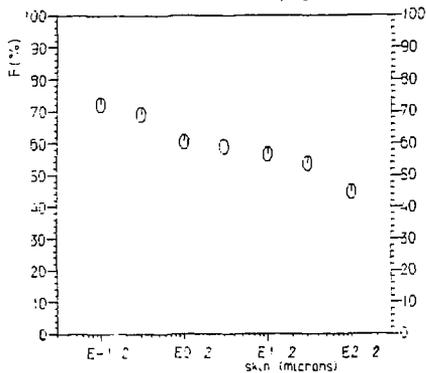


Рис. 2.

ПРИМЕНЕНИЕ ИЗОГНУТЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ В ЗАДАЧАХ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКОВ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Н.А.Галаев, В.Н.Запольский, В.И.Котов, С.В.Царик, Ю.А.Чесноков

Институт физики высоких энергий, Протвино

Идея отклонения частиц высоких энергий с помощью изогнутых монокристаллов (Цыганов Э.Н., 1976) нашла на ускорительном комплексе ИФВЭ широкое применение для формирования пучков.

Известны два механизма захвата частиц в режим каналирования: траектории частиц совпадают с касательными к кристаллографическим плоскостям на торце (торцевой захват) и в глубине (объемный захват) изогнутого монокристалла. В первом случае количество частиц с фиксированным импульсом P , захваченных в режим каналирования, зависит от отношения критического угла каналирования к расходимости падающего пучка ϕ/σ ; во втором определяется вероятностью захвата $W(R)$, зависящей только от радиуса изгиба кристалла.

Эксперимент [1] по изучению торцевого и объемного захватов с энергией 70 ГэВ в режим каналирования изогнутым кристаллом кремния ориентации (111) проводился на канале N 21 ускорителя ИФВЭ. Суть опыта заключалась в том, чтобы выявить зависимость числа отклоненных каналированных частиц от угла поворота кристалла относительно направления падающего лучка. При оптимальной ориентации кристалла возникает торцевой захват. При повороте кристалла в сторону его изгиба на угол φ , превышающий расходимость падающего пучка, возникают условия выхода пучка в глубине кристалла на касательные к изогнутым плоскостям, т.е. реализуются условия объемного захвата. Чтобы изучить зависимость вероятности объемного захвата от радиуса изгиба кристалла, он был изогнут с переменным радиусом кривизны от $R = \infty$ на одном конце до $R = L_0/2$, на другом, где $L_0 = 100$ мм - длина кристалла, $\alpha_0 = 21$ мрад - угол изгиба.

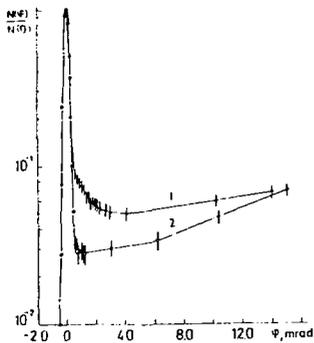


Рис. 1. Графики зависимости числа отклоненных частиц от угла поворота кристалла относительно направления падающего пучка.

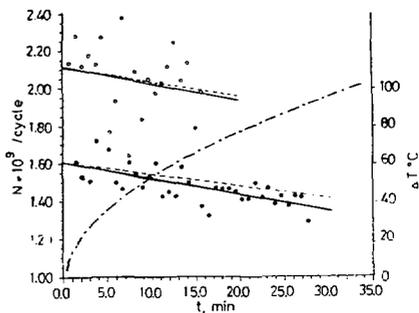


Рис. 2. Результаты измерения зависимости интенсивности отклоненного кристаллом пучка от времени. Экспериментальные данные (белые и черные точки, соответствующие интенсивности прямого пучка 6×10^{12} и 4.5×10^{12} /цикл) фитированы сплошными линиями. Штриховые линии - результаты расчета. Штрихпунктирная кривая - изменение температуры кристалла при нагреве его пучком.

Измерение зависимости числа отклоненных частиц от угла поворота φ проводилось дважды. Сначала пучок падал на кристалл со стороны больших R , так что по мере вращения кристалла в сторону изгиба в месте выхода траекторий частиц на касательные к плоскостям радиус кривизны уменьшался. Затем кристалл переворачивался на 180° так, что частицы налетали со стороны малых R и в месте объемного захвата радиус кривизны с изменением угла поворота φ нарастал. Графики зависимости числа отклоненных частиц (в относительных к максимуму единицах) от угла поворота кристалла в первом и втором случаях приведены на рис.1 (кривые 1 и 2 соответственно). Острые пики соответствуют торцевому захвату частиц в режим канализования, пологая часть - объемному захвату. С помощью анализа кривых 1,2 рассчитано значение вероятности объемного захвата частиц при различных радиусах изгиба кристалла. Зависимость $W(R)$ близка к линейной, при этом $W_{|R=2M} \approx 0,3\%$, $W_{|R=10M} \approx 1\%$. Объемный захват может быть более

эффективен, чем торцевой, при отклонении пучков с большой угловой расходимостью. В этом случае открывается возможность использования изогнутых монокристаллов для формирования пучков вторичных частиц.

С целью выяснения возможности формирования пучков высокой интенсивности ориентированный изогнутый монокристалл кремния Si(111) размером $35 \times 0,5 \times 40$ мм³ (угол изгиба ≈ 13 мрад) вводился в плотную часть выведенного пучка протонов. Использовался пучок медленного и быстрого вывода (время вывода 0,5 с и 5 мкс соответственно; период повторения циклов - 9 с). Результаты измерений на медленном выводе представлены на рис.2. Плотность пучка быстрого вывода в месте расположения кристалла была $> 10^{14}$ /см²/цикл. Интенсивность отклоненного пучка составила рекордную цифру $\approx 10^{10}$ /цикл, при этом не было замечено существенной зависимости числа отклоненных частиц от времени и нагрева кристалла.

Канализующие свойства кристалла, помещенного в интенсивный пучок, не ухудшились при прохождении через кристалл $\geq 10^{18}$ част./см².

Для обеспечения одновременной работы трех каналов (N 21, 22, 23) были использованы два изогнутых кремниевых кристалла. Первый кристалл размером $20 \times 0,5 \times 30$ мм² (длина \times толщина \times высота) отклонял в канал N 22 (угол отклонения 8,1 мрад) захваченную в режим каналирования часть протонного пучка интенсивностью $\approx 10^8$ част./цикл при интенсивности исходного протонного пучка $\approx 5 \times 10^{11}$ /цикл. Второй кристалл размером $60 \times 0,5 \times 15$ мм² отклонял в канал N 21 (угол отклонения 60 мрад) часть протонного пучка интенсивностью $\approx 10^7$ част./цикл. При этом основная часть протонного пучка направлялась на мишень канала N 23. Потери частиц на обоих кристаллических сплиттерах не превышали $\approx 10^9$ /цикл, т.е. 0,2% от интенсивности основного пучка. Полученные в каналах N 21 и 22 интенсивности пучков достаточны для постановки ряда экспериментов.

Свойство изогнутого монокристалла действовать на пучок в пределах малого фазового объема $\varepsilon \approx 2\phi t$ (ϕ - критический угол каналирования, равный $0,02 \div 0,002$ мрад для частиц с энергией $100 \text{ ГэВ} \div 10 \text{ ТэВ}$ в кремнии плоскостной ориентации (111), $t \leq 1$ мм - толщина кристалла) может быть использовано для получения полной информации о характеристиках исходного пучка (эмиттанс, профиль, гало, разброс по импульсам) [4]. Гало пучка измерялось на уровне $\geq 10^{-7}$ от максимума, импульсный разброс частиц с разрешением $\Delta P/P < 10^{-4}$.

Эффективность отклонения частиц кристаллами обычно невелика, $\eta \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$, так как эмиттанс ε выведенных пучков на ускорителях су-

щественно превышает аксептанс кристалла $2\phi t$ (отношение $2\phi t/\varepsilon \approx 10^{-2}$). Однако отклоненные монокристаллами пучки хорошо сформированы, и при высоком качестве изготовления, изгиба и юстировки кристаллов их эмиттанс приближается к величине $2\phi t$. Поэтому следует ожидать существенного повышения эффективности поворота пучка при повторном его отклонении с помощью кристалла. Это обстоятельство было проверено на одном из каналов частиц ИФВЭ, где вместо двух отклоняющих магнитов были установлены изогнутые монокристаллы, расположенные в 70 м друг от друга. Второй кристалл, изогнутый на угол 13 мрад, отклонял 2×10^7 прот/цикл, что составило 3% частиц пучка, сформированного первым. Таким образом, показана на практике возможность создания кристаллических каналов транспортировки пучков частиц умеренной интенсивности. Кристаллические каналы могут стать очень дешевым средством для создания тестовых зон на ускорителях-коллайдерах нового поколения, где создание обычных электромагнитных каналов не предусмотрено.

Изогнутые кристаллы планируется также использовать на каналах частиц УНК, прежде всего, для формирования протонных пучков умеренной интенсивности [5].

Выполненные исследования на ускорителе ИФВЭ показывают, что изогнутые монокристаллы могут формировать пучки высокой интенсивности (см. таблицу, в которой приведены некоторые характерные результаты), при этом длительно выдерживая радиационные и тепловые воздействия. Они нашли широкое применение для деления выведенного протонного пучка на части и увеличения тем самым числа одновременно работающих экспериментальных установок. Дальнейшие исследования с монокристаллами не только по отклонению, но и фокусировке пучков могут привести к существенному расширению области их применения. Особенно перспективным представляется использование монокристаллов на будущих ускорителях гэвного диапазона, где стандартный подход к формированию пучков требует больших средств.

Таблица 1. Некоторые достижения практической кристаллооптики (по результатам наших экспериментов с интенсивными пучками 70-ГэВ протонов)

Достигнутое значение параметра	Условия проведения опыта
1. Максимальная интенсивность отклоненного пучка. Быстрый вывод: $I = 10^{10}$ /цикл Медленный вывод: $I = 2 \times 10^9$ /цикл	$\alpha = 13$ мрад $L \times H \times V = 35 \times 0.5 \times 40$ мм ³ $I_0 = 1.5 \times 10^{13}$ /цикл, $\epsilon = 1.5\pi$ мм · мрад $I_0 = 5 \times 10^{12}$ /цикл, $\epsilon = 2\pi$ мм · мрад
2. Максимальная эффективность отклонения частиц, $I/I_0 = 3\%$	$\alpha = 13$ мрад $L \times H \times V = 70 \times 2 \times 15$ мм ³ $I_0 = 4 \times 10^8$ /цикл $\epsilon_{0H} = 0.2\pi$ мм · мрад
3. Интенсивность пучков, полученных в результате последовательного отклонения двумя кристаллами (кратное каналирование), $I = 2 \times 10^7$ /цикл	$\alpha_1 = 26$ мрад $\alpha_1 = 13$ мрад $\alpha_2 = 13$ мрад $L \times H \times V =$ $= 35 \times 0.5 \times 20$ /мм ³ $= 70 \times 2 \times 15$ мм ³ $I_0 = 5 \times 10^{12}$ /цикл $\epsilon_{0H} \approx 2\pi$ мм · мрад
6. Интенсивность пучка частиц, отклоняемых кристаллом, работающим на объемном захвате, $I = 0.8 \times 10^6$ /цикл	$\alpha = 12$ мрад $L \times H \times V = 70 \times 2 \times 15$ мм ³ $I_0 = 4 \times 10^8$ /цикл $oH = 2$ мм $\epsilon_{0H} = 0.2\pi$ мм · мрад

Список литературы

- [1] Галяев Н.А. и др. Препринт ИФВЭ 90-147. - Протвино, 1990.
- [2] Бавижев М.Д. и др. Препринт ИФВЭ 89-77. - Серпухов, 1989.
- [3] Архипенко А.А. и др. Препринт ИФВЭ 90-91. - Протвино, 1990.
- [4] Чесноков Ю.А. и др. Препринт ИФВЭ 90-169. - Протвино, 1990.
- [5] Галяев Н.А. и др. Препринт ИФВЭ. 90-191. - Серпухов, 1989.

ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТОВ КАНАЛИРОВАНИЯ ЧАСТИЦ КРИСТАЛЛАМИ НА N-70 И УНК

С.Б.Нурушев

Институт физики высоких энергий, Протвино

Впервые на ускорителе с жесткой фокусировкой был реализован вывод внутреннего протонного пучка с применением изогнутого монокристалла кремния. На начальном этапе эффективность вывода составила 10^{-5} и затем была доведена до 10^{-4} , что тоже не является пределом. Монохроматичность пучка, высокая параллельность и небольшие размеры являются привлекательными особенностями этого пучка, особенно при проведении поляризационных исследований с применением поляризованной мишени.

Монокристалл кремния был использован также для эффективного торможения электронных пучков с целью получения электронных пучков низких энергий с приемлемой интенсивностью (10^3), однородных по энергии и достаточно чистых по составу. Полученный такой методикой электронный пучок с энергиями 5 и 10 ГэВ был использован на установке ПРОЗА в калибровочных измерениях.

В специальном эксперименте (ИФВЭ, ЕрФИ, ХФТИ) была продемонстрирована возможность получения поляризованных фотонных пучков, формируемых монокристаллом кремния, при параллельной регистрации тормозных электронов.

Дальнейшие планы развития работ с применением монокристаллов состоят в следующем.

1. Монокристалл является угловым сепаратором высокой точности (точность определяется углом каналирования). Это свойство кристалла может быть использовано разными способами. Два примера. Первый: известно, что при рассеянии протонов на определенные углы возникает заметная поляризация (например, на угол кулон-ядерной интерференции). Установив кристалл под определенным углом к мишени, можно отбирать эти протоны. Второй: проводя двойное упругое рассеяние протонов на

ядрах кристалла, можно измерить лево-правую асимметрию и определить поляризацию рассеянных протонов. Если предварительно прокалибровать кристалл на пучке с известной поляризацией, то можно использовать его для нахождения максимальной поляризации.

2. Изогнутый монокристалл является сепаратором как по углам, так и по энергии частиц. Это свойство кристалла можно использовать для выделения определенных каналов реакции. Так, например, образование и распад тяжелых гиперонов (с малым временем жизни) является подходящим объектом для применения изогнутых кристаллов. Уже делаются попытки измерить таким способом магнитные моменты этих частиц. В эксперименте ПОЛЭКС предусмотрено измерение поворота спина короткоживущих частиц с использованием сильных электрических полей монокристаллов.

3. Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ), возникающее при пролете заряженной частицы через кристалл, является очень привлекательным объектом. Для этого излучения можно подобрать условия, при которых интенсивность излучения становится пропорциональной γ в четвертой степени, и этот факт можно использовать для быстрого определения состава пучков высоких энергий. В перспективе при нахождении способов увеличения интенсивности ПРИ оно могло бы быть использовано для идентификации частиц.

4. Монокристаллы с большими Z (например, из вольфрама), как показывают теоретические расчеты, могут быть использованы для создания миниатюрных электромагнитных калориметров, но с достаточно хорошими параметрами.

Сотрудничество ПОЛЭКС прорабатывает в настоящее время вариант макета для исследования перечисленных выше возможностей.

ЭКСПЕРИМЕНТ ПО НАБЛЮДЕНИЮ ЭФФЕКТА
ПОВОРОТА ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПУЧКА Σ^+ -ГИПЕРОНОВ,
КАНАЛИРУЮЩИХ В ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ¹⁾

В.М.Самсонов

Ленинградский институт ядерной физики, Гатчина

¹⁾ E-761-коллорабия: Бристольский университет (Англия); Институт теоретической и экспериментальной физики (Москва); Институт физики высоких энергий (Пекин); Лаборатория им. Ферми (США);

Ленинградский институт ядерной физики (Гатчина); Университет Айова, Иельский и Нью-Йоркский университеты (США); Университет Сан-Пауло (Бразилия); Физический центр (Рио де Жанейро, Бразилия)

Еще в 1979 году Барышевский В.Г. [1] высказал идею о существовании эффекта вращения спина быстрой заряженной частицы при ее движении в изогнутом кристалле в режиме каналирования. Позднее в работах L.Pondrom, I.J.Kim [2] было обращено внимание на возможность использования этого эффекта для измерения магнитных моментов некоторых короткоживущих частиц. Не вдаваясь в подробности вывода, приведем здесь простую формулу, устанавливающую связь между углом поворота спина ($\Delta\varphi$) каналирующей в изогнутом кристалле частицы и углом ($\Delta\theta$) отклонения частицы кристаллом:

$$\Delta\varphi \simeq (2 - g) \frac{\gamma}{2} \cdot \Delta\theta,$$

где g есть g -фактор, γ - лоренц-фактор.

Магнитный момент (μ) частицы выражается, в свою очередь, через g -фактор:

$$\mu = (g \cdot q/2mc) \cdot s$$

(здесь q , m и s , соответственно, заряд, масса и спин частицы).

При высоких энергиях следует ожидать большой величины эффекта. Так, например, для Σ^+ -гиперона с энергией 375 ГэВ при повороте пучка на $\Delta\theta = 1.6$ мрад угол поворота спина составит $\Delta\varphi = 60^\circ$.

В рамках эксперимента E-761 [3] нами предпринята попытка проверки эффекта прецессии спина на поляризованном пучке Σ^+ -гиперонов в лаборатории Э.Ферми (США) [4]. Стимулирующим фактором проведения такого опыта является перспектива применения этого метода для измерения магнитных моментов частиц с тяжелыми с- и b-кварками.

Основная цель эксперимента E-761 – изучение электрослабого распада Σ^+ -гиперона ($\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$), который происходит на фоне в ~ 500 раз более вероятной реакции $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$. Именно эта последняя реакция является наиболее подходящей для изучения эффекта поворота спина Σ^+ -гиперона с точки зрения как максимально возможной статистики (branching $\simeq 52\%$), так и максимальной величины асимметрии распада (параметр асимметрии $\alpha_{\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0} = -0,98$).

Заметим, что измеренная величина асимметрии распада для каналирующих частиц по сравнению с неканалирующими является мерой изменения поляризационного состояния Σ^+ -гиперонов, прошедших изогнутый кристалл в режиме каналирования.

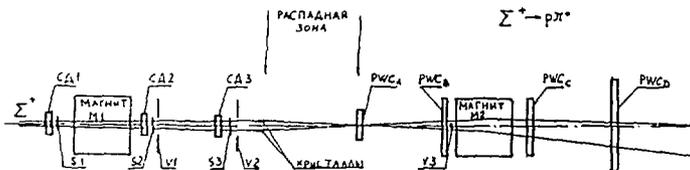


Рис. 1.

На рис.1 приведена экспериментальная установка для опыта по каналированию. Импульс гиперона измерялся спектрометром, состоящим из гиперонного магнита, станции стриповых детекторов СД1, дополнительного магнита М1 и станции стриповых детекторов СД2, СД3 (стриповые детекторы имели шаг 50μ). Станции СД2, СД3 фиксировали направление движения частицы до распада. Сцинтилляционные счетчики S1, S2, S3, V1, V2 участвовали в выработке триггерного сигнала. За станцией СД3 располагалось гониометрическое устройство с кристаллами. Перед кристаллами помещался сцинтилляционный счетчик АНТИ (включался в антисовпадения) с прямоугольными отверстиями напротив торцов кристаллов. Область между кристаллами и пропорциональной камерой PWC_A служила распадной зоной для Σ^+ -гиперонов.

Камеры PWC_A и PWC_B измеряли направление движения протонов распада. Камеры PWC_A , PWC_B , PWC_C , PWC_D и анализирующий мк вит M2 измеряли импульс протона от распада Σ^+ -гиперона. Счетчик V3 (включался в антисовпадения) дополнительно подавлял запуски от неканализующих частиц. На поверхности кристаллов были организованы детектирующие диодные структуры (по 8 стрипов на каждом кристалле). Сигналы с первых по пучку стрипов (XTAL) включались в схему электронного отбора полезных событий. Таким образом, триггерный сигнал формировался при условии

$$T = S1 \cdot S2 \cdot S3 \cdot \overline{V1} \cdot \overline{V2} \cdot \overline{V3} \cdot \overline{ANTI} \cdot XTAL.$$

Установка обеспечивала пространственное разрешение $\sigma \approx 15 \mu$, угловое разрешение $\sigma \approx 7$ мкрад, точность восстановления массы Σ^+ -гиперона $\sigma \approx 26$ МэВ. Эти параметры, возможно, будут улучшены, так как в настоящее время продолжается обработка накопленной информации.

Кристаллы толщиной 400 мкм (с ориентацией (111)) вырезались из слитка высокоомного ($\rho \geq 5$ кОм-см) кремния n-типа. Характеристики используемого кремния:

- концентрация кислорода $N_o \leq 1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$;
- концентрация углерода $N_c \leq 1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$;
- время жизни неосновных носителей $\tau \geq 1$ мс;
- плотность дислокаций $n_d = 0$;
- плотность кластеров $n_{cl} = 0$.

Обнаружен новый класс дефектов, выявленных методом пленочного декорирования (пластины с такого типа дефекта отбраковывались).

При вырезке пластин требовалось, чтобы разориентация кристаллографической плоскости (111) относительно поверхности пластины не превосходила $1 \div 1,5$ угловой минуты.

Детектирующие структуры (рис.2) созданы планарной технологией. Назначение детекторов - иметь критерий отбора частиц, прошедших кристалл в режиме канализования. Напомним, что характерной особенностью канализующей частицы являются меньшие (по сравнению с нормальными) ионизационные потери.

Для изгиба кристаллов была выбрана трехточечная схема. Дистанционно управляемое изгибающее устройство позволяло независимый изгиб начала и конца (по пучку) кристалла относительно закрепленной средней точки. Гониометрическое устройство (также дистанционно управляемое) давало необходимый набор перемещений, в частности, подстройка по углу входа частицы в кристалл могла осуществляться с шагом ~ 2 мкрад.

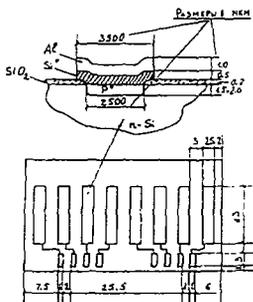


Рис. 2.

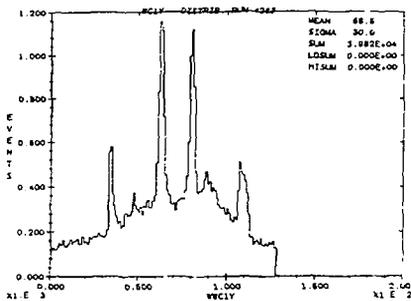


Рис. 3.

Ионизационные потери
для каналирующих частиц

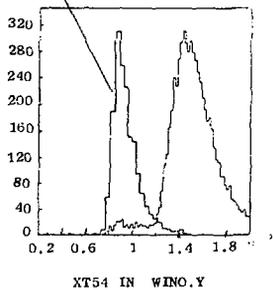


Рис. 4.

- 1 - Отклоненный пучок (кристалл 2)
- 2 - Прямой пучок
- 3 - Отклоненный пучок (кристалл 1)

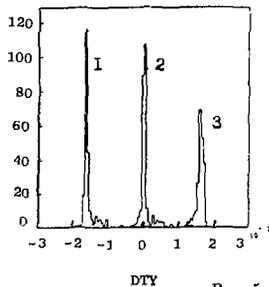


Рис. 5.

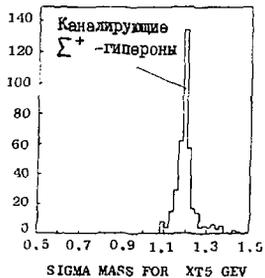


Рис. 6.

В окончательном варианте при наборе статистики работали одновременно два кристалла, один из которых отклонял пучок на $+1,6$ мрад, а другой на $-1,6$ мрад. Величина угла отклонения определялась апертурой установки. Симметричное расположение кристаллов должно помочь в устранении возможной ложной асимметрии. С этой же целью периодически изменялось направление поляризации пучка на противоположное.

В заключение приведем несколько иллюстраций.

На рис.3 показана гистограмма on-line-распределения событий по координате Y в камере PWC_c . Два пика по краям соответствуют каналирующим частицам, другие два пика (в центре) остаются от прямого пучка.

Рис.4 получен наложением двух картинок, одна из которых — амплитудный спектр со среднего стрипа одного из кристаллов, снятый с выключенным счетчиком $V3$ (т.е. без режекции прямого пучка). Из анализа соотношения пиков можно судить о вероятности захвата частицы в режим каналирования. Другая же гистограмма представляет амплитудный спектр для отобранных каналирующих частиц.

На рис.5 представлено распределение каналирующих частиц по координате DTU (разность входного и выходного углов для двух кристаллов).

Рис.6 демонстрирует отобранные Σ^+ -гипероны, прошедшие через изогнутый кристалл в режиме каналирования.

По предварительным оценкам, в эксперименте накоплено около 5000 каналирующих Σ^+ . Дополнительно измерена энергетическая зависимость (8 значений энергии от 25 до 375 ГэВ) вероятности захвата в режим каналирования (для положительно заряженных стабильных частиц) и записана информация при работе с отрицательным пучком (проверка эффекта каналирования для отрицательных частиц). Ведется обработка результатов измерений.

Список литературы

- [1] Барышевский В.Г.// Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 182.
- [2] Pondrom L.// Proc. of the 1982 summer study on elementary particle physics and future facilities. — Snowmass, 1982. P. 92; Kim I.J. Nucl. Phys. 1983. B229. P. 251.
- [3] Hyperon radiative decays. FERMILAB PROPOSAL E761, April, 1985.
- [4] Samsonov V.M., Khanzadeev A.V. Preprint LNPI-1476. — Leningrad, 1989.

МУЛЬТИСТРИНГОВАЯ МОДЕЛЬ
ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ОТКЛОНЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ
ПРОТОНОВ
ИЗОГНУТЫМИ КРИСТАЛЛАМИ

О.Э.Кривошеев

НИИ ядерной физики ТПИ, Томск

В 1976 г. Э.Н.Цыгановым предложено использовать каналирование релятивистских частиц в изогнутом кристалле для отклонения пучков в ускорителях, а также для охлаждения частиц в пучке. В 1979 г. Барышевским В.Г. [2] предсказан эффект вращения спина релятивистских частиц в изогнутом кристалле. В данной работе предлагается мульти-стринговая модель для расчета этих эффектов.

В мультистринговой модели численно решаются классические уравнения движения релятивистских частиц в поле междоузельных атомных цепочек (≥ 50) на коротких (по сравнению с длиной периода колебаний частицы в канале) участках траектории ΔS . Рассеяние на электронах канала моделируется с помощью случайного розыгрыша (по гауссовому распределению) изменения направления движения со среднеквадратичным отклонением:

$$\frac{\Delta \vartheta^2}{\Delta S_e}(r) = \frac{m_e}{Mpv\gamma} \left(-\frac{dE}{dS} \right) \frac{\rho(r)}{nZ_2}, \quad (1)$$

где M - масса частицы; p - импульс; γ - Лоренц-фактор; v - скорость; ρ - локальная электронная плотность; nZ_2 - средняя по кристаллу электронная плотность. Моделирование рассеяния на ядрах производится аналогично, для среднеквадратичного отклонения используется следующее выражение:

$$\frac{\Delta \vartheta^2}{\Delta S_n}(r) = \frac{\Delta \vartheta^2}{\Delta S_R} P_n(r), \quad (2)$$

где первый множитель соответствует среднеквадратичному углу рассеяния в аморфной мишени, а второй равен вероятности отклонения ядер мишени от положения равновесия в цепочке. В модели также учитываются

ионизационные потери энергии с учетом разделения типов столкновений по модели Ливдхарда.

Как показал анализ, проведенный в [3], вращение спина электрическим полем кристалла при квазиклассическом движении частицы адекватно описывается уравнением Баргмана-Мишеля-Телегди:

$$\frac{d\vec{\zeta}}{dt} = \frac{e}{2Mc} \left(g - \frac{2E}{E + Mc^2} \right) [\vec{\zeta} [\vec{E} \vec{\beta}]], \quad (3)$$

где $\vec{\zeta}$ - средний вектор спина, g - фактор Ланде, E - вектор напряженности электрического поля кристалла. В мультистринговой модели совместно с уравнениями движения на участках траектории численно решались уравнения (3). Вычисление изменения вектора спина при рассеянии производилось согласно [3], где показано, что мгновенная угловая скорость поворота вектора спина прямо пропорциональна мгновенной угловой скорости поворота вектора импульса.

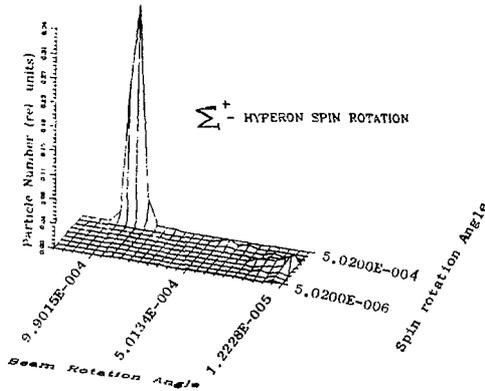


Рис. 1. Нормированная на единицу функция распределения Σ^+ -гиперонов в зависимости от углов поворота импульса и спина, $p=350$ ГэВ/с, кристалл Si, длина 2 мм, $T=293$ К.

На рисунках 1,2 приведены результаты расчетов эффекта вращения спина полем кристалла для Σ^+ -гиперонов с импульсом 350 ГэВ/с, каналирующих в кристалле Si (пачальные условия соответствуют предложениям

эксперимента [4]), для различных длин кристалла (2 и 6,5 мм соответственно).

Приведены зависимости функции распределения частиц от углов поворота импульса и спина. Показано, что с хорошей точностью выполняется соотношение между углами поворота импульса и спина

$$\Delta\varphi = \left(\frac{(g-2)\gamma^2 - 1}{2\gamma} + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) \Delta\epsilon, \quad (4)$$

где $\Delta\varphi$ - угол поворота спина, $\Delta\epsilon$ - угол поворота импульса. Однако цепочечная структура плоскостей валичие рассеяния приводят к определенной зависимости коэффициента пропорциональности от среднеквадратичных углов рассеяния [5]. Данный эффект может быть использован для исследований спиновых состояний в возбужденных короткоживущих ядрах, а также для измерения аномальных магнитных моментов элементарных частиц (например, τ - лептона).

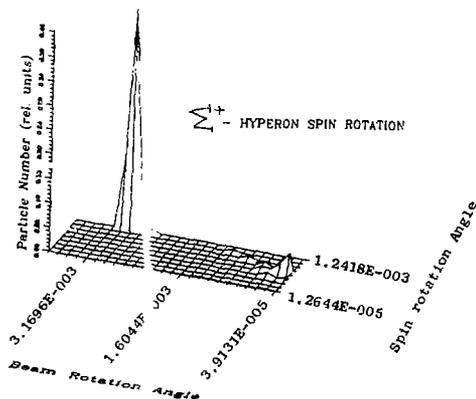


Рис. 2. Нормированная на единицу функция распределения Σ^+ -гиперонов в зависимости от углов поворота импульса и спина, $p = 350$ ГэВ/с кристалл Si, длина 6,5 мм, $T = 293$ К.

Список литературы

- [1] Tsyganov E.N. Fermilab report TM-682. - Batavia, 1976.
- [2] Барышевский В.Г.// Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 182.
- [3] Любошиц В.Л.// Ядерная физика. 1980. Т. 31. С. 986.
- [4] Samsonov V.M., Khanzadeev A.V. Preprint LINP N 1476. 1989.
- [5] Baryshevsky V.G.// NIM 1990. V. B44. P. 266.

ДЛИНА ДЕКАНАЛИРОВАНИЯ ПРОТОНОВ И ЯДЕР ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В ИЗОГНУТОМ МОНОКРИСТАЛЛЕ

Л.И.Бельзер, В.А.Болягин, И.Н.Вардьян, А.М.Грибушин, А.И.Демьянов,
А.А.Ершов, В.А.Калужский, А.И.Островидов, Л.И.Сарычева, Н.Б.Синев

НИИ ядерной физики МГУ, Москва

Предсказание [1], экспериментальное обнаружение [2] и многочисленные успешные применения эффекта каналирования протонов высоких энергий в изогнутых монокристаллах несомненно открывают широкие возможности для техники пучков частиц и фундаментальных исследований [3].

Ранее уже сообщалось [4] о наблюдении эффекта каналирования ядер высоких энергий в изогнутом монокристалле. В данной работе мы приводим экспериментальные данные по измерению длины деканалирования протонов с импульсом 9 ГэВ/с и ядер ^{16}O с импульсом 72 ГэВ/с в изогнутом монокристалле кремния для плоскости (111).

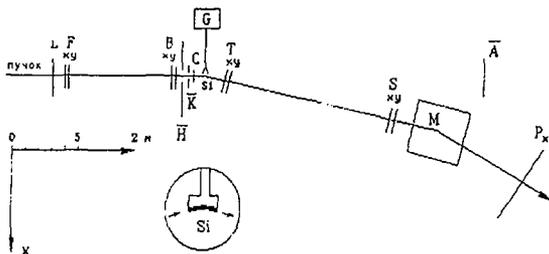


Рис. 1. Расположение детекторов установки СМС НИИЯФ МГУ на канале 4В синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ.

Сцинтилляционный магнитный спектрометр (СМС) НИИЯФ МГУ [5] был расположен на канале 4В медленного вывода синхрофазотрона

ЛВЭ ОИЯИ (рис.1). В качестве координатных детекторов использовались многоканальные свинтилляционные годоскопы F, B, T, S, P, представляющие собой сборки из тонких свинтилляторов с поперечным сечением 4×4 мм каждый. Установка включала в себя также счетчики K, C, \bar{A}, \bar{H} , анализирующий магнит M и гониометр G с кристаллом кремния Si, представлявший собой пластину размерами $20 \times 10 \times 0,28$ мм, ориентированную большой гранью параллельно кристаллографической плоскости (111) и наклеенную на деформирующую оправку. Счетчик C и годоскоп S_y использовались для определения заряда первичных и рассеянных ядер.

На рис.2а,б представлены распределения по углу рассеяния в X-плоскости упруго рассеянных протонов и ядер. Пики в спектрах образуются частицами и ядрами, прошедшими всю длину кристалла в режиме каналирования. Пологие участки спектров слева от пиков возникают из-за деканалирования. В обоих случаях проводились фоновые измерения при разориентированном кристалле. Вклад в спектр протонов, рассеянных за счет упругих ядерных взаимодействий, заштрихован (рис.2а). Подчеркнем, что для ядер ^{16}O подобный вклад при рассеянии на такие большие углы отсутствует. Для определения длины деканалирования проводилась подгонка экспоненциальной зависимости к пологим участкам спектров. Результаты приведены на рис.3а,б. Отсюда заключаем: $\lambda_P = 9,6 \pm 1$ мм, $\lambda_O = 9,6 \pm 1$ мм.

Одинаковые значения длины деканалирования (в пределах ошибок измерений) подтверждают предсказываемую теорией кулоновского многократного рассеяния зависимость от импульса и заряда ядра при высоких энергиях.

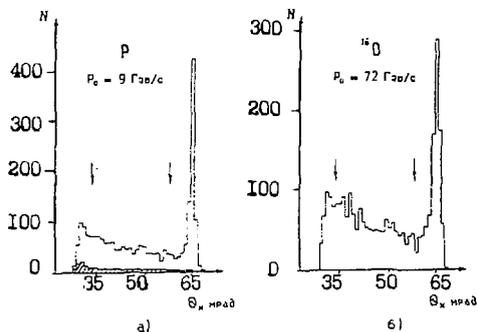


Рис. 2. Угловые спектры протонов и ядер ^{16}O , каналированных в изогнутом монокристалле кремния. Стрелками указаны участки спектров, по которым определялась длина деканалирования.

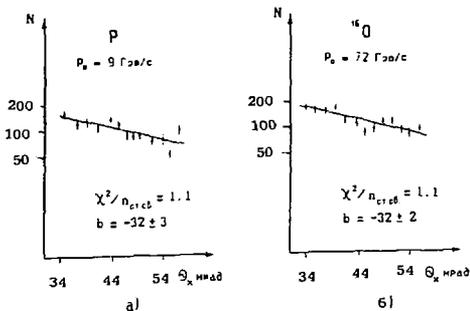


Рис. 3. Результаты подгонки угловых спектров деканализированных протонов и ядер зависимости $N = N_0 \exp(b\theta)$. Масштаб осей ординат – логарифмический. Длина деканализирования $\lambda = R/|b|$, где R – радиус кривизны. $R = 308$ мм.

Список литературы

- [1] Tsyganov E.N. Fermilab TM-682, TM-684. – Batavia, 1976.
- [2] Водопьянов А.С. и др.// Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. Вып.7. С.474.
- [3] Любошиц В.Л.// ЯФ. 1980. Т.31. Вып.4. С.986;
Самсонов В.М., Ханзадеев А.В. Препринт ЛИЯФ АН СССР. N 1476. – Ленинград, 1988.
- [4] Бельзер Л.И., Боягян В.А., Вардамян И.Н. и др.// Письма в ЖЭТФ. 1987. Т.46. Вып.8. С.303.
- [5] Бельзер Л.И., Боягян В.А., Вардамян И.Н. и др. Сообщения ОИЯИ P1-87-591. – Дубна, 1987.

О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРОТОНОВ, ОТКЛОНЕННЫХ ИЗОГНУТЫМ МОНОКРИСТАЛЛОМ

В.М.Бирюков, В.А.Маишеев, В.Л.Михалев, С.Б.Нурушев

Институт физики высоких энергий, Протвино

Отклонение протонов в изогнутом монокристалле происходит вследствие актов рассеяния частиц (протонов) со спином $1/2$ на бесспиновой мишени (атомах монокристалла). При рассеянии неполяризованного пучка частиц конечные их состояния могут быть поляризованы в направлении нормали к плоскости рассеяния. Величина поляризации $P_1(\alpha_0)$ практически не зависит от характеристик каналирования, а определяется лишь углом α_0 рассеяния протонов в межплоскостный канал и динамикой их взаимодействия с атомами монокристалла.

Рассмотрим две принципиальные возможности наблюдения поляризации протонов, рассеиваемых в монокристаллах, с использованием поляризованного и неполяризованного протонных пучков.

Изучая рассеяние поляризованных (\vec{P}_0) протонов в направлениях, составляющих углы $\pm\alpha_0$ относительно оси падающего пучка, при развороте монокристалла вокруг вектора (\vec{P}_0) получим

$$N_1(\pm\alpha_0) = q \cdot N_0 \cdot (1 \pm P_0 \cdot P_1),$$

где $q = N_1/N_0$ - доля частиц, рассеянных в угол α_0 из неполяризованного пучка. Таким образом, измеряя асимметрию

$$A(\alpha_0) = \frac{N_1(+\alpha_0) - N_1(-\alpha_0)}{N_1(+\alpha_0) + N_1(-\alpha_0)} = P_0 \cdot P_1(\alpha_0)$$

в рассеянии монокристаллом поляризованного пучка, можно изучать зависимость величины $P_1 = P_1(\alpha_0)$ от угла рассеяния α_0 .

При наличии лишь неполяризованного пучка протонов, кроме возможности применения абсолютного поляриметра, можно использовать классическую схему двойного рассеяния протонов двумя последовательно

расположенными монокристаллами, идентичными по всем своим характеристикам и одинаково сорентированными относительно оси рассеиваемого пучка. При этом число частиц, рассеянных вторым монокристаллом в направлениях, составляющих углы $\pm\alpha_0$ к оси пучка, рассеянного первым кристаллом, составит

$$N_2(\pm\alpha_0) = q^2(\alpha_0) \cdot N_0 \cdot (1 \pm P_1^2(\alpha_0)),$$

а величина асимметрии в процессе двойного рассеяния неполяризованного пучка протонов будет равна квадрату поляризации, возникающей у частиц в процессе рассеяния на одном кристалле:

$$A(\alpha_0) = \frac{N_2(+\alpha_0) - N_2(-\alpha_0)}{N_2(+\alpha_0) + N_2(-\alpha_0)} = P_1^2(\alpha_0).$$

Таким образом, имеются две принципиальные возможности изучения поляризации протонов $P_1(\alpha_0)$, рассеиваемых монокристаллом при наличии как поляризованного, так и неполяризованного протонных пучков.

При проведении измерений $P_1(\alpha_0)$ на поляризованном P_0 пучке протонов получим оценку минимально необходимой для проведения эксперимента статистики N_0 :

$$N_0 \gtrsim \frac{1}{P_0^2 \cdot P_1^2 \cdot q \cdot \delta^2} \sim 10^{10}$$

Здесь принято $P_0 \simeq 40\%$, $P_1 \simeq 3\%$ (например, кулон-ядерная интерференция), $q \sim 10^{-4}$, $\delta = \delta P_1 / P_1 \simeq 10\%$.

При использовании схемы двойного рассеяния с неполяризованным протонным пучком будем иметь

$$N_0 \gtrsim \frac{1}{P_1^4 \cdot q^2 \cdot \delta^2} \sim 10^{16},$$

что составляет менее одних суток работы ускорителя У-70 ИФВЭ.

Приведенные оценки указывают на реалистичность изучения поляризации протонов, отклоненных изогнутым монокристаллом, в экспериментах как с поляризованным, так и неполяризованным пучком.

Практический интерес изучения этого эффекта состоит в возможности его использования для создания поляриметра, а в случае значительного увеличения степени поляризации при больших переданных импульсах и для получения поляризованных протонных пучков.

ПОДАВЛЕНИЕ ДЕКАНАЛИРОВАНИЯ В КРИСТАЛЛЕ С ПЕРЕМЕННОЙ КРИВИЗНОЙ

В.М.Бирюков

Институт физики высоких энергий, Протвино

В экспериментах по отклонению пучка кристаллодефлектором кривизна пучка, как правило, непостоянна на длине кристалла. Вариации эффективной потенциальной ямы существенно влияют на деканализацию частиц, вынуждая пересчитать энергию [1], дрейфовать относительно кристалла [2].

В настоящей работе получено кинетическое уравнение, описывающее канализование в плоскостном канале, кривизна которого - произвольная функция пространственной координаты. Для однородной электронной плотности $n = \text{const}$ оно имеет вид

$$\frac{E_x}{S_k} \cdot \frac{\partial f}{\partial z} = - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{S_k}{S_c} \varepsilon f \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon \frac{\partial f}{\partial z} \right), \quad f(1, z) = 0,$$

где $\varepsilon = E_x/E_z$, S, E_x - электронный диффузионный коэффициент; $S_k = -\frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dz}$, $\{x_c, -x >\}$ - скорость дрейфа E_x по отношению к E_z^0 ; обусловленная градиентом кривизны; $\langle x \rangle$ - средняя за период поперечная координата. Локальная длина деканализования зависит в этом случае не только от кривизны, но и ее производной.

В работе показано, что при $-S_k > S_c$ деканализование сильно подавлено и соответствующая L_D превосходит $L_D (R = \text{const})$ в несколько раз. Сильное влияние градиента кривизны возможно, даже если сама кривизна невелика, т.е. условие $-S_k > S_c$ может выполняться и при $R \gg R_k$. Это условие с легкостью достигается в области гвнх энергий. Указание на градиентный эффект в деканализовании существует в экспериментальных данных ФНАЛ [1,2].

Изменение деканализования в определенных условиях позволяет убирать фоновые потоки, обусловленные деканализованием; в частности,

снять радиационные и тепловые нагрузки на магнитное оборудование каналов при использовании кристаллических дефлекторов, поднять качество тестовых пучков.

Список литературы

- [1] Gibson W.M. et al.// NIM. 1984. V.B2. P.51.
- [2] Carrigan R.A. Jr. Fermilab FN-454. - Batavia, 1987.

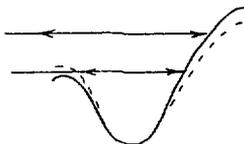
О ГРАДИЕНТНОМ МЕХАНИЗМЕ ОБЪЕМНОГО ЗАХВАТА

В.М.Бирюков

Институт физики высоких энергий, Протвино

На возможность объемного захвата в режим каналирования (при отсутствии диссипации поперечной энергии) в кристалле с переменной кривизной впервые указали авторы работы [1], основываясь на результатах численного моделирования.

Градиентный объемный захват является процессом, обратным к "bending channeling", подобно тому, как диффузионный объемный захват [2] есть процесс, обратный обычному деканалированию. В известном смысле, градиентный захват является альтернативой диффузионному захвату: для захвата частицы, проходящей над верхом эффективной потенциальной ямы (т.е. движущейся по касательной к атомным плоскостям), необходимо слегка изменить либо ее поперечную энергию, либо саму эффективную яму (см. рис.).



Для эффективности градиентного захвата в кристалле с плавно меняющейся кривизной в [3] была выведена формула

$$q_{град} = \frac{R'\lambda}{2R} \cdot \langle x^* \rangle, \quad (1)$$

где R — радиус кривизны; R' — его производная по длине; λ — период осцилляций частицы с $E_x = \bar{E}_c$; $\langle x^* \rangle$ — средняя за период поперечная координата частицы относительно к атомной плоскости. Из (1) следует, что из падающего пучка с равномерным распределением по углу можно захватить

ровно столько же частиц, сколько при торцевом захвате. Это - следствие того, что фазовая плотность захваченного пучка совпадает здесь с фазовой плотностью падающего на кристалл пучка.

Впервые градиентный эффект в объемном захвате наблюдался экспериментально в работе [4]. Формула (1) объясняет примерно половину измеренного эффекта. За другую половину может быть ответственным градиентный эффект в деканализации [5], неучтенный в [4].

Интересно сравнить эффективности двух механизмов объемного захвата с ростом энергии. Для градиентного механизма справедлива зависимость [3] $f_{\text{град}} \simeq \theta_c/\theta \sim E^{-1/2}$. Для вероятности диффузионного захвата в [4] получено эмпирическое соотношение (для Si(111))

$$q_{\text{дифф}} = 0,45R(\mu)/\gamma^{3/2}(\Gamma \Delta V/c), \quad (2)$$

что при фиксированной длине кристалла $L = R\theta$ (θ - угловая расходимость падающего пучка) дает $f_{\text{дифф}} \simeq \theta_A/\theta \sim E^{-3/2}$. Ниже в таблице сравниваются эффективные аксептансы θ_c и θ_A ($L=10$ см).

Энергия	100	1000	10000	$\Gamma \Delta E$
θ_c (град.)	15	5	1,5	мкрад
θ_A (дифф.)	45	1,5	0,05	мкрад

Автор признателен В.М.Самсонову за активный интерес к данной работе, а также М.Д.Бавижеву и А.М.Таратину за полезное обсуждение.

Список литературы

- [1] Mappani M. et al.// NIM. 1988. V.В33. P.62.
- [2] Андреев В.А. и др.// Письма в ЖЭТФ. 1982. Т.36. С.340.
- [3] Biryukov V.M.// Proceed. of IV-th All Union Conference on Interaction of Radiation with Solids. Book of abstracts. - Moscow, 1990. - P.171.
- [4] Галяев Н.А. и др. Препринт ИФВЭ 90-147. - Протвино, 1990.
- [5] Бирюков В.М.// Труды совещания "Проблемы применения эффектов каналирования частиц кристаллами в физике высоких энергий" - Протвино: ИФВЭ, 1991. - С. 50.

МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ МОНОХРОМАТИЧНОГО
ПО ПОПЕРЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ
КАНАЛИРОВАННОГО ПУЧКА

В.М.Бирюков

Институт физики высоких энергий, Протвино

Предлагается метод получения каналированного пучка, в котором все частицы имеют в исходной точке одинаковые поперечные энергии $E_{\perp} = E_{\perp}^0 \pm \delta E_{\perp}$ с точностью $\delta E_{\perp} \simeq 1$ эВ (для кристалла Si(110) и энергии пучка $E = 1$ ТэВ). Поперечная энергия E_{\perp}^0 может принимать любое заданное значение от нуля до максимальной величины.

Суть метода - использование объемного захвата в кристалле с переменной кривизной (уменьшающейся по направлению пучка). Захваченная частица имеет E_{\perp} , равную глубине U_{eff} эффективной потенциальной ямы в точке захвата z ; в дальнейшем E_{\perp} изменяется лишь за счет диффузии. Разброс в координате точки захвата δz ведет к разбросу в поперечной энергии захваченных частиц: $\delta E_{\perp} = dU_{eff}/dz \delta z$. Для мононаправленного падающего пучка $\delta z \simeq \lambda$ (λ - период колебаний в канале), для пучка с расходимостью $\delta\theta$ (начальной + приобретенной при рассеянии до точки захвата) $\delta z \simeq R\delta\theta$ (R - радиус изгиба в точке захвата). Соответствующий разброс $\delta E_{\perp}/E_{\perp} \simeq \delta z/L$ ($L \simeq$ длина кристалла) $\simeq 10^{-2} \div 10^{-3}$ очень мал в обоих случаях. Поэтому начальный разброс захваченных частиц определяется многократным рассеянием на ядрах в области захвата и имеет порядок $\delta E_{\perp} \simeq \sqrt{D_n \lambda} \simeq 1$ эВ (для $E = 1$ ТэВ; D_n - ядерный диффузионный коэффициент).

Процесс объемного захвата в описываемых условиях был промоделирован методом Монте-Карло: кривизна кристалла спала от 0,16/см до нуля на 5 мм. Энергия пучка составляла 450 и 1000 ГэВ, его угловая расходимость - от ± 10 до ± 100 мкрад. Ширина распределения каналированных частиц на прямом участке кристалла составила $\pm(1-2)$ эВ в зависимости от экспериментальных условий. Монохроматичность пучка растет с энергией.

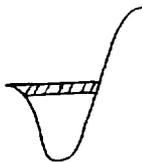


Рис. 1. Исходное распределение объемно-захваченных частиц.

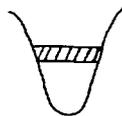


Рис. 2. Распределение на выпрямленном участке кристалла.

Средством контроля в эксперименте может служить методика встроения в кристалл диодов [1], позволяющая измерять dE/dz (что есть функция поперечной энергии).

Чистый монохроматичный пучок может дать уникальные возможности при исследовании многих процессов, связанных с каналированием: излучения, E_1 - диффузии, рассеяния на дефектах.

На фазовой плоскости частицы будут занимать область в виде тонкого кольца с радиусом, задаваемым E_1^0 . Было бы интересно попытаться сформировать маленькое "пятно", циркулирующее на фазовой плоскости ("когерентный" пучок, где все частицы вдобавок имеют одинаковые фазы каналирования), основываясь на том, что объемный захват при рассеянии на ядрах происходит вблизи атомных плоскостей, т.е. коррелирует с x -координатой.

Список литературы

- [1] Samsonov V.M. Relativistic Channeling. / Eds. R.A.Carrigan, J.A.Ellison. - NY: Plenum, 1987. - P.129.

АКУСТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОТКЛОНЕНИЯ ПУЧКОВ ИЗОГНУТЫМ КРИСТАЛЛОМ

Ф.П.Денисов, А.П.Потылицын

НИИ ядерной физики ТПИ, Томск

С.И.Ильин

Институт инженеров транспорта, Москва

Поворот каналированных заряженных частиц с помощью изогнутых кристаллов [1] используется для вывода части пучка из ускорителя [2]. В связи с этим представляется важность вопрос о методах определения эффективности отклонения изогнутым кристаллом пучков заряженных частиц. В данной работе обсуждается акустический метод, основанный на измерении амплитуды акустического сигнала, возбуждаемого каналирующими частицами и не связанного, таким образом, с прямыми измерениями интенсивности отклоненного пучка.

Как известно [3-5], импульсные пучки заряженных частиц, движущихся вблизи кристаллографической оси кристалла, возбуждают в последнем упругие волны, амплитуда которых зависит от угла ψ между осью кристалла и направлением пучка. Из экспериментальных данных следует, что амплитуда сигнала при приближении направления пучка к оси кристалла сначала возрастает, а затем уменьшается, имея минимальное значение при $\psi = 0$. Максимальное значение амплитуды достигается при некотором угле ψ_M , существенно превосходящем соответствующий критический угол каналирования ψ_K для данного кристалла. Заметим, что данная зависимость наблюдается в достаточно широком диапазоне толщин кристаллов от ~ 100 мкм (алмаз) [3] до нескольких сантиметров (кремний) [5].

Как показано в [6,7], наблюдаемый эффект обусловлен динамическим механизмом, связанным передачей импульса заряженными частицами кристаллу при их захвате в режим каналирования. Пучок заряженных

частиц, падающий на кристалл под малым углом ψ к оси кристалла, расщепляется на две части: каналированную часть (N_k частиц) и хаотическую часть (N_x частиц). Пренебрегая потерями энергии частиц и учитывая, что распределение импульсов \vec{p}_x в хаотической части пучка после прохождения кристалла аксиально изотропно относительно оси падающего пучка, можно считать, что $\vec{p}_x \approx \vec{p}_0$ (\vec{p}_0 - импульс падающей частицы). Выходящий из кристалла пучок каналированных частиц имеет распределение импульсов \vec{p}_k , изотропное по отношению к оси кристалла. Пренебрегая потерями энергии, можно считать, что $p_k \approx p_0$ с точностью до множителя $(1 + \psi^2)$. Тогда импульс, передаваемый кристаллу каналированными частицами в направлении, нормальном к оси кристалла Δp , определяется выражением $\Delta p \approx N_k p_0 \psi$. Давление, действующее на кристалл $P = \frac{\Delta p}{S t_u}$ (t_u - время действия пучка; $S = D \cdot h$ - площадь зоны, где происходит взаимодействие частиц с кристаллом; D - диаметр пучка, h - толщина мишени). Учитывая, что $p_0 = \frac{E}{c}$ (E - энергия частиц пучка, c - скорость света), имеем

$$P = \frac{EN_k\psi}{cDht_u} \quad (1)$$

Таким образом, амплитуда давления упругих волн при увеличении ψ от 0 до $\sim \psi_k$ растет линейно, так как при этом $N_k \approx const$, а при дальнейшем увеличении ψ уменьшается вследствие быстрого уменьшения числа частиц, захватываемых кристаллом в режим каналирования.

Аналогичный механизм возбуждения упругих волн имеет место в экспериментах по отклонению пучков заряженных частиц изогнутым кристаллом. В этом случае углу ψ соответствует угол отклонения пучка, а N_k - число выводимых из кристалла частиц. Таким образом, по амплитуде акустического сигнала, возбуждаемого каналирующими частицами в изогнутом кристалле, можно определить интенсивность выведенного из ускорителя пучка.

Экспериментальное устройство, реализующее данный метод, имеет следующий вид. На кристалле, с помощью которого осуществляется вывод частиц, закрепляется один или несколько пьезопреобразователей. Акустический сигнал, возникающий в кристалле, трансформируется пьезопреобразователями в электрический, амплитуда которого после усиления измеряется регистрирующим устройством. Заметим, что чувствительность пьезопреобразователей, использованных в [3-5], составляла около 10^{-4} В/Па, что при давлении $P \approx 1$ Па приводит к электрическому импульсу на пьезопреобразователе с амплитудой около 0,1 мВ.

Оценим чувствительность рассматриваемого метода для пучков протонов с энергией $E \approx 10$ ТэВ. Примем $\psi \approx 15$ мрад [2], $D \approx 10$ мм, $h \approx 10$ мм, $t_v \sim 10^{-6}$ с. Тогда при $P = 1$ Па из (1) получаем $\Lambda_k \sim 10^6$ протонов, что на порядок ниже интенсивности отклоненного кристаллом пучка в эксперименте, описанном в [2].

Таким образом, акустический метод позволяет определить интенсивность пучка заряженных частиц, отклоненных изогнутым кристаллом, с чувствительностью около 10^6 частиц в импульсе. Отметим, что данный метод не связан с прямыми измерениями на выведенном пучке и обладает высокой помехозащищенностью, так как использование звукопровода между кристаллом и пьезопреобразователем позволяет развести во времени акустический сигнал и электромагнитные помехи, сопровождающие работу ускорителя.

Список литературы

- [1] Tsyganov E.N. Fermilab TM682, TM684. - Batavia, 1976.
- [2] Бавижев М.Д.// Тезисы докладов III Всесоюзной конференции по излучению релятивистских частиц в кристаллах. - Нальчик, 1988. - С.21,25.
- [3] Воробьев С.А. и др.// Письма в ЖТФ. 1980. Т.6. N 3. С.165.
- [4] Алейник А.Н. и др.// Изв. вузов. Сер. "Физика". 1988. N 2. С.117.
- [5] Алейник А.Н. и др.// ЖТФ. 1989. Т.59. Вып.2. С.191.
- [6] Денисов Ф.П., Забаев В.Н., Ильин С.И.// Труды XI Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. - М.: Изд-во МГУ, 1982. - С.290.
- [7] Ильин С.И.// Тезисы докладов XVII Всесоюзного совещания по физике взаимодействий заряженных частиц с кристаллами. - М.: Изд-во МГУ, 1987. - С.28.

СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ
И ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ
ЭФФЕКТОВ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ e, γ -ПУЧКОВ
С ОРИЕНТИРОВАННЫМИ МОНОКРИСТАЛЛАМИ

В.А.Маишеев, В.Л.Михалева, А.М.Фролов

Основные электродинамические процессы, возникающие при прохождении высокоэнергетичных электронов, позитронов и γ -квантов через сильные электрические поля монокристаллов, существенно отличаются от аналогичных процессов в аморфной среде, что обусловлено периодической структурой монокристаллов и большой величиной поля в собственной системе движущейся частицы, сравнимой или превышающей критическое значение $E = \frac{m^2 c^3}{e \hbar} \simeq 1,32 \cdot 10^{16}$ В/см. В таких полях возникают нелинейные квантовые электродинамические эффекты, такие, как рождение e^{\pm} -пар в вакууме, расщепление фотона, ряд поляризационных эффектов и т.д. Исследование эффектов, происходящих в сильных полях монокристаллов, важно как с общетеоретической точки зрения развития КЭД, так и с точки зрения их практического применения.

Теоретические и экспериментальные исследования названных процессов проводятся в ряде отечественных и зарубежных физических центров, в том числе и в ИФВЭ. Основные результаты по изучению этих процессов, полученные сотрудниками ИФВЭ:

1. Экспериментально исследованы характеристики когерентного тормозного излучения в монокристаллах кремния при энергии электронов 31 ГэВ. На этой основе получен пучок линейно поляризованных меченых по энергии γ -квантов (совместно с ЕрФИ и ХФТИ) [1].

2. Экспериментально изучен процесс потерь энергии на излучение 31-ГэВ электронов в достаточно толстых монокристаллах кремния, в частности, обнаружено уменьшение эффективной радиационной длины в

увеличена в 2-3 раза по сравнению с аморфной средой (совместно с ИРФМ [2]). С практической точки зрения эти результаты были использованы для получения путем торможения в монокристалле 27-ГэВ ультратонких калибровочных электронных пучков низких энергий [4].

3. Получены общие формулы для вероятности процессов $e^{\pm} \rightarrow e^{\pm}; \gamma \rightarrow e^{\pm}$ в однородном электромагнитном поле с учетом поляризации всех частиц в начальном и конечном состояниях при произвольных значениях поля в собственной системе частицы. Указан и проанализирован ряд практически важных для физики высоких энергий приложений поляризованных излучений в обоих процессах при взаимодействии частиц с монокристаллами. Оценена характерная длина реакции расщепления линейно-поляризованных фотонов в полях монокристаллов [11].

4. Проанализирован и рассмотрен эффект объемного образования пар и радиационной поляризации каналированных частиц в изогнутом монокристалле, установленном в γ -пучке с угловой расходимостью. Предложен метод получения пучков высокоэнергетичных поперечно-поляризованных электронов и позитронов на современных протонных ускорителях [6].

5. Проанализирован эффект двойного лучепреломления высокоэнергетичных γ -квантов в сильных полях монокристаллов. Предложен метод получения пучков высокоэнергетичных линейно и циркулярно поляризованных γ -квантов, а также конверсионных продольно-поляризованных электронов (позитронов) на современных протонных ускорителях [7,8].

6. Выполнены расчеты ожидаемых интенсивностей поляризованных (до 50%) e^{\pm} , γ -пучков применительно к условиям УНК на энергию протонов 3000 ГэВ (см. табл.12) [3,5,7,9].

7. Показана возможность повышения интенсивности e^{\pm} , γ -пучков путем замены аморфных конвертера и радиатора на монокристаллические. При этом на УНК ИФВЭ можно ожидать увеличения интенсивности e^{\pm} -пучков с энергией ≥ 1000 ГэВ в 2-3 раза, а интенсивности γ -пучков в жесткой области тормозного спектра в 3-5 раз [10,12].

8. Спроектирован и изготовлен прецизионный трехосевой гониометр. В настоящее время производится доводка его отдельных узлов и изготовление системы управления в линию с ЭВМ.

9. Подготовлен к реализации проект получения меченых γ -квантов (с энергией до 28 ГэВ) на канале N 14 ускорителя ИФВЭ для возможных экспериментальных и методических исследований по программе ПОЛЭКС.

Для практического осуществления перечисленных предложений требуется решение ряда задач расчетно-теоретического, экспериментального и методического характера.

1. Экспериментальные и теоретические исследования основных КЭД-процессов в монокристаллах, включая и каскадные процессы.

2. Расчеты по оптимизации условий генерации поляризованных и неполяризованных e^- , γ -пучков, привязанные непосредственно к каналам УНК.

3. Отработка методики получения линейно-поляризованных γ -квантов на У-70 (установка "Проза") и измерения поляризации γ -пучка.

4. Создание прецизионных гониометрических систем (в теплом и холодном вариантах) и их связь с ЭВМ.

Решение этих вопросов позволит реализовать следующие практические цели.

- получение на УНК поляризованных e^- , γ -пучков;
- увеличение интенсивности генерируемых (поляризованных и неполяризованных) e^- , γ -пучков;
- создание поляриметров и детекторов e^- , γ -частиц;
- создание детекторов состава пучка.

С организационной стороны необходимо:

1. Одобрение представленной программы исследований НТС ИФВЭ и включение ее в перспективные планы НИР ИФВЭ.

2. Создание отдельного подразделения (группы) по данной тематике в ИФВЭ, в частности, такая группа может органически войти в эксперимент ПОЛЭКС.

3. Создание коллаборации при ИФВЭ из физиков ведущих институтов страны по данной тематике. Предварительное согласие имеется, в частности, от ИЯФ СОАН, ФИАН, ХФТИ, Беларусского университета, НИИЯФ ПИ, Томск, Ер.ФИ.

4. Установление сотрудничества с ЦЕРН и, особенно, FNAL по экспериментальному исследованию электромагнитных процессов.

5. Проведение в ИФВЭ симпозиума по взаимодействию частиц высоких энергий с монокристаллами с привлечением отечественных и иностранных специалистов, а также обеспечения широкого участия специалистов ИФВЭ в регулярно проводимых за рубежом международных совещаниях по этой тематике.

Таблица 1. Поляризованные меченые γ -кванты

Источник ¹	Интервал энергий E_γ , (ГэВ)	Интенсивность, $N_\gamma/10^{11}p$	Поляризация, (%)	Использ. эффект	Монокристалл
e^- 1000 ГэВ ($\pm 5\%$)	400 \div 606	$5 \cdot 10^6$	Линейная, ~ 50	КТИ	Si Не деформирован
e^- 1500 ГэВ ($\pm 5\%$)	1000 \div 1500	$2 \cdot 10^6$	Линейная, 50	МТИ	W, Изогнут

Таблица 2. Поляризованные квазимонохроматичные электроны (позитроны)

Источник	Энергия E_e , (ГэВ)	Интенсивность, $N_e/10^{11}p$	Поляризация, (%)	Использ. эффект	Монокристалл
$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	500($\pm 1\%$)	$10^6 - 10^6$	Продольная, 30-50	КТИ, двойное лучепреломление	Поляриз. Si не деформирован Преобраз. поляриз. Si не деформирован
$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	1000($\pm 1\%$)	10^7	Поперечная, 50	МТИ, объемное образование пар и рад. поляриз. каналир. частиц	Cu, изогнут
$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	1000($\pm 1\%$)	10^7	Продольная, 50	МТИ, двойное лучепрел.	Поляриз. Fe изогнут. Преобраз. поляриз. Si изогнут

¹Потоки электронов рассчитаны для классической двухмишенной схемы (аморфное вещество), проект ПОЛЭКС (ИФВЭ).

Список литературы

- [1] Grolov A.M. et al.// 1980. V.178. P.319; ЖЭТФ. 1979. Т.77. С.1708.
- [2] Маишеев В.А. и др.// ЖЭТФ. 1980. Т.79. С.1648.
- [3] Маишеев В.А., Фролов А.М. – Препринт ИФВЭ 81-17. – Серпухов, 1981.
- [4] Grolov A.M. et al.// NIM. 1983. V.216. P.93; ЖЭТФ. 1983. Т.84. С.40.
- [5] В сб. "Физические исследования на ускорительно-накопительном комплексе ИФВЭ". Серпухов, 1983. Поляризационные эксперименты на УНК ИФВЭ. – С.10.
- [6] Михалев В.Л., Фролов А.М.// ЯФ. 1985. Т.41. С.962; БИ. 1986. Т.45. С.279.
- [7] Маишеев В.А. и др. Препринт ИФВЭ 84-198. – Серпухов, 1984.
- [8] Grolov A.M. et al.// NIM. 1987. V.A254. P.549.
- [9] В сб. "Поляризационные эксперименты на УНК ИФВЭ (проект ПОЛЭКС)", 1986.
- [10] Маишеев В.А. и др. Препринт ИФВЭ 88-12. – Серпухов, 1988.
- [11] Михалев В.Л. // ЯФ. 1986. Т.43. С.121.
- [12] Маишеев В.А. и др. Препринт ИФВЭ 89-212. – Протвино, 1990.
- [13] Маишеев В.А. Препринт ИФВЭ 90-30. – Протвино, 1990.
- [14] Михалев В.Л. Препринт ИФВЭ 83-29. – Серпухов, 1983.
- [15] Михалев В.Л., Рзаев Р.А. ЖЭТФ. 1982. Т.82. С.1713.

КВАНТОВО-ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ В МОНОКРИСТАЛЛАХ

А.А.Гриненко, Н.Н.Насонов, С.П.Фомин, Н.Ф.Шульга

Физико-технический институт, Харьков

В последние годы значительно возрос интерес к вопросам использования монокристаллов в физике высоких энергий. Связано это с предсказанием и в ряде случаев с обнаружением новых эффектов во взаимодействии частиц высоких энергий с кристаллами - эффектов, указывающих на новые возможности в управлении параметрами пучков, получении монохроматических и поляризованных пучков фотонов высоких энергий, в развитии в кристаллах электромагнитных ливней и др. (см., например, [1,2]). В настоящее время исследования в данной области ведутся практически во всех центрах, где есть ускорители частиц высоких энергий. Существенным при этом является то, что в различных диапазонах энергий проявляются различные эффекты во взаимодействии.

Так, в области энергий частиц до нескольких сотен МэВ существенны квантовые эффекты во взаимодействии частиц с решеткой, связанные с уровневой структурой связанных состояний частиц в поле непрерывного потенциала кристаллических осей и плоскостей.

В области энергий порядка ГэВ проявляются когерентные эффекты во взаимодействии релятивистских частиц с решеткой. При этом существенны процессы, связанные с устойчивостью движения частиц в кристалле.

Особый интерес представляет область ультравысоких энергий, поскольку в этой области энергий проявляются различные квантово-электродинамические процессы в сильных полях кристаллических осей и плоскостей. При этом становятся существенными также каскадные процессы во взаимодействии. С ростом энергии заряженных частиц, кроме того, повышается устойчивость их движения в непрерывных потенциалах кристаллических осей и плоскостей. Благодаря этому открываются новые возможности в применении монокристаллов для исследований в области физики высоких энергий. Обратим внимание на некоторые из них.

Теоретический и экспериментальный анализ динамики быстрых заряженных частиц в изогнутых кристаллах показал, что с помощью таких кристаллов возможен эффективный поворот частиц ультравысоких энергий [3]. В настоящее время исследуются возможности использования этого процесса для медленного вывода пучка из коллайдера для проведения параллельных экспериментов с фиксированной мишенью, а также для разделения пучков на несколько каналов, для очистки пучка ускоренных частиц от гадо и для других целей.

При движении в изогнутом кристалле вдоль кристаллографических плоскостей происходит поворот спина релятивистской частицы, причем угол поворота спина оказывается существенно большим угла поворота пучка изогнутым кристаллом [4]. Благодаря этому открываются новые возможности для измерения магнитных моментов короткоживущих частиц [5].

Эффект ускоренного развития в кристалле электромагнитного ливня при высоких энергиях и значительная зависимость эффекта от ориентации кристаллических осей относительно направления падения начальной частицы указывают на возможность создания γ -телескопа с высоким угловым разрешением.

Теоретический анализ указывает и на ряд других интересных возможностей применения процессов, связанных с взаимодействием быстрых частиц с кристаллами в физике высоких энергий. Так, при изучении поворота пучков протонов высоких энергий изогнутыми кристаллами основное внимание уделялось процессу поворота, обусловленному захватом частиц в режим плоскостного каналирования. Вместе с тем результаты численного моделирования показывают, что эффективный поворот пучка возможен и при многократном рассеянии частиц на цепочках атомов изогнутого кристалла. При этом возможен поворот как положительно, так и отрицательно заряженных частиц.

Значительный поворот спина ультрарелятивистской частицы может быть осуществлен не только при движении частицы в режиме плоскостного каналирования в изогнутом кристалле, но и при движении под малым углом к одной из кристаллографических осей, если в конечном состоянии фиксировать частицы, рассеянные на заданный азимутальный угол [6]. Эффект обусловлен многократным азимутальным рассеянием частицы на цепочках атомов, причем он должен проявляться как для положительно, так и для отрицательно заряженных частиц. Для его наблюдения нет необходимости в изгибе кристалла.

Основные квантово-электродинамические процессы, такие, как излу-

ние и образование электрон-позитронных пар, при прохождении частиц ультравысокой энергии через тонкие кристаллы вблизи кристаллографической оси существенно модифицируются по сравнению с аналогичными процессами в аморфной среде и в кристаллах при более низких энергиях частиц (ГэВ) [1,2]. Развитие этих процессов существенно зависит от характера движения частиц в кристалле. При этом, как показывает теоретический анализ, могут быть созданы условия для получения направленных пучков фотонов высокой энергии с высокой интенсивностью, монохроматичностью и степенью поляризации (как линейной, так и циркулярной). Отмеченные выше процессы существенно зависят от характера движения частицы в поле цепочек атомов кристалла. Динамика же пучка в поле цепочек атомов оказывается более сложной, чем при плоскостном каналировании. Связано это с тем, что в рассматриваемом случае наряду с регулярным возможно хаотическое движение частицы в кристалле. Поэтому для выяснения реальных возможностей обсуждаемых способов поворота пучка, вращения спина и получения высокоэнергетических пучков фотонов необходимо детальное исследование характера движения заряженных частиц высоких энергий в кристаллах.

С этой целью предлагаются следующие теоретические и экспериментальные исследования.

1. Провести на У-70 комплекс измерений ориентационных зависимостей угловых распределений протонов с энергией 70 ГэВ, падающих на кристаллы кремния вблизи кристаллографических осей для широкого диапазона толщин кристаллов от 10 мкм до 10 см (кристаллы может предоставить ХФТИ).

2. На основе полученных данных провести апробацию и уточнение предлагаемой теоретической модели описания динамики пучков частиц высоких энергий в кристалле.

3. Провести эксперименты по повороту пучка протонов с энергией до 70 ГэВ изогнутым кристаллом кремния при рассеянии на цепочках атомов кристалла.

4. На основе уточненной теоретической модели провести расчеты эффективности поворотов пучка частиц и их спина для реальных параметров пучков строящихся в настоящее время ускорителей сверхвысоких энергий (УНК, SSC, LHC) с целью выяснения возможностей применения предлагаемого метода для этих ускорителей.

На основе полученных результатов подготовить предложения по изучению квантово-электродинамических процессов в поле цепочек атомов кристаллов при энергиях до 70 ГэВ (эффект подавления когерентного

излучения при многократном рассеянии на цепочках атомов. поляриза-
ционные характеристики излучения, влияние динамики частиц в кристалле
на излучение и т.д.).

Список литературы

- [1] Ахизер А.И., Шульга Н.Ф. Электродинамика высоких энергий в ве-
ществе. - М.: Наука, 1991.
- [2] Базылев В.А., Жеваго Н.К. Излучение быстрых частиц в веществе и
во внешних полях. - М.: Наука, 1987.
- [3] Цыганов Э.Н. Fermilab ТМ-682, ТМ-684, 1976.
- [4] Барышевский В.Г.// Письма в ЖТФ. 1979. Т.5. С.182.
- [5] Samsonov V.M., Khanzadeev A.V. Preprint LNPI-1476, 1989.
- [6] Гриценко А.А., Шульга Н.Ф. Препринт ХФТИ-89-39, 1989.

РАДИАЦИОННЫЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ,
СОПРОВОЖДАЮЩИЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ БОЛЬШИХ
ЭНЕРГИЙ
ЧЕРЕЗ КРИСТАЛЛЫ, И НЕКОТОРЫЕ ПОЛЕЗНЫЕ ИХ
ПРИМЕНЕНИЯ
В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.Г. Барышевский

Белорусский Государственный университет, Минск

В последние 10-15 лет в наших работах было теоретически обосновано существование ряда новых физических явлений, сопровождающих прохождение частиц высоких энергий через кристаллы, которые могут оказаться весьма полезными для применения в физике высоких энергий (см. [1-3] и цитированную там литературу).

1. Эффект поворота спина в изогнутых кристаллах. Угол поворота спина θ однозначно зависит от величины аномального магнитного момента частицы (от $g-2$, g — гиромагнитное отношение) и угла поворота импульса $\theta_q : \theta_s = \frac{g-2}{2} \gamma \theta_q \cdot \gamma$ — Лоренц-фактор частицы. Недавно эффект поворота обнаружен в совместных экспериментах ЛНЭФ и лаборатории им. Э. Ферми. Явление перспективно для применения к измерению аномальных магнитных моментов короткоживущих частиц (например, Λ_c^+).

2. Явление деполаризации спина на осях кристаллов. Степень деполаризации составляет десятки процентов на толщинах кристаллов порядка сантиметров и также позволяет измерить $g-2$, т.е. аномальный магнитный момент частицы $\Delta\mu$. Рассматриваемый процесс представляет особый интерес в случае частиц с отрицательным знаком электрического заряда, так как измерение $g-2$ по повороту спина в изогнутом кристалле в этом случае затруднено вследствие возрастания роли многократного рассеяния при движении частицы внутри области, занятой атомной плоскостью (осью).

3. Для легких частиц (электронов, позитронов) эффекты поворота спина и деполаризации, спин-орбитального рассеяния на осях кристаллов

дают уникальную возможность исследовать зависимость $\Delta\mu$ от электрического поля, действующего на частицу в кристалле. т.е. проверить предсказания квантовой электродинамики сильного поля.

4. Эффект магнитотормозного двулучепреломления γ -квантов большой энергии в электрических полях плоскостей (осей) кристаллов. Эффект позволяет преобразовывать линейную поляризацию γ -квантов в циркулярную.

5. Эффект радиационной самополяризации позитронов (электронов) в электрических полях плоскостей (осей) кристаллов. Эффект рождения поперечно-поляризованных пар в кристаллах, магнитотормозной дихроизм в двулучепреломление γ -квантов открывают широкие возможности получения поляризованных e^{\pm} - и γ -пучков.

6. Согласно [1,4] при движении частиц через вещество с поляризованными ядрами вследствие зависимости амплитуды упругого когерентного рассеяния на нулевой угол от спинового состояния падающей частицы и ядра возникает эффект вращения (осцилляций) спина частицы, движущейся через вещество. В области высоких энергий эффект достигает 10 град/м. Важно, что для частиц со спином, большим половины, его осцилляции, обусловленные сильными взаимодействиями, имеют место в проходящей волне и для неполяризованной мишени. Указанные явления позволяют изучать реальную и мнимую спиновые части амплитуды упругого когерентного рассеяния на нулевой угол частицы больших энергий на ядре. В соответствии с [5] эффективный потенциал кристаллической плоскости (оси) в этом случае, помимо вклада, обусловленного кулоновским полем, содержит слагаемое, обусловленное ядерными силами:

$$U_{\text{эфф}} = U_{\text{кул}} + U_{\text{яд}}; \quad U_{\text{яд}} = -\frac{2\pi\hbar^2}{M}\rho(\vec{r}_{\perp})f(0, \gamma),$$

где M - релятивистская масса частицы; γ - лоренц-фактор; амплитуда рассеяния на нулевой угол $f(0, \gamma) = \gamma f'(0, \gamma)$, а $f'(0, \gamma)$ - слабо зависящая от γ функция; $\rho(\vec{r}_{\perp})$ - плотность ядер в кристаллической плоскости (оси); \vec{r}_{\perp} - координата падающей частицы в плоскости ортогональной оси (кристаллической плоскости); ρ на один-два порядка больше, чем в аморфном веществе. Как следствие, когерентные эффекты даже при больших энергиях разыгрываются на расстояниях сантиметра и менее, что позволяет при исследовании либо проходящей когерентной волны, либо рассеяния на осях (плоскостях), обусловленном $U_{\text{эфф}}$, изучать $f(0, \gamma)$ (се бесспиновую и зависящую от спина части). Сказанное, конечно, относится не только к элементарным частицам, но и к релятивистским ядрам.

7. Движение заряженных частиц через кристаллы сопровождается излучением γ -квантов. При этом для физики высоких энергий могут представлять интерес два типа излучения: параметрическое (квазичеренковское) рентгеновское и излучение γ -квантов при движении в электростатическом вилгере, образованном ультразвуковой волной в кристалле. Эти два механизма излучения могут оказаться полезными для измерения энергии частиц.

Список литературы

- [1] Барышевский В.Г. Канализование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. - Минск: Изд-во БГУ, 1982.
- [2] Барышевский В.Г., Тяхомиров В.В.// УФН. 1989. Т.159. С.529.
- [3] Baryshevsky V.G.// Nucl. Instr. Meth. 1990. Phys. Rev. V.B44. P.266.
- [4] Барышевский В.Г. Ядерная оптика поляризованных сред. - Минск: Изд-во БГУ, 1976.
- [5] Барышевский В.Г.// Материалы XIV зимней школы ЛИЯФ. - Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1979. - С.158.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПУЧКА γ -КВАНТОВ

Б.И.Лучков, В.Ю.Тугаенко

Инженерно-физический институт, Москва

В.А.Маишев, В.Л.Михалев

Институт физики высоких энергий, Протвино

В.А.Басков, В.В.Ким, В.И.Сергиевко, В.А.Хабло

Физический институт АН СССР, Москва

В.Б.Ганенко, В.А.Гушин, Ю.В.Жебровский, Л.Я.Колесников,
А.Л.Рубашкин

Физико-технический институт, Харьков

В описываемом эксперименте получен пучок поляризованных γ -квантов и измерена степень его поляризации. Эксперимент проводился на электронном пучке серпуховского ускорителя на установке "Каскад". Схема установки представлена на рис.1.

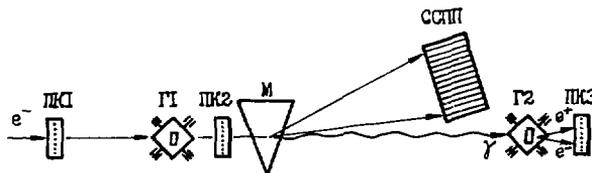


Рис. 1. ПК1-ПК3 - пропорциональные камеры; Г1 и Г2 - гониометры; М - магнит системы мечения; ССПП - многоканальный свинцово-цинтилляционный спектрометр полного поглощения.

Электроны с энергией 28 ГэВ регистрировались в пропорциональной камере ПК1, затем попадали в кристалл кремния толщиной 15 мм, укрепленный в гониометре Г1 и сорентированный таким образом, чтобы происходило плоскостное каналирование электронов. Угол отклонения оси $\langle 110 \rangle$ кристалла от оси пучка составлял $\sim 3^\circ$. После прохождения через пропорциональную камеру ПК2 и отклонения в поле магнита М электроны попадали в многоканальный связывочно-сцинтилляционный спектрометр полного поглощения ССПП, где измерялась их энергия, а излученные γ -кванты попадали в кристалл кремния толщиной 30 мм, укрепленный в гониометре Г2. Второй кристалл ориентировался таким образом, чтобы его плоскость была параллельна или перпендикулярна плоскости первого кристалла. В пропорциональной камере ПК3 измерялись координаты e^+e^- -пар, рожденных γ -квантами во втором кристалле.

Точность установки кристаллов гониометрами Г1 и Г2 составляла 50 мкрад, точность восстановления траектории пучковых электронов и γ -квантов тремя пропорциональными камерами составляла ~ 100 мкрад.

Асимметрия процесса рождения пар поляризованными γ -квантами выражается следующим образом:

$$A = \frac{I}{P} \frac{y_{\parallel} - y_{\perp}}{y_{\parallel} + y_{\perp}},$$

где P - поляризация, y_{\parallel} и y_{\perp} - выход пар в плоскости, параллельной и перпендикулярной плоскости поляризации.

Измеренное значение $\frac{y_{\parallel} - y_{\perp}}{y_{\parallel} + y_{\perp}} = 0,018 \pm 0,007$ для диапазона энергий γ -квантов 14-19 ГэВ и углов $\theta \leq 0,4$ мрад. Расчетное значение асимметрии для этих условий $A = 0,063$.

Таким образом, поляризация полученного пучка γ -квантов равна $P = 0,3 \pm 0,1$, что позволяет проводить эксперименты на поляризованных γ -квантах.

Список литературы.

- [1] Потылицын А.П. Поляризованные фотонные пучки высокой энергии. - М.: Энергоатомиздат, 1987.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 28 ГЭВ И 1 ТЭВ
ПРИ ДВИЖЕНИИ ИХ ВБЛИЗИ ПЛОСКОСТИ КРИСТАЛЛА

В.А.Басков, В.В.Ким, В.И.Сергиенко, В.А.Хабло

Физический институт АН СССР, Москва

Е.А.Винокуров, В.Б.Ганенко, В.А.Гушин, Ю.В.Жебровский,
Л.Я.Колесников, А.Л.Рубашкин, П.В.Сорокин

Физико-технический институт, Харьков

Проблема создания поляризованных пучков фотонов, пригодных для использования в экспериментальных исследованиях по физике элементарных частиц и атомного ядра, остается актуальной и в настоящее время, особенно в области сверхвысоких энергий $E_\gamma \sim 1$ ТэВ. Не менее актуальной является и проблема измерения поляризации фотонных пучков при этих энергиях. Следует отметить, что в настоящее время нет экспериментально апробированных методов измерения поляризации фотонов при энергиях выше нескольких десятков ГэВ.

Одним из возможных подходов к решению указанных проблем, с помощью которых можно надеяться получить хотя бы приблизительные оценки ожидаемой поляризации в неисследованной области энергий, может служить метод экстраполяции из хорошо изученной области низких энергий в область больших энергий теоретических подходов и экспериментальных методов получения поляризованных фотонных пучков и способов определения их поляризации.

Эксперименты, выполненные в Томске и Харькове [1-3], показали, что излучение электронов с энергией $E_0 \sim 1$ ГэВ в кристаллах алмаза толщиной несколько сотен микрон при плоскостной ориентации, когда выполняется условие $\vartheta_p < \vartheta_c^p$, обладает значительной линейной поляризацией ($P_\gamma \sim 0.7 - 0.8$) в низкоэнергетической области спектра. $\vartheta_{p(a)}$ - угол

между импульсом электрона и плоскостью (осью) кристалла, ϑ_c^p - критический угол плоскостного каналирования. Например, в случае электронов с $E_0 = 1,2$ ГэВ, налетающих на монокристалл алмаза параллельно плоскости (001) ($\vartheta_p = 0$), поляризация излучения с $E_\gamma = 40$ МэВ достигает 80% (рис.1а). Было также установлено, что в широких пределах поляризация не зависит от угла ϑ_0 (рис.1б). Наблюдаемые энергетические и ориентационные зависимости поляризации удовлетворительно описывались расчетами по теории когерентного тормозного излучения (КТИ), в которых учитывались реальные экспериментальные условия (коллимация излучения, расходимость и многократное рассеяние электронного пучка в кристалле).

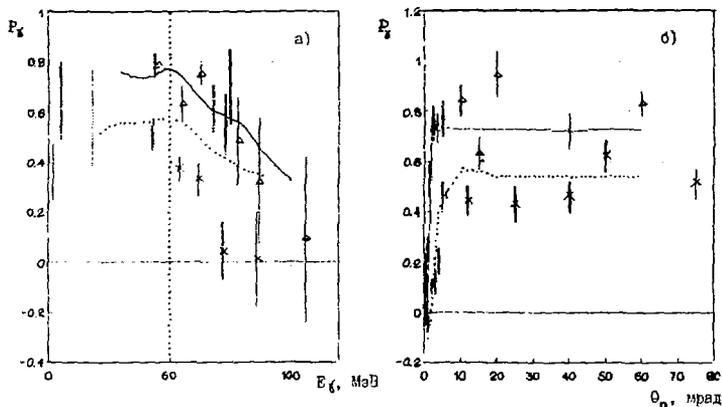


Рис. 1. Плоскостная ориентация, алмаз, плоскость (001). а). Энергетическая зависимость поляризации: Δ - $E_0 = 1,2$ ГэВ, $\theta_0 = 60$ мрад, толщина кристалла 0,3 мм, сплошная линия - расчет по теории КТИ для этих условий; ∇ - $E_0 = 0,794$ ГэВ, $\theta_0 = 75$ мрад, толщина кристалла 2 мм, точечная линия - расчет по теории КТИ для этих условий; + - данные [1]. б). Ориентационная зависимость поляризации. Δ - $E_0 = 1,2$ ГэВ, $E_\gamma = 43$ МэВ, толщина кристалла 0,3 мм, сплошная линия - расчет по теории КТИ для этих условий; ∇ - $E_0 = 0,794$ ГэВ, $E_\gamma = 43$ МэВ, толщина кристалла 2 мм, точечная кривая - расчет по теории КТИ для этих условий.

Для оценки возможной степени поляризации излучения электронов с энергией несколько десятков ГэВ и в тэвной области при такой ориентации кристалла нами были проведены расчеты поляризации излучения по теории КТИ для кристалла алмаза при $E_0 = 28$ ГэВ и 1 ТэВ. Результаты

расчетов приведены на рис.2,3. Расчеты показали, что ожидаемая степень поляризации для ориентации данного типа для электронов с энергией 28 ГэВ еще довольно высока: $\sim 60-70\%$ в области $E_\gamma = 2-8$ ГэВ. С увеличением энергии электронов до 1 ТэВ величина поляризации излучения снижается до 20 – 40 % (в зависимости от углового разброса пучка электронов), и область поляризации сдвигается в район более высоких энергий фотонов (рис.2а). При этом интенсивность излучения существенно превышает интенсивность излучения электронов в аморфной среде (~ 20 для $E_0 = 28$ ГэВ и ~ 50 для $E_0 = 1$ ТэВ) и, что существенно, область повышения интенсивности практически совпадает с областью максимальной поляризации. Так же, как и для энергии электронов ~ 1 ГэВ, поляризация и в случае сверхвысоких энергий в широком интервале углов не зависит от угла ϑ_0 между осью кристалла и импульсом электронов (рис.3).

Проведенные расчеты, а также результаты исследований поляризации при $E_0 \sim 1$ ГэВ, стимулировали экспериментальные исследования поляризационных характеристик гамма-излучения при более высоких энергиях на ускорителе У-70 ИФВЭ на установке "Каскад" [4] коллаборацией ФИАН-ХФТИ-ИФВЭ-МИФИ. Измерения были выполнены при начальной энергии электронов $E_0 = 28$ ГэВ. Поляризованный пучок получался при взаимодействии электронов с монокристаллом кремния. Система мечения отбирала фотоны в диапазоне 12 – 28 ГэВ. Для измерения поляризации использовался процесс рождения e^+e^- -пар в кристалле кремния, сечение которого зависит от ориентации вектора поляризации относительно кристаллографических плоскостей. Предварительные результаты измерений показали, что средняя величина произведения анализирующей способности на поляризацию в интервале энергии фотонов 12 – 28 ГэВ составляет $\sim 0,014 \pm 0,004$. С учетом величины анализирующей способности, которая составляет, согласно расчетам, для наших условий $\sim 0,06$, величина асимметрии, усредненная по указанному энергетическому диапазону, равна $0,25 \pm 0,07$, что не противоречит расчетному значению (рис.4).

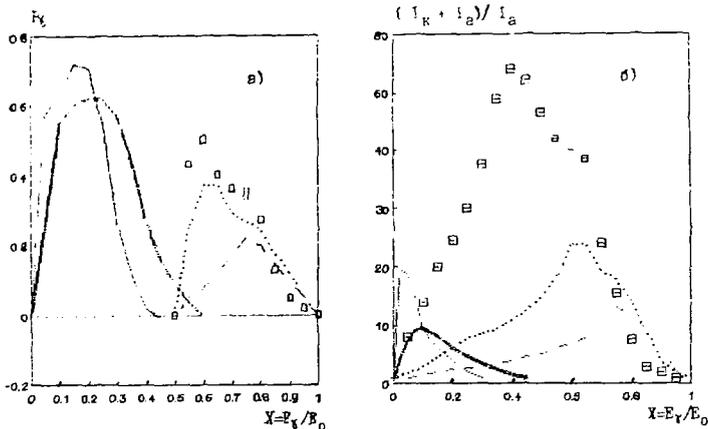


Рис. 2. а). Энергетическая зависимость поляризации излучения электронов с энергией 28 ГэВ и 1 ТэВ в кристалле алмаза, плоскость (001), $\theta_0 = 60$ мрад. Расчетные кривые: --- $E_0 = 28$ ГэВ, угловой разброс пучка электронов $\Delta\theta = 0,05$ мрад; — $E_0 = 28$ ГэВ, $\Delta\theta = 0,1$ мрад; □ □ □ □ — $E_0 = 1$ ТэВ, $\Delta\theta = 0,05$ мрад; ... — $E_0 = 1$ ТэВ, $\Delta\theta = 0,1$ мрад; - - - $E_0 = 1$ ТэВ, $\Delta\theta = 0,5$ мрад. б). Энергетическая зависимость интенсивности излучения. I_k - интенсивность излучения в ориентированном кристалле, I_a - интенсивность излучения в аморфном радиаторе эквивалентной толщины. Условия расчета и обозначения те же, что и на рис.2а.

Недостатками данного метода измерения поляризации являются малая анализирующая способность, с одной стороны, и необходимость достаточно точной ориентации монокристалла-анализатора, с другой. Эти трудности еще более возрастают при переходе к области сверхвысоких энергий. В связи с этим для измерения линейной поляризации при этих энергиях, по-видимому, целесообразно использовать метод, в значительной мере свободный от указанных недостатков и основанный на использовании для анализа поляризации процесса рождения e^-e^+ -пар на электронах:

$$\gamma + e^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-.$$

Расчеты, выполненные в ХФТИ [5], показали, что сечение данного процесса

$$d\sigma = d\sigma^{(0)}(1 - p_\gamma \Lambda \cos 2\phi)$$

обладает азимутальной асимметрией Λ . Вылет электронов отдачи происходит под существенно большими углами независимо от начальной энергии фотонов.

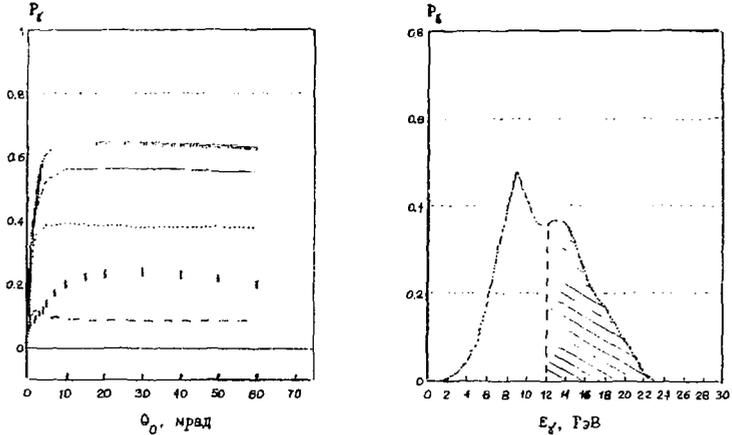


Рис. 3. Ориентационная зависимость поляризации излучения электронов с энергией 28 ГэВ и 1 ТэВ в кристалле алмаза, плоскость (001), угловой разброс пучка электронов $\Delta\theta = 0,1$ мрад. Расчетные кривые: --- $E_0 = 28$ ГэВ, $E_e = 3$ ГэВ; — $E_0 = 28$ ГэВ, $E_e = 6$ ГэВ; $\square \square \square$ — $E_0 = 28$ ГэВ, $E_e = 12$ ГэВ; - - - $E_0 = 1$ ТэВ, $E_e = 600$ ГэВ.

Рис. 4. Энергетическая зависимость поляризации излучения электронов с энергией 28 ГэВ в кристалле алмаза, плоскость (001), $\theta_0 = 60$ мрад, угловой разброс пучка электронов 0,5 мрад. Заштрихованная область - энергетический диапазон, в котором проводились измерения поляризации в эксперименте коллаборации ФИАН-ХФТИ-ИФВ-МИФИ.

Расчет азимутальной асимметрии данного процесса [5], усредненной по полярному углу вылета электрона отдачи в диапазоне от 10 до 40° и его импульсу от $1,9$ до 10 МэВ/с, приведен в таблице. Видно, что анализирующая способность практически постоянна в диапазоне энергий $1-10$ ГэВ и, согласно [5], практически не уменьшается и при более высоких энергиях (до 1 ТэВ), что позволяет создать сравнительно простой поляриметр в области сверхвысоких энергий.

С целью отработки данного способа измерения поляризации фотонов представляется целесообразным провести апробирование его на ускорителе У-70 ИФВЭ на установке "Каскад". Согласно оценкам, при энергии пучка электронов 28 ГэВ и интенсивности $\sim 5 \cdot 10^4$ электронов/цикл при плоскостной ориентации кристалла кремния толщиной $\sim 0,1X_0$ можно получить интенсивность фотонов ~ 7700 γ /цикл в интервале $E_\gamma = 2-4$ ГэВ и ~ 1900 γ /цикл в интервале $E_\gamma = 6-8$ ГэВ с поляризацией 50-60%. При этом чистое время измерений составит ~ 36 часов при точности измерения поляризации 20% в первом случае и, соответственно, ~ 64 часа при точности 30% во втором.

Таблица 1

$E_\gamma, \text{ГэВ}$	$d\sigma^{(0)}, \text{мкб}$	Λ
0,05	335	0,171
0,1	416	0,151
0,2	473	0,139
0,6	527	0,128
1,0	542	0,125
2,0	555	0,123
5,0	565	0,121
10,0	569	0,120

Список литературы

- [1] Адишев Ю.Н. и др.// Письма в ЖЭТФ. 1981. Т.33. С.478.
- [2] Гаенко В.Б. и др.// ФТТ. 1985. Т.27. С.2198.
- [3] Гаенко В.Б. и др. // ЯФ. 1989. Т.49. С.1556.
- [4] Басков В.А. и др. Препринт ФИАН 50. 1988.
- [5] Болдышев В.Ф., Винокуров Е.А., Пересунько Ю.П. Препринт ЦНИИатоминформ. - М., 1990.

ИЗЛУЧЕНИЕ ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ γ -КВАНТОВ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В ОРИЕНТИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ

В.П.Лапко, Н.Н.Насонов, В.М.Санин

Физико-технический институт, Харьков

При рассеянии релятивистского электрона на цепочке атомов возможно излучение циркулярно поляризованного γ -кванта. Поэтому считать, что усреднение поляризационной матрицы излучения по потоку частиц сводит к нулю циркулярно поляризованную составляющую излучения. Такой вывод справедлив, однако, только в условиях применимости дипольного приближения теории излучения частицы во внешнем поле.

В настоящей работе показано, что в случае достаточно больших энергий электронов, когда процесс когерентного излучения электрона на цепочке является существенно недипольным, операция усреднения не задушает циркулярно поляризованную составляющую излучения. Это важное обстоятельство обусловлено, в случае неидеальности процесса излучения, различным вкладом в излучение в заданном направлении симметричных траекторий электрона, различающихся направлением вращения вокруг цепочки.

Проведенные численные расчеты спектрально-углового распределения и поляризационных характеристик излучения потока электронов на атомной цепочке показали возможность эффективной генерации в определенных направлениях интенсивных потоков γ -квантов со степенью циркулярной поляризации порядка 50%.

ПОЛЯРИМЕТРИЯ γ -ПУЧКОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.А.Мишесев, В.Т.Михалев, А.М.Фролов

Институт физики высоких энергий, Протвино

В ряде работ изучались характеристики эффекта двойного лучепреломления высокоэнергетичных γ -квантов в монокристаллах и возможности его практического использования, в частности, для получения линейно и циркулярно поляризованных γ -пучков.

В настоящем сообщении рассматриваются возможности использования этого эффекта для измерения линейной и циркулярной поляризации жестких γ -квантов, а также для экспериментального определения динамических характеристик дихроизма монокристаллов (реальных и мнимых частей их показателей преломления при различных энергиях γ -квантов).

Для интенсивности и поляризации γ^{out} -пучка на выходе монокристалла, характеризуемого произвольными значениями параметров дихроизма, главные оси которого повернуты на некий угол относительно лабораторной системы координат вокруг оси γ -пучка, получены общие соотношения, описывающие взаимодействия с монокристаллом произвольно поляризованного в начальном состоянии γ^{in} -пучка.

На основе полученных соотношений рассмотрено взаимодействие γ^{in} -пучка с двумя и тремя последовательно расположенными монокристаллами, главные оси которых могут быть развернуты на произвольные углы вокруг оси γ -пучка.

Подытоживая проведенное рассмотрение, укажем, что экспериментальная установка (γ -поляриметр), содержащая два полностью идентичных монокристалла, способных разворачиваться на любой заданный угол вокруг их общей оси, ориентируемой относительно γ -пучка гониометрическим устройством, позволяет:

а) в неполяризованном γ -пучке измерять главные значения мнимых частей показателей преломления для используемых в γ -поляриметре монокристаллов, иными словами, сечения или вероятности процесса $\gamma \rightarrow e^+e^-$ образования электрон-позитронных пар γ -квантами с линейной поляризацией в направлении главных осей монокристалла; для определения разности главных значений реальных частей показателей преломления в неполяризованном γ^{in} -пучке необходимо использовать три идентичных монокристалла;

б) в поляризованном γ^{in} -пучке измерять мнимые части и разность реальных частей главных значений показателей преломления монокристаллов, степень линейной поляризации γ^{in} -пучка и угол ее ориентации, степень циркулярной поляризации γ^{in} -пучка.

Представлены конкретные схемы проведения измерений. Проведена оптимизация параметров γ -поляриметра и приведены оценки статистических точностей измерений.

О ЛИНЕЙНОЙ И ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ γ -КВАНТОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ

В.А.Машшев, В.Л.Михалев, А.М.Фролов

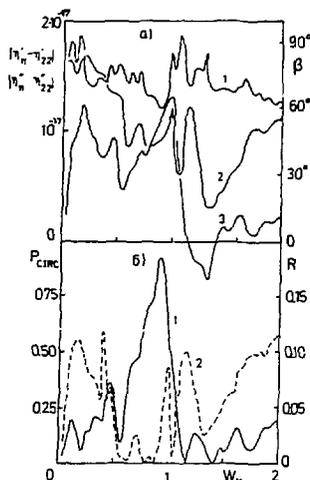
Институт физики высоких энергий, Протвино

Для исследования поляризационных характеристик γ -квантов высокой энергии (≥ 1 ГэВ), проходящих через монокристалл, ориентированный в области когерентного образования e^{\pm} -пар, получен тензор $\eta_{kl} = \eta'_{kl} + i\eta''_{kl}$ ($k, l = 1, 2$), обратный тензору диэлектрической проницаемости и записанный в системе координат с осью вдоль волнового вектора γ -кванта. Тензор рассчитан на основе дисперсионных соотношений для его реальной и мнимой частей. Компоненты тензора являются функциями универсальных параметров $W_H = \frac{GE_\gamma \theta \sin \alpha}{2mc^2}$ и $W_V = \frac{GE_\gamma \theta \cos \alpha}{2mc^2}$, где m - масса электрона, E_γ - энергия γ -кванта, G - постоянная обратной решетки монокристалла в единицах mc , θ и α , полярный и азимутальный углы ориентации относительно направления движения γ -кванта, c - скорость света. Рис.1а иллюстрирует поведение его компонент для некоторых ориентаций монокристалла (ось $\langle 001 \rangle$ составляет малый угол с направлением движения γ -кванта). Отсюда видно, что в общем случае главные оси тензоров η'_{kl} и η''_{kl} не параллельны и образуют между собой некоторый угол β (на плоскостях симметрии монокристалла $\beta = 0^\circ$ или 90°). Это означает, что тензоры η'_{kl} и η''_{kl} одновременно не приводятся к главным осям. Так, в системе главных осей тензора η'_{kl} тензор η_{kl} имеет вид

$$\begin{pmatrix} A & 0 \\ 0 & B \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} a & M \\ M & b \end{pmatrix}.$$

Характер поляризации γ -квантов, распространяющихся в монокристалле, определяется видом тензора η_{kl} . Если $M = 0$ или $A = B = 0$, то в монокристалле распространяются две линейно поляризованные волны, соответственно, вдоль главных осей тензоров η'_{kl} и η''_{kl} . Именно случай $M=0$ рассматривается в теории когерентного образования пар.

Рис. 1. Расчетные характеристики монокристалла кремния и распространяющихся в нем γ -квантов в зависимости от параметра ориентации W_H при значении $W_V = 1,16$ (при $W_H = 0$, $W_V = 0$ γ -квант движется вдоль оси $\langle 001 \rangle$; при $W_H = 0$ - в плоскости (110) монокристалла); а) - значения $|\eta'_{11} - \eta'_{22}|$ и $|\eta''_{11} - \eta''_{22}|$, соответственно, в главных осях тензоров η'_{ki} и η''_{ki} (кривые 1 и 2) и угол β между главными осями этих тензоров (кривая 3). б) - абсолютные величины циркулярной поляризации P_{circ} γ -квантов (кривая 1) и параметра асимметрии $R = Im(n_2 - n_1) / Im(n_1 + n_2)$ (кривая 2) (n_1 и n_2 - показатели преломления γ -квантов).



Если $(A - B) \cdot M \neq 0$, то в монокристалле будут распространяться две эллиптически поляризованные волны, причем эллипсы поляризации этих волн имеют одинаковое отношение осей и развернуты относительно друг друга на 90° , а направление вращения в них одинаковое. Следует иметь в виду, что эллиптическая поляризация реализуется в результате взаимодействия γ -квантов с полем монокристалла и длина установления поляризации должна быть по крайней мере больше длины формирования процесса образования e^\pm -пар. Некоторые результаты расчетов поляризации γ -квантов иллюстрирует рис.16.

Полученные результаты предсказывают новые поляризационные явления в монокристаллах при прохождении через них γ -квантов и электронов высоких энергий, также как генерацию поляризованных электронов неполяризованным пучком γ -квантов (передача спиральности компонентам пары), излучение циркулярно поляризованных γ -квантов неполяризованным пучком электронов, черенковское излучение частиц сверхвысоких энергий ($\geq 10^5$ ТэВ в кремнии, так как $Re(n) > 1$ вблизи оси).

С точки зрения практики указанные явления могут быть использованы для генерации γ -пучков высокой энергии и определения их поляризационных характеристик.

О ВОЗМОЖНОСТИ МЕЧЕНИЯ ПО ЭНЕРГИИ γ -КВАНТОВ
В РАСПАДАХ $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ С ПОДАВЛЕНИЕМ ФОНА
И ИЗМЕРЕНИЕМ ИХ ПОЛЯРИЗАЦИИ

В.А.Маишев В.Л.Михалев, А.М.Фролов

Институт физики высоких энергий, Протвино

Одна из возможностей получения γ -пучка на протонных ускорителях состоит в использовании γ -квантов от распада псевдоскалярных мезонов $\pi^0(\eta, \dots)$, образующихся при взаимодействии протонов высокой энергии с ядрами мишени. Количественные исследования процессов взаимодействия γ -квантов требуют точного определения их энергии – мечения. В основе методов мечения γ -квантов по энергии [1] лежит измерение энергии генетически связанного с ним партнера – в данном случае второго γ -кванта в двухчастичном распаде $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ [2]. При малых углах разлета γ -квантов $\theta_{\gamma_1\gamma_2}$ имеет место соотношение $\theta_{\gamma_1\gamma_2} = m_{\pi^0}c/\sqrt{P_{\gamma_1} \cdot P_{\gamma_2}}$, где m_{π^0} – масса π^0 , P_{γ_i} – импульсы γ -квантов, c – скорость света. Измерение угла разлета $\theta_{\gamma_1\gamma_2}$ и импульса одного из γ -квантов одновременно с регистрацией акта взаимодействия в мишени экспериментальной установки второго меченого γ -кванта позволяют определить его импульс (энергию). Геометрические параметры γ -пучка обеспечиваются его коллимированием. Магнит очищает γ -пучок от заряженной компоненты адронного фона. Подавление примеси нейтральных адронов достигается применением поглощающих фильтров из вещества с большим отношением радиационной длины к ядерной (D_2, LiH). Однако из-за сильного поглощения γ -квантов в фильтре корреляция партнеров в распаде $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ сильно нарушается, что наряду с трудностями методического характера существенно осложняет реализацию этого метода мечения γ -квантов.

В данном сообщении для решения фоновой проблемы в методе мечения по энергии γ -квантов от распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ предлагается метод для генерации π^0 -мезонов вместо протонного пучка использовать пучок отрицательных адронов, который на 95% состоит из π^- -мезонов ($K^- \sim 5\%, \bar{p} < 1\%$). На

протонных ускорителях такой пучок является традиционным и может иметь достаточно большую интенсивность ($\sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ от первичных протонов при относительных энергиях ≤ 0.5 от энергии протонов [3]). Использование реакции $\pi^- + \text{ядро} \rightarrow \pi^0 X$ (вместо реакции $p + \text{ядро} \rightarrow \pi^0 X$) позволяет существенно подавлять фон нейтральных адронов в γ -пучке от распада π^0 -мезонов. Дифференциальный спектр π^0 -мезонов в этой реакции (в отличие от реакции $p + \text{ядро} \rightarrow \pi^0 X$) такой же, как у лидирующих частиц (π^- -мезонов), в то время как в спектре нейтронов наибольший выход приходится на область малых энергий, а угловое их распределение достаточно широкое [4].

Наше предложение об измерении поляризации меченых по энергии γ -квантов основано на свойстве распада псевдоскалярных π^0 -мезонов на γ -кванты с взаимно ортогональными линейными поляризациями (в силу сохранения четности). Взаимодействие же γ -квантов с монокристаллом существенно зависит от их линейной поляризации (как в сильных межплоскостных электрических полях, так и при когерентном эффекте). Таким образом, представляется естественным использовать монокристалл в качестве детектора меченых γ -квантов по поляризациям, обладающего, кроме того, высоким угловым разрешением.

Возможны два способа меченых поляризации γ -квантов с помощью монокристалла.

В первом регистрируется акт взаимодействия γ -кванта в кристалле ($\gamma \rightarrow e^+e^-$ и измеряется его энергия), свидетельствующий о преимущественной его поляризации в направлении с максимальной вероятностью процесса образования e^+e^- -пар. Следовательно, в силу свойств распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, второй меченый по энергии γ -квант будет обладать такой же степенью линейной поляризации, как и провзаимодействовавший в кристалле, но в ортогональном направлении.

При втором способе монокристалл используется как поглотитель γ -квантов, линейно поляризованных в направлении с максимальной вероятностью фоторождения e^+e^- -пар. Следовательно, прошедший через монокристалл-поляризатор γ -пучок будет обогащен (за счет селективного поглощения) γ -квантами с линейной поляризацией в ортогональном направлении, которые и регистрируются системой меченых по энергии. Таким образом, второй меченый по энергии γ -квант, в силу свойств распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, будет обладать такой же степенью поляризации, как и γ -пучок, прошедший через монокристалл-поляризатор, но в направлении, соответствующем максимальному их поглощению в кристалле.

Второй способ меченых поляризации γ -квантов представляется авто-

рам более привлекательным, так как он проще, более эффективен по загрузке аппаратуры и позволяет достигать более высокой степени поляризации [6,7] меченых γ -квантов.

На протонных ускорителях:

- непосредственное использование распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ для получения меченых по энергии γ -пучков позволяет увеличить их интенсивность (в сравнении с мечеными γ -пучками от электронов);
- использование реакции $\pi^- + \text{ядро} \rightarrow \pi^0 X \rightarrow 2\gamma X$ позволяет решить фоновую проблему при получении меченых по энергии γ -пучков от распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ (в сравнении с традиционным $p + \text{ядро} \rightarrow \pi^0 X - 2\gamma X$);
- использование монокристаллов в качестве детекторов меченых по поляризации γ -квантов от распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ позволяет получать поляризованные меченые по энергии γ -пучки.

Таким образом, представляется возможным получать на протонных ускорителях высокоинтенсивные, чистые пучки поляризованных меченых по энергии γ -квантов.

Список литературы

- [1] Белоусов А.С. и др. // Труды ФИАН - М.: Наука, 1983. - Т.143. С.34.
- [2] Fries D.E.C. A tagged photon beam in the 100 GeV/c Region. - Geneva: CERN, 1972, CERN/ECFA/72/4. - V.1. P.221.
- [3] Аммосов В.В. и др.// Материалы рабочего совещания по программе экспериментальных исследований на УНК. - Серпухов: ИФВЭ, 1988. - С.81.
- [4] Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Взаимодействия адронов высоких энергий. - М.: Наука, 1983.
- [5] Перкинс Д. Введение в физику высоких энергий. - М.: Мир, 1975.
- [6] Майшеев В.А., Михалев В.Л., Фролов А.М. Препринт ИФВЭ 84-198. - Серпухов, 1984.
- [7] Майшеев В.А., Михалев В.Л., Фролов А.М. - Препринт ИФВЭ 85-106. - Серпухов, 1985.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В СИЛЬНОМ ПОЛЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.И.Сергиенко

Физический институт АН СССР, Москва

Взаимодействие электронов и γ -квантов с электромагнитным полем, напряженность которого порядка характерного квантово-электродинамического значения $F_0 = \frac{m^2 c^3}{e \hbar} = 1,32 \cdot 10^{16}$ В/см, представляет принципиальный интерес для квантовой электродинамики в связи с существенной ролью нелинейных эффектов. Теоретическое описание процессов в области F_0 и выше требует выхода за рамки теории возмущений и здесь возможно появление неминимального электромагнитного взаимодействия. Поле F_0 на комптоновской длине волны электрона производит работу, равную массе покоя электрона. Такие экстремально сильные поля существуют вблизи пульсаров и возможных "черных дыр".

В лабораторных условиях сильные поля могут быть получены в ориентированных монокристаллах в системе движущихся вдоль кристаллографических осей ультрарелятивистских электронов и γ -квантов. Несколько лет назад исследование сильных полей в кристаллах началось в CERN и в ИФВЭ на установке "Каскад".

В настоящее время появилась принципиальная возможность экспериментального исследования процессов нелинейной квантовой электродинамики в сильном поле, которые происходят при столкновении электронов и γ -квантов высокой энергии с мощным лазерным излучением. Теоретически эти процессы впервые и наиболее полно были разработаны в 60-70 годах В.И.Ритусом и А.И.Никишовым [1]. Такое исследование путем контролируемого изменения условий эксперимента (силы поля, длины волны и поляризации лазерного света, поляризации электронов) дало бы фундаментальную информацию для проверки квантовой электродинамики в экстремальных условиях. В сильном поле лазерного импульса возможно изучение следующих эффектов:

излучение γ -квантов электронами $e + n\omega \rightarrow e' + \omega'$, где $n \geq 1$; ω — энергия фотона лазерного света;

электророждение e^+e^- -пар $e \rightarrow e'e^+e^-$;

черенковское излучение в поле $e \rightarrow e'n\gamma$;

фоторождение e^+e^- -пар $\gamma \rightarrow e^+e^-$, $\gamma \rightarrow \gamma'e^+e^-$;

рассеяние света на свете $\omega_1 + \omega_2 \rightarrow \omega_3 + \omega_4$;

расщепление γ -кванта $\gamma \rightarrow \gamma_1\gamma_2$ и ряд других эффектов.

Осуществление эксперимента связано с большими трудностями. Необходимо обеспечить высокосинхронизированную работу высокоинтенсивного электронного ускорителя с энергией $E_e \gtrsim 30$ ГэВ и сверхмощного лазера с мощностью в импульсе $\gtrsim 10^{12}$ Вт. Из ускорителей наиболее перспективными являются проектируемые в настоящее время электрон-позитронные линейные коллайдеры с энергией $E_c \gtrsim 1$ ТэВ и поперечными размерами пучка ~ 1 микрон. Однако уже сейчас ряд указанных процессов доступно для исследований на трех близких по параметрам ускорителях в DESY, CERN, SLAC. Сейчас в ФИАНе есть лазеры с параметрами, близкими к требуемым.

В настоящее время в ФИАНе совместно с физиками DESY изучается возможность начать исследование некоторых из указанных процессов на ер-коллайдере HERA в DESY.

Список литературы

[1] Никишов А.И., Ритус В.И.// Труды ФИАН N 111, 1979; N 168, 1986.

ОСЦИЛЛЯЦИИ В СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ

Б.И.Барц, В.П.Лапко, Н.Н.Насонов, Н.А.Шляхов

Физико-технический институт, Харьков

Угол рассеяния электронов и позитронов ультравысокой энергии (порядка десятков и сотен ГэВ) в поле атомных цепочек и плоскостей ориентированного кристалла существенно превышает характерный угол излучения релятивистской частицы $\gamma^{-1} = m/\epsilon$ (m и ϵ - масса и энергия частицы). Поэтому при анализе излучения таких частиц обычно используется приближение постоянного поля в теории излучения, не учитывающее интерференцию фотонов, излученных частицей с различных участков ее траектории.

Цель настоящей работы - показать, что в некоторых случаях указанная интерференция оказывается весьма существенной и радикально меняет характер спектрально-углового распределения излучения частицы.

В условиях применимости приближения постоянного поля основной вклад в излучение в заданном направлении \vec{n} вносят малые участки траектории частицы $\vec{r}(t)$ в окрестности моментов времени t_i , в которых $\vec{n} || \dot{\vec{v}}(t) = \dot{\vec{r}}(t)$. Моменты времени t_i находятся из уравнения

$$\frac{d}{dt} \vec{n} \vec{v} \simeq \frac{d}{dt} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \gamma^{-2} - \frac{1}{2} (\vec{v}_\perp - \theta \vec{n}_\perp)^2 \right\} = (\theta \vec{n}_\perp - \vec{v}_\perp) \vec{w}_\perp = 0, \quad (1)$$

где \vec{v}_\perp и \vec{w}_\perp - поперечные составляющие скорости и ускорения релятивистского заряда.

Отметим, что траектория в случае движения частицы в усредненном потенциале атомной цепочки или плоскости допускает более одного решения уравнения (1). Например, при падении релятивистского электрона под углом ψ на атомную плоскость уравнение (1) будет иметь два решения в интервале углов наблюдения излучения $\psi < \theta < \sqrt{\psi^2 + \psi_c^2}$ (ψ_c -

критический угол кавалирования, вектор \vec{n} лежит в плоскости траектории электрона). Благодаря возникающей интерференции фотонов, излученных электроном с участков траектории, в окрестности точек, определяемых уравнением (1), спектрально-угловое распределение излучения электрона становится резко осциллирующей функцией угла наблюдения θ и энергии фотона ω . Используя обычную аппроксимацию усредненного потенциала атомной плоскости

$$\varphi(x) = \varphi_0(1 - 2|x|/d)^2, \quad |x| < d/2,$$

d - расстояние между плоскостями, можно получить следующее выражение для спектрально-углового распределения излученной энергии:

$$\begin{aligned} \frac{dE\vec{n}\omega}{d\omega d\Omega} = & \frac{2e^2 d^2 \psi^4}{3\pi^2 \psi_c^4} \cdot \frac{\varepsilon^2 + \varepsilon'^2}{\varepsilon'^2} \cdot \frac{\omega^2}{\alpha} \cdot \{K_{2/3}^2(F) \sin^2(G) + \\ & + \frac{1}{2\gamma^2 \psi^2} \cdot \frac{\omega^2}{\varepsilon^2 + \varepsilon'^2} \cdot K_{1/3}^2(F) \cos^2(G)\}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$F = \sqrt{\frac{2}{\alpha}} \cdot \frac{\omega' d \psi^3}{\psi_c^2}, \quad G = \frac{\omega' d}{4\gamma^2 \psi} [1 + \frac{1}{2}\gamma^2 \psi_c^2 (1 - \alpha)] (1 - \sqrt{\alpha}),$$

где $\varepsilon' = \varepsilon - \omega$; $\varepsilon \cdot \omega = \varepsilon' \cdot \omega'$; $\alpha = \sqrt{\frac{2\psi(\theta - \psi)}{\psi_c^2}}$; $0 \leq \alpha \leq 1$. Выражение (2), справедливое при $\psi^2 \gg \psi_c^2$ и $\gamma\psi_c^2 \gg 2\psi$, отличается от традиционного в приближении постоянного поля наличием осциллирующих множителей $\sin^2(G)$ и $\cos^2(G)$.

Формула (2), описывающая излучение одного электрона, должна быть усреднена по фазовому объему потока частиц. Проведенные расчеты указывают на сохранение осцилляций в спектрально-угловом распределении излучения потока электронов в достаточно тонком кристалле.

СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В ТОЛСТЫХ КРИСТАЛЛАХ

А.П.Антипенко, С.В.Блажевич, Г.Л.Бочек, В.И.Кулибаба,
Н.И.Маслов, Н.Н.Насонов, В.Д.Овчинник, С.П.Фомин,
Б.И.Шраменко, Н.Ф.Шульга

Физико-технический институт, Харьков

Представлены результаты экспериментального и теоретического исследования спектрально-угловых распределений излучения электронов с энергией 1,2 ГэВ в толстых (до 63 мм) кристаллах. Измерения проводились с использованием оригинальной экспериментальной методики, основанной на комптоновском рассеянии излученных γ -квантов в мишени-рассеивателе малого размера [1]. Данная методика позволяет измерять спектрально-угловую плотность излучения в абсолютных единицах, избегая при этом искажения спектров из-за возможного множественного рождения γ -квантов в толстом кристалле. Это обеспечивает возможность прямого количественного сравнения результатов теории и эксперимента без использования каких-либо подгоночных параметров (см. рис.1) [2].

Проведенные исследования показали, что даже в весьма толстых кристаллах (порядка нескольких сантиметров) имеет место значительное превышение спектрально-угловой плотности излучения в ориентированном кристалле по сравнению с излучением в аморфной среде. При этом угловое распределение мягких γ -квантов в кристалле оказывается уже, чем в аморфной среде (рис.1б). В области больших частот, как и предсказывалось в теоретических расчетах [3], в направлении оси кристалла наблюдается провал в угловом распределении излучения. При постепенной разориентации кристалла наблюдается частичный увод пучка мягких γ -квантов вслед за кристаллографической осью с достаточно сильной ориентационной зависимостью интенсивности излучения в максимуме углового распределения (см. рис.2).

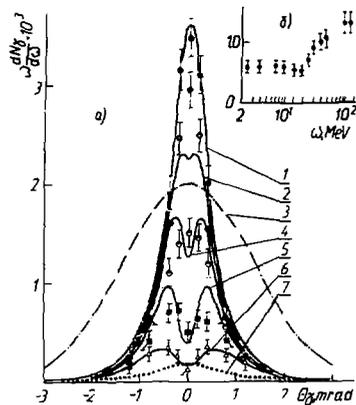


Рис. 1. а) - угловое распределение γ -излучения из ориентированного осью $\langle 111 \rangle$ кристалла кремния $T=1,5$ мм; кривые 1,2,4,5,6 соответствуют распределениям γ -квантов с энергиями 10, 20, 30, 50 и 100 МэВ; кривая 7 - распределение излучения из разориентированного кристалла; кривая 3 - угловое распределение электронов (в т.н.ед.). Спектрально-угловая плотность излучения проинтегрирована в пределах телесного угла регистрации γ -квантов $\Delta\Omega = 3,8 \cdot 10^{-8}$ ср. б) - зависимость отношения ширины распределения γ -излучения из ориентированного и разориентированного кристаллов от энергии квантов.

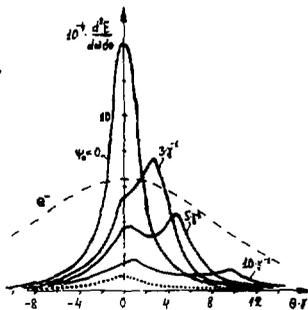


Рис. 2. Угловые распределения γ -квантов с энергией 10 МэВ, излучаемых электронами с энергией 1,2 ГэВ, падающих на кристалл кремния толщиной 10 мм под различными углами ψ_0 к кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$, $\gamma = \epsilon/m$ - лоренц-фактор электрона. Теоретический расчет из работы [3].

Предложена простая теоретическая модель процесса формирования спектрально-угловых распределений излучения с учетом эволюции пучка релятивистских электронов в толстых кристаллах, позволяющая получить хорошее количественное согласие между результатами расчетов и экспериментальными данными. Анализ показал, что все отмеченные выше особенности излучения обусловлены когерентным механизмом излучения в кристалле надбарьерных электронов. Вкладом каналированных частиц в излучение электронов с энергией порядка 1 ГэВ в толстых кристаллах можно пренебречь.

Описанные выше особенности спектрально-угловых распределений релятивистских электронов в толстых кристаллах, такие, как высокая интенсивность, малая угловая ширина и сильная ориентационная зависимость, могут быть положены в основу создания не только эффективного γ -источника, но и γ -детектора с высоким угловым разрешением. Такой γ -телескоп позволил бы регистрировать γ -кванты с энергиями от нескольких сотен МэВ и выше с угловым разрешением не хуже γ^{-1} , что более чем на порядок превышает угловое разрешение ныне существующих γ -телескопов.

Предлагаемый нами метод регистрации γ -квантов отличается от метода, предложенного в работе [4], основанного на эффекте ускоренного развития электромагнитного ливня в ориентированном кристалле [5]. Существенное отличие состоит в том, что используемый в [4] эффект имеет пороговый характер и позволяет регистрировать γ -кванты с энергиями порядка 100 ГэВ. Космические потоки таких γ -квантов на несколько порядков ниже, чем для γ -квантов в области энергий 1 ГэВ, что делает создание такого γ -телескопа весьма проблематичным [6]. Предлагаемый в настоящей работе метод лишен этой трудности, так как основан на эффекте когерентного тормозного излучения в ориентированном кристалле электрон-позитронной пары, образовавшейся от первичного γ -кванта, что позволяет понизить порог эффективной регистрации космического излучения до энергий порядка 1 ГэВ.

Список литературы

- [1] Алейшвили Д.И. и др.// ПТЭ. 1991. № 3.
- [2] Антипенко А.П. и др.// Письма в ЖЭТФ. 1991. Т.53. С.51.
- [3] Фомян С.П.// ВАНТ. Серия "Ядерная физика". 1990. Вып.3(11). С.29.

- [4] Baier V.N. et al.// NIM. 1986. V.A250. P.514.
- [5] Ахиезер А.И., Шульга Н.Ф.// Письма в ЖЭТФ. 1980. Т.32. С.318.
- [6] Басков В.А. и др.// Письма в ЖЭТФ. 1989. Т.50. С.395.

**МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ
СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ γ -КВАНТОВ,
ИСКЛЮЧАЮЩАЯ ИСКАЖЕНИЯ ИЗ-ЗА МНОЖЕСТВЕННОГО
РОЖДЕНИЯ**

С.В.Блажевич, Г.Л.Бочек, В.И.Кулибаба,
Н.И.Маслов, Б.И.Шраменко

Физико-технический институт, Харьков

Известно, что электрон при определенных условиях, например, при движении его вдоль оси кристалла, может излучать несколько тормозных γ -квантов (множественное рождение). В этом случае достоверность измеренного спектра γ -излучения будет зависеть от способа измерения. В некоторых экспериментах, как, например, [1,2], спектры измерялись спектрометром полного поглощения, регистрирующего два или больше γ -квантов как один, и были искажены. Для исключения наложений из-за множественного рождения фотона необходим статистический отбор γ -квантов, как это имеет место в парных магнитных спектрометрах. Однако эта методика достаточно сложна, особенно при очень высоких энергиях, и не может обеспечить измерения спектров в области малых энергий. Статистический отбор γ -квантов может быть также обеспечен путем использования процесса комптоновского рассеяния с измерением энергии рассеянного γ -кванта спектрометром полного поглощения.

На ускорителе ЛУЭ-2000 ХФТИ создана установка для измерения спектрально-угловых распределений γ -квантов на базе методики комптоновского рассеяния. Схема установки показана на рис.1. Пучок γ -квантов, излучаемых электронами в кристалле 1, размещенном в гониометре 2, очищается от заряженной компоненты в магните 3 и через коллиматор 4 попадает на рассеиватель 6. Рассеянные γ -кванты попадают в измерительный канал, состоящий из коллиматоров 9, 11 и 12 к магнитов 10 и 13, расположенный под углом $5,14^\circ$ к оси пучка. Энергия γ -квантов измеряется спектрометром полного поглощения 14. Пучок нерассеянных

γ -квантов регистрируется ионизационной камерой 7 и поглощается в блоке защиты 8.

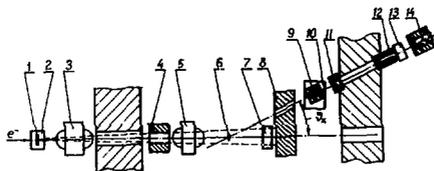


Рис. 1.

Цилиндрический рассеиватель из бериллия 6 может перемещаться вдоль оси измерительного канала, полностью пересекая пучок γ -квантов, ограниченный коллиматором 4. Таким образом, можно проводить измерения спектров под любым углом излучения в пределах $\pm 1,7 \cdot 10^{-3}$ рад, а диаметр рассеивателя определяет угловое разрешение измерений. Измерение спектра рассеянных γ -квантов и дальнейшая обработка с целью восстановления первичных спектров проводилась на ЭВМ МЕРА-660.

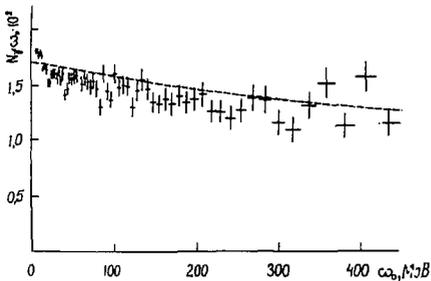


Рис. 2.

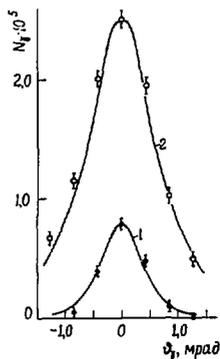


Рис. 3.

На установке проведены измерения спектральных и угловых распределений из различных мишеней. В качестве иллюстрации на рис.2 показан спектр γ -излучения из разориентированного кристалла Si толщиной 1,5 мм, полученный с целью проверки достоверности "абсолютных измерений". Пунктир - расчет по формуле Бете-Гайтлера.

На рис.3 приведены угловые распределения γ -излучения из алюминия толщиной 165 мкм (1) и разориентированного кристалла Si толщиной 1,5 мм (2). Кривые - расчет по Бете-Гайтлеру.

Описанная методика, исключая "наложения" из-за множественного рождения γ -квантов, может быть использована также для измерения спектрально-угловых распределений при более высоких энергиях (десятки и сотни ГэВ). Расчеты показывают, что угол рассеяния при этом должен быть уменьшен до десятых долей градуса.

Однако использование методики измерений спектров γ -излучения при более высоких энергиях требует проработки в каждом конкретном случае с учетом не только диапазона измеряемых энергий фотонов, но и специфики условий измерений в канале, включая величину фона на детекторе.

Список литературы

- [1] Авакян Р.О. и др.// Письма в ЖЭТФ. 1988. Т.48. С.577.
- [2] Belkacem A. et al.// Phys. Rev. Lett. 1985. V.54. P.2667.
- [3] Бочек Г.Л., Кулибаба В.И., Шраменко Б.И.// ВАНТ. Серия "Техника физического эксперимента". 1980. Вып. 2(6). С.46.

КОГЕРЕНТНОЕ ФОТОРОЖДЕНИЕ МЮОННЫХ ПАР В КРИСТАЛЛЕ

Ю.П.Кунашенко, Ю.Л.Пивоваров

НИИ ядерной физики ТПИ, Томск

При влете частицы высокой энергии в кристалл под малым углом относительно кристаллографической оси или плоскости возникает ряд новых физических эффектов. Центральное место среди них занимают когерентные процессы. В настоящее время детально изучены такие когерентные процессы, как тормозное излучение (КТИ) (теоретически и экспериментально) [1] и кросс - симметричный процесс - когерентное рождение пар (главным образом теоретически) [1-3]. Физика когерентных процессов заключается в резонансном увеличении выхода процесса при совпадении переданного кристаллу импульса с вектором обратной решетки. Это приводит к тому, что дифференциальное сечение процесса при определенных начальных (конечных) условиях влета и вылета обладает резонансными максимумами. КРП изучено подробно пока теоретически. Изучение КРП в кристаллах представляет большой интерес, например, для создания поляриметра фотонов высокой энергии, для изучения изменения радиационных длин, скоростей развития ливней, для целей γ -астрономии и т.д.

С созданием пучков γ -квантов высокой энергии появляется возможность наблюдения когерентного рождения мюонных $\mu^+\mu^-$ -пар (КРМ).

Рассмотрим, например, КРМ типа Б (импульс фотона \vec{k} параллелен оси) и ограничимся учетом взаимодействия фотона с отдельной осью. Записывая закон сохранения энергии с учетом совпадения переданного импульса с вектором обратной решетки

$$h\omega = ((\vec{k} - \vec{g}_n)^2 c^2 - (2mc^2)^2)^{1/2},$$

учитывая, что $h\omega \gg 2mc^2$, имеем

$$h\omega = 2m^2 c^2 / \text{cng}_0; \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Здесь $\hbar\omega$ - энергия фотона, $g_n = pg_n, g_0 = 2\pi\hbar/d$ - вектор обратной решетки, d - постоянная решетки, m - масса образовавшейся частицы (электрона m_e , мюона m_μ). Из последнего соотношения следует, что

$$\hbar\omega_n^\mu = (m_\mu/m_e)^2 \hbar\omega_n^e,$$

т.е. если КРП типа Б имеет место при энергиях фотона порядка $10^2 \div 10^3$ МэВ, то КРМ - при энергиях порядка 10^3 ГэВ.

На рис.1 приведено отношение $R(\hbar\omega) = d\sigma_{coh}/N d\sigma_1$ когерентного вклада в сечения фоторождения на оси к сечению фоторождения $\mu^+\mu^-$ -пар равной энергии на N атомах в аморфной мишени (алмаз $\langle 110 \rangle, N = 10^3$), рассчитанное без учета конечных размеров ядра по стандартной теории когерентного фоторождения [1]. Полное сечение рождения $\mu^-\mu^+$ -пар на оси по порядку величины $10^{-2} - 10^{-1}$ мбн и обеспечивает выход пар $N_{\mu\mu} = 10^{-8} - 10^{-7}$ пар/фотон.

Если дополнительно изучать выход $\mu^+\mu^-$ -пары с близкими по величине и направлению импульсами, то, видимо, будет возможно наблюдать и когерентное фотообразование атома $\mu^+\mu^-$. Как и для атома позитрония [4], $R(\hbar\omega)$ для этого процесса значительно ярче, чем для несвязанных пар (рис.1).

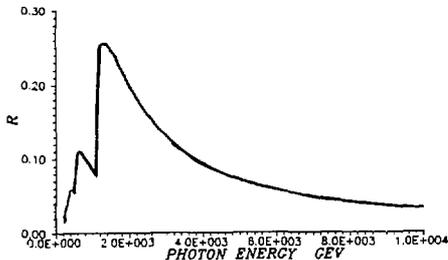


Рис. 1. Отношение $R(\omega)$, кристалл алмаза, ось $\langle 110 \rangle$.

Список литературы

- [1] Тер-Микаэлян М.А. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. - Ереван, 1969.
- [2] Cue N., Kimball J.C.// Phys. Lett. 1987. V.124. P.191.
- [3] Darbinian S.M., Ispirian K.A., Margarian A.T. Preprint 1007(57). - Ереван, 1987.
- [4] Кунашченко Ю.П., Пивоваров Ю.Л.// ЯФ.1990. Т.51. С.627.

КОГЕРЕНТНОЕ РОЖДЕНИЕ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ФОТОНАМИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ В КРИСТАЛЛЕ

Ю.П.Кунащенко, Ю.Л.Пивоваров

НИИ ядерной физики ТПИ, Томск

При совпадении переданного кристаллу импульса с вектором обратной решетки увеличивается выход процесса, такие процессы называются когерентными. Экспериментально хорошо изучено только когерентное тормозное излучение электронов [1], ведутся эксперименты по когерентному рождению пар в области энергий \sim ГэВ [2]. В настоящей работе обращено внимание на то, что на пучках фотонов высокой энергии (на У-70 и на УНК) могут быть начаты эксперименты нового типа по исследованию когерентного фоторождения нестабильных частиц в кристаллах: π^0 -мезонов [3], атомов позитрония A_{2e} [4], мюония $A_{2\mu}$, η_0 -мезонов и т.д.

Вначале рассмотрим когерентное фоторождение позитрония (КРП) [4], имеющее наиболее низкий энергетический порог. Этот процесс обладает более ярко выраженной резонансной структурой по сравнению с когерентным рождением e^+e^- -пар [3] в силу дополнительного отбора пар с равными импульсами $\vec{p}_+ = \vec{p}_-$ [4]. Для простоты рассмотрим взаимодействие фотона с отдельной осью (цепочкой из N атомов) (процесс типа Б). Сечение КРП получается суммированием амплитуд рождения на N атомах вычислением квадрата модуля полной амплитуды и суммированием по всем фотонным состояниям кристалла. В результате [4]

$$d\sigma_{cr} = \{e^{-q^2\bar{u}^2/\hbar} \sum_{n=1}^N \exp(iq_{||}nd/\hbar) |S(q_{||})|^2 + (1 - e^{-q^2\bar{u}^2/\hbar^2})\} d\sigma_1. \quad (1)$$

В (1) q^2 - квадрат переданного импульса; \bar{u}^2 - среднеквадратичные отклонения атомов от положения равновесия; $q_{||} = q \cos\theta$ - продольная (параллельная оси) компонента переданного импульса; $S(q_{||})$ -структурный фактор оси кристалла; $d\sigma_1$ - сечение фоторождения A_{2e} на отдельном

атоме. Как следует из (1), $d\sigma_{cr}$ обладает резонансными максимумами при $q_{||} = n g_0$ или при энергиях фотонов

$$h\omega_n = \mu^2 c^2 / 2c n g_0; \quad n = 1, 2, 3, \dots; \quad S(q_{||}) \neq 0, \quad (2)$$

где μ - масса позитрония ($\mu = 2mc^2 - \epsilon$); $g_0 = 2\pi h/d$ - вектор обратной решетки; d - постоянная решетки.

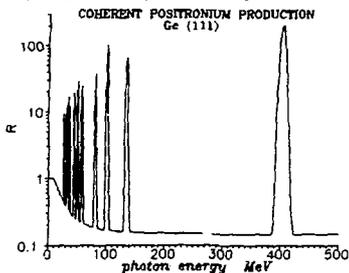


Рис.1. Отношение $R(\omega)$; $Ge < 111 >$
 $\Delta\omega/\omega = 10^{-2}$.

На рис.1 приведено отношение $R(\omega) = d\sigma_{cr}/N d\sigma_1$ сечения фоторождения на оси к сечению фоторождения позитрония на N атомах в аморфной мишени (с учетом энергетического разброса в пучке фотонов $\Delta\omega/\omega = 10^{-2}$, $Ge < 111 >$, $N = 10^3$). Полное сечение ($Ge < 100 >$, $n = 1$) по порядку величины $\sigma_{cr} = 35$ мбн и обеспечивает выход $A_{2e} \sim 10^{-9}$ атомов/фотон. В настоящее время пучки релятивистских A_{2e} получают на протонных ускорителях из распадов нейтральных пионов $\pi^0 \rightarrow A_{2e} + \gamma$. Выход такого процесса - одного порядка, что и при КРП, но при когерентном фоторождении в кристалле существенно подавлен адронный фон, что позволяет сформировать более благоприятные условия для экспериментов с релятивистскими A_{2e} .

В случае КРП типа А физика процесса остается прежней; единственное отличие состоит в том, что квантование переданного импульса \vec{q} в этом случае - по всем трем направлениям, вместо (2) имеем

$$h\omega_{lmn} = \frac{c^2 g_{lmn}^2 + \mu^2 c^2}{2c(\vec{g}_{lmn} \vec{n})}; \quad \vec{n} = \vec{k}/k; \quad S(\vec{q}) \neq 0, \quad (3)$$

где \vec{k} - импульс фотона; вектор $\vec{g}_{lmn} = \left\{ \frac{2\pi h l}{d_x}, \frac{2\pi h m}{d_y}, \frac{2\pi h n}{d_z} \right\}$ и ось OZ совпадает с осью кристалла.

В табл.1 приведены некоторые резонансные энергии фотона (Ge , $\theta = 3 \cdot 10^{-2}$ - угол между импульсом фотона и осью $< 100 >$; $\phi = 6 \cdot 10^{-2}$ - угол между плоскостью, содержащей импульс фотона и ось $< 100 >$, и плоскостью (100)), при которых можно наблюдать КРП типа А.

Таблица 1.

l	m	n	$h\omega(\text{GeV})$
3	-3	0	2.82
3	-2	0	2.76
3	-1	0	2.70
3	0	0	2.65
3	1	0	2.60
3	2	0	2.55
3	3	0	2.50

Таблица 2.

n	$h\omega(\text{GeV})$	R
1	1854	8
2	927	3
3	618	2
4	464	1

Так как при получении (1-3) нигде не использовался явный вид $d\sigma_1$ (амплитуды процесса), то все сказанное выше имеет место и для КР других нестабильных нейтральных с $C=+1$ частиц в кристаллах (π^0 -, η^0 - мезонов, атома $A_{2\mu}$ (связанное состояние $\mu^-\mu^+$)) фотонами. Для таких частиц резонансные энергии фотонов очевидно будут в $(m_z/\mu)^2$ раз выше, чем для A_{2z} : $h\omega_n^z = (m_z/\mu)^2 h\omega_n$. В табл.2 приведены резонансные энергии и величина превышения выхода π^0 при фоторождении в кристалле над выходом в аморфной мишени (алмаз $< 110 >$), взятая из работы [3].

Таким образом, когерентные эффекты рождения нестабильных нейтральных частиц фотонами в кристаллах могут наблюдаться в широком диапазоне энергий фотонов от сотен МэВ (A_{2z}) до тысяч ГэВ (π^0 , η^0). Эксперименты могут быть начаты на уже существующих фотонных пучках (У-70) и продолжены на УНК при более высоких энергиях.

Список литературы

- [1] Тер-Микаэлян М.А. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. - Ереван, 1969.
- [2] Cue N., Kimball J.C.// Phys. Lett. 1987. V.124. P.191;
Дарбинян Р.О. и др. // Письма в ЖТЭФ. 1987. Т. 51. С. 349.
- [3] Kimball J.C., Cue N.// Phys. Rev. Lett. 1986. V.57. P.1395.
- [4] Кунашенко Ю.П., Пивоваров Ю.Л.// ЯФ. 1990. Т.51. С.627.

РАЗВИТИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЛИВНЕЙ В ОРИЕНТИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ ВОЛЬФРАМА

В.А.Маишеев

Институт физики высоких энергий, Протвино

В.Б.Ганенко, В.А.Гушин, Ю.В.Жебровский, Л.Я.Колесников,
А.Л.Рубашкин

Физико-технический институт, Харьков

Б.И.Лучков, В.Ю.Тугаенко

Инженерно-физический институт, Москва

В.А.Басков, В.В.Ким, И.В.Кожоров, В.И.Сергеев, В.А.Хабло

Физический институт АН СССР, Москва

Область взаимодействия электронов и γ -квантов при энергии 10-1000 ГэВ с монокристаллами, в которой когерентный характер взаимодействия частиц с полем оси (плоскости) кристалла приводит к значительному росту сечений всех электродинамических процессов, получила название постоянного сильного поля (ПСП). Для углов входа частиц в кристалл $\theta \ll \theta_{сн} = V_0/m$ область ПСП определяется величиной $\chi_s \approx 2V_0 E/m^2 \gg 1$, где V_0 - масштаб усредненного потенциала оси (плоскости) кристалла; m - масса электрона; E - энергия падающего на кристалл электрона или γ -кванта. Электромагнитные ливни, образованные электронами или γ -квантами при взаимодействии с монокристаллами в области ПСП, отличаются от ливней в аморфном веществе [1,2].

На установке "Каскад", расположенной на электронном канале 2В ускорителя У-70, изучалось развитие электромагнитных ливней от электронов и γ -квантов в ориентированных кристаллах вольфрама при углах

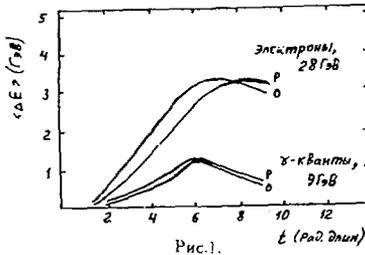


Рис.1.

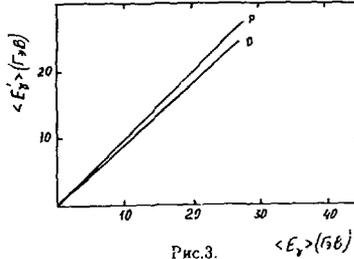


Рис.3.

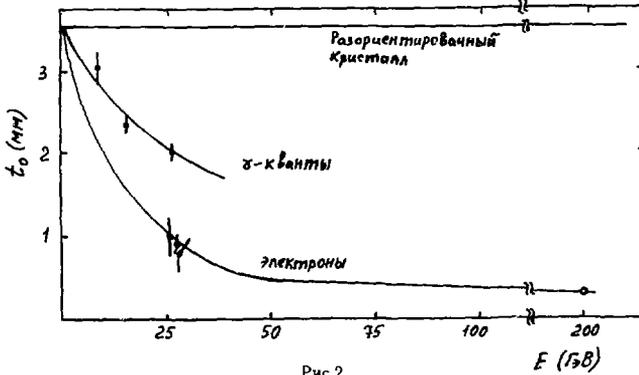


Рис.2

- Рис. 1. Развитие электромагнитного ливня в СЧЛС электронами и γ -квантами (кристалл вольфрама толщиной 1,0 мм, $\langle 111 \rangle$, $T_w = 77^\circ \text{K}$). р - кристалл разориентирован; о - кристалл ориентирован; $\langle \Delta E \rangle$ - доля энергии ливня, выделившаяся в счетчиках СЧЛС.
- Рис. 2. Зависимость изменения радиационной длины кристалла вольфрама от энергии электронов и γ -квантов (толщина кристалла 1,0 мм $\langle 111 \rangle$, $T_w = 77^\circ \text{K}$). ϕ - экспериментальные точки; о - оценки, полученные в работе [5].
- Рис. 3. Зависимость энергии, регистрируемой СЧЛС, стоящим за кристаллом вольфрама ($\langle E' \rangle$), от энергии падающих на кристалл γ -квантов ($\langle E_{\gamma} \rangle$) (толщина кристалла 1,0 мм, $\langle 111 \rangle$, $T_w = 77^\circ \text{K}$). р - кристалл разориентирован; о - кристалл ориентирован.

входа частиц в кристалл $\theta \leq \theta_{св}$ [3,4]. Электроны с энергией 26 и 28 ГэВ и γ -кванты с энергией $9 \div 27$ ГэВ направлялись на кристалл, ориентированный вдоль оси $\langle III \rangle$. Электромагнитные ливни, возникающие в кристалле, регистрировались составным черенковским ливневым спектрометром (СЧЛС), стоявшим за кристаллом. Использование кристаллов вольфрама, ориентированных вдоль оси с наибольшим потенциалом ($V_0 = 417$ эВ), и пучков электронов с энергией 28 ГэВ позволило достичь $\chi_s \sim 0,8$, что в случае кристаллов Ge, ориентированных вдоль оси $\langle 110 \rangle$ ($V_0 = 110$ эВ), можно было достичь при энергии электронов $E = 150$ ГэВ [5]. Использование кристаллов вольфрама позволило достигнуть области ПСП при существенно меньших энергиях. Электромагнитные ливни изучались на выходе из кристаллов толщиной 0,07, 0,3, 1,0, 2,7, 5,8 и 8,4 мм.

Обнаружено, что когерентный механизм развития электромагнитного ливня для электронов и γ -квантов проявляется при энергии $E \leq 9$ ГэВ, что приводит к изменению радиационной длины кристалла и, соответственно, к изменению формы каскадной кривой (рис.1 и 2). Радиационная длина кристалла уменьшается от своего первоначального значения (разориентированный кристалл) при уменьшении угла входа между импульсом падающей частицы и осью (плоскостью) кристалла, при увеличении энергии падающих на кристалл частиц и увеличении толщины кристалла. В ориентированных кристаллах происходит интенсивное поглощение энергии электромагнитного ливня, усиливающееся при увеличении энергии частиц и толщины кристалла (рис.3). При увеличении энергии частиц ширина ориентационной зависимости развития ливня уменьшается.

Полученные экспериментальные зависимости указывают на возможность создания спектрометра направленного действия для использования его в физике высоких энергий и космических исследованиях.

Список литературы

- [1] Байер В.Н. и др.// УФН. 1989. Т.159. С.455.
- [2] Ахлезер А.И. и др.// ДАН СССР. 1987. Т.292. С.338.
- [3] Басков В.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т.52. С.740.
- [4] Басков В.А. и др.// Письма в ЖЭТФ. 1990. Т.52. С.1082.
- [5] Байер В.Н. и др.// Письма в ЖЭТФ. 1989. Т.49. С.533.

ГАММА-ТЕЛЕСКОП С КРИСТАЛЛИЧЕСКИМ КОНВЕРТЕРОМ

В.А.Басков, В.В.Ким, В.И.Сергиенко, В.А.Хабло

Физический институт АН СССР, Москва

Б.И.Лучков, В.Ю.Тугаенко, О.В.Чупиков

Инженерно-физический институт, Москва

На экспериментальной установке "Каскад" в ИФВЭ была выполнена программа исследований процессов квантовой электродинамики в сильных полях ориентированных кристаллов [1]. При изучении механизма развития электромагнитного ливня в кристаллах был обнаружен ориентационный эффект, который может иметь очень интересное применение, в частности, для определения положения источника γ -квантов в пространстве [2].

При прохождении через кристалл электронов и γ -квантов высокой энергии под малыми углами к кристаллографической оси вероятности их взаимодействия с веществом увеличиваются, что приводит к интенсивному развитию электромагнитного ливня. Заряженную компоненту ливня, выходящую из кристалла, можно оценить по амплитуде сигнала спинтилляционного (или черенковского) счетчика, расположенного за кристаллом. Амплитуда тем больше, чем меньше угол θ между кристаллографической осью и импульсом налетающей частицы. Ориентационная по θ зависимость амплитуд сигналов имеет максимум при $\theta = 0$. При энергии частиц в сотни ГэВ амплитуда в максимуме может быть в десятки раз больше амплитуды при $\theta \gg 0$. Ориентационный эффект развития ливня, как показали измерения, можно выделить уже при энергии первичных γ -квантов ~ 1 ГэВ. Это открывает возможность практического использования эффекта в γ -астрономии для создания кристаллического γ -телескопа с высоким угловым разрешением.

Предлагаемая конструкция телескопа включает в себя следующие основные узлы: конвертер, состоящий из ориентированных кристаллов кремния, за конвертером расположена система пространственно

разнесенных годоскопических плоскостей, регистрирующих координаты прохождения ливня из конвертера. Годоскопическая система предназначена для предварительного поиска источника γ -квантов и для сужения угловой апертуры телескопа с целью подавления фона изотропного γ -излучения. Между плоскостями помещены амплитудные скintилляционные счетчики, регистрирующие заряженную компоненту ливня. Последним расположен спектрометр для определения энергии первичных γ -квантов. Передняя полусфера телескопа закрыта экраном антисовпадений для защиты от заряженных частиц.

Проведенные оценки показывают, что телескоп при рабочих размерах $0,25 \text{ м}^2$ и весе около 300 кг должен иметь угловое разрешение примерно на порядок лучше, чем у существующих гамма-телескопов. Основное назначение телескопа - идентификация источников космического γ -излучения с известными астрономическими объектами (источник "Геминга" и т.д.).

Список литературы

- [1] Байер В.Н. и др. Препринт ФИАН N 204. - Москва, 1988.
- [2] Басков В.А. и др.// Тезисы докладов XIX Всесоюзного совещания "Взаимодействие заряженных частиц с кристаллами". - М.: МГУ, 1989; Письма в ЖЭТФ. 1989. Т.50. С.395.

ВОЗМОЖНОСТЬ МЕЧЕНИЯ АДРОННОГО ПУЧКА НА SSC

В.М.Бирюков

Институт физики высоких энергий, Протвино

В работе [1] предлагается вывод вторичных адронов, образующихся в местах встреч SSC, кристаллами вольфрама, изогнутыми на угол > 4 мрад; интенсивность выведенного пучка оценивается в $10^6/\text{с}$. В настоящей работе показана возможность мечения выведенного адронного пучка по излучению в кристаллическом дефлекторе.

Идея использовать излучение в кристаллическом дефлекторе для мечения каналированных частиц высказывалась Цыгановым в 1978 г.

Это излучение содержит [2,3] мягкую (синхротронную) и жесткую (излучение при каналировании) части спектра. Его интенсивность равна (для гармонического потенциала)

$$I = \frac{2}{3} e^2 \gamma^4 \frac{\theta_k^2}{x_k^2} (\rho^2 + \frac{\epsilon}{2}), \quad (1)$$

где $\epsilon = E_z/E_{z,c}$ - поперечная энергия по отношению к критической; θ_k - критический угол каналирования; x_k - критическая поперечная координата; $\rho = R_k/R$; R_k - критический радиус. Интенсивности мягкой I_{SR} и жесткой I_{CR} частей спектра сравнимы, тогда как характерные частоты сильно различаются:

$$\omega_{SR} = \frac{3}{2} c \frac{\gamma^3}{R}, \quad \omega_{CR} = \left(\frac{2U_0}{m x_k^2} \right)^{1/2} \gamma^{3/2}. \quad (2)$$

Как следствие, число излученных фотонов практически определяется лишь мягкой частью спектра. Длина, на которой излучается один фотон,

$$L_1 = 95 \frac{mc^2}{E/R} \quad (3)$$

составляет для π^+ в Si(110), Ge(110), W(110) величины до 2,2, 1,1 и 0,27 см соответственно. Возможные способы идентификации частиц: (а) измерение количества излученных фотонов ($\sim 1/m$); (б) измерение энергий фотонов ($\sim 1/m^2$): (в) использование разницы длин поглощения в кристалле фотонов с разными энергиями; (г) определение добавки $dE/dz \sim 1/m^4$ из-за излучения, используется методика [4]. Препятствиями являются рассеяние фотонов в кристалле и фоновые процессы.

Можно предложить две схемы мечения. В самой простой из них мечение осуществляется регистрацией фотонов, излученных вперед и не рассеявшихся в кристалле. Характерная энергия фотонов порядка 20 МэВ и высокая направленность излучения, выделенного в пространстве от отклоненного и неотклоненного адронных пучков, существенно облегчают регистрацию. Количество фотонов ограничено их длиной свободного пробега в кристалле $1/\mu(\omega)$.

Фон, преимущественно из δ -электронов, сопровождающий прохождение каналированной частицы через кристалл, грубо говоря, изотропен по углу, и потому не влияет на эффективность мечения. Фон от неканализованных частиц исключается вето-счетчиками.

При эффективности детектора $q(\omega) = 0,8 - 0,9$ эффективность мечения в этом варианте

$$f = 1 - \exp\left(-\int_0^{\infty} d\omega \frac{q(\omega)I(\omega)}{\hbar\omega\mu(\omega)} \{1 - \exp(-\mu(\omega)L)\}\right) \simeq 1 - \exp(-q/\mu L_1) \quad (4)$$

составит 0,85-0,95 для π^+ . Фотоны от каонов мягче в 40 раз и сильно поглощаются в кристалле. Измерение энерговыделения в детекторе фотонов позволит дополнительно грубо ($\Delta E/E \simeq 20\%$) определить энергию меченого пиона.

В другой схеме можно использовать идею о смещении спектра излучения (выбором подходящей кривизны) в область частот, в которой доминирует комптоновское рассеяние фотонов в кристалле. При этом фотоны рассеиваются на углы порядка 1 радиана. Вероятность их выхода из кристалла определяется его толщиной (~ 1 мм), а не длиной. Возникающие здесь проблемы анализируются в [5].

Автор признателен М.Д.Бавижеву и А.М.Таратину за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Morfin J.G., Sun C.R.// Design and Utilization of the SSC. - Snowmass, 1984. - P.477.
- [2] Башмаков Ю.А.// Труды ФИАН. 1983. Т.143. С.49.
- [3] Taratin A.M. et al.// NIM. 1987. V.26B. P.512.
- [4] Samsenov V.M. Relativistic Channeling./ Eds. Carrigan R.A. Jr. Ellison J.A. - NY: Plenum, 1987. - P.128.
- [5] Bavizhev M.D., Biryukov V.M., Fedotov Yu.S. et al.// Workshop "Physics at UNK". - Protvino: IHEP, 1990. - P.272.

ВОЗМОЖНОСТЬ ДИАГНОСТИКИ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ γ -ЗАВИСИМОСТИ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.А.Верзилов, А.П.Потылицын

НИИ ядерной физики ТПИ, Томск

Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) возникает при прохождении заряженных частиц через кристаллическую мишень и отвечает когерентному характеру взаимодействия поля частиц с кристаллографическими плоскостями. Хорошо развитая теория явления, а также полученное к настоящему времени достаточное количество экспериментальных данных на электронных пучках позволяют провести рассмотрение практического применения ПРИ в качестве инструмента для диагностики пучков заряженных частиц.

В соответствии с теорией [1] имеется существенная зависимость формы и размеров углового распределения ПРИ от γ -фактора частиц, определяемая параметром θ_β :

$$\theta_\beta^2 = \gamma^{-2} + \theta_s^2 - \text{Re}\chi_o(\omega), \quad (1)$$

где θ_s - средний угол многократного рассеяния, $\chi_o(\omega)$ -фурье-компонент диэлектрической восприимчивости среды. Значение

$$\gamma_{\text{пор}} = \sqrt{\frac{1}{\theta_s^2 - \text{Re}\chi_o(\omega)}}$$

является пороговым. При $\gamma < \gamma_{\text{пор}}$ вклад члена γ^{-2} в θ_β становится преобладающим, определяя характер зависимости параметров углового распределения ПРИ от γ .

Сравнение экспериментально измеренного углового распределения с расчетным позволит судить о величине γ -фактора или при известных γ определить парциальный вклад от компонент сложного пучка. Возможно также определение расходимости пучка в том случае, если она сравнима

или превосходит по величине θ_{β} . Весьма перспективным представляется применение данной методики для диагностики адронов тэвных энергий, поскольку толщина кристаллических мишеней не превышает сотен микрон, что не приводит к искажению характеристик пучка.

На рис.1 приведено расчетное угловое распределение интенсивности фотонов $dN/d\theta_{\gamma}$ в плоскости Y, перпендикулярной плоскости дифракции для смешанного пучка протонов и π -мезонов при энергии 40 ГэВ и отражения (400)Si на угол 90° . Кривая 1 отвечает случаю, когда потоки р- и π -мезонов равны; 2 – поток протонов превышает поток π -мезонов в 5 раз и 3 – в 100 раз. Видно, что форма углового распределения позволяет с достаточной достоверностью определять относительные потоки частиц в смешанном пучке в широком диапазоне.

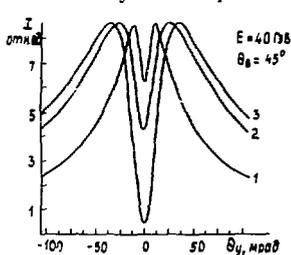


Рис.1.

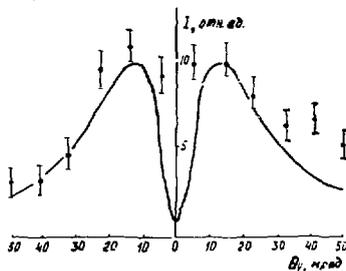


Рис.2.

Рис. 1. Угловые распределения интенсивности ПРИ для смешанного пучка протонов и π -мезонов, когда потоки р- и π -мезонов равны (1); поток протонов превышает поток π -мезонов в 5 раз (2) и в 100 раз (3).

Рис. 2. Экспериментальное угловое распределение и расчетная кривая ПРИ для электронов с энергией 150 МэВ, отражения (400)Si и $\theta_B = 45^{\circ}$.

На рис.2 приведено экспериментально измеренное угловое распределение и расчетная кривая отражения (400)Si на угол 90° для электронов с энергией $E_e = 150$ МэВ. Соответствующее данной энергии электронов $\gamma = 290$ примерно то же, что и для π -мезонов с энергией 40 ГэВ. Расчетная кривая приведена с учетом коллимации и многократного рассеяния электронов в кристалле. Центр распределения частично замазан дифракцией тормозного излучения (отсутствующего на адронных пучках). Приведенные ранее [2] эксперименты при более высоких энергиях электронов также показали удовлетворительное согласие с теорией в широком диапазоне значений γ .

Существует возможность диагностики по γ -зависимости тонкой спектральной структуры ПРИ. В [3] экспериментально доказано, что энергия фотонов в рефлексе связана с углом ориентации кристаллографических плоскостей относительно пучка θ_B и углом наблюдения θ_D соотношением ($V \approx c$):

$$E_\gamma = \frac{\hbar c \gamma \sin \theta_B}{(1 - \gamma^{-2})^{-1/2} - \cos \theta_D} \quad (2)$$

Очевидно, что для малых углов регистрации излучения, таких, что $\gamma^{-2} \gg 1 - \cos \theta_D$, имеет место сильная зависимость энергии ПРИ в данном направлении от величины γ . На рис.3 приведена расчетная кривая, показывающая зависимость отношения энергии ПРИ для протонов и π -мезонов с энергией 40 ГэВ от угла θ_D . Для углов $\theta_D < 2^\circ$ оно становится значительным, приближаясь к значению $(\gamma_\pi/\gamma_p)^2$.

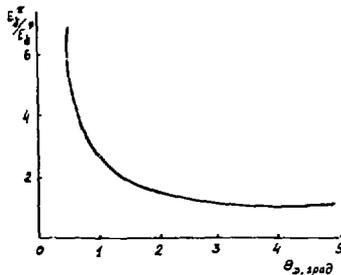


Рис. 3. Зависимость отношения энергий излучения для π -мезонов и протонов от угла наблюдения θ_D .

Для оценки точности предлагаемых методов необходимы экспериментальные исследования характеристик ПРИ на пучке адронов, в том числе в области энергий $Y=70$.

Список литературы

- [1] Feranchuk I.D., Ivashin A.V.// J.Physique, 1985. V.46. P.1981.
- [2] Адищев Ю.Н. и др.// ЖЭТФ. 1987. Т.93. Вып.6(12) С.1943.
- [3] Приступа В.И., Хижняк Н.А. Препринт ХФТИ 89-55. - Харьков.

ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ОРИЕНТИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ НА ПРОТОННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

В.А.Маишеев, В.Л.Михалев, Ф.Н.Новоскольцев, А.М.Фролов

Институт физики высоких энергий, Протвино

Для получения электронных (позитронных) пучков на протонных ускорителях γ -кванты от распадов π^0 -мезонов пропускают через специальную мишень, называемую конвертером, где происходит образование e^\pm -пар. Процессом, снижающим эффективность генерации таких пучков, являются потери энергии электронов на тормозное излучение в веществе конвертера.

В данной работе предлагается вместо традиционного аморфного конвертера (обычно свинец толщиной 0,7 рад. длины по пучку) использовать монокристаллы, ориентированные в области когерентного рождения пар. Рассмотрены ориентации монокристалла, когда образование e^\pm -пар происходит в поле одной из его сильных плоскостей.

Показано, что в области ориентаций

$$\theta \text{ [рад]} \gtrsim 0.15/E_e \text{ [ГэВ]}$$

(θ - угол влета γ -пучка относительно плоскости, E_e - энергия электрона) отношение скорости образования e^\pm -пар к скорости их радиационных потерь энергии превосходит это отношение в аморфном веществе. Важно, что область углов θ лежит вдали от ориентаций монокристалла, когда идет процесс образования e^\pm -пар в так называемом "сильном" поле ($\theta \sim 0$), что обеспечивает применимость стандартной теории когерентного образования пар при высоких энергиях γ -квантов.

Для расчета выходов электронов из монокристалла был развит аналитический метод, а также создана программа расчета методом Монте-Карло [1]. Результаты расчетов показывают, что эффективность генерации электронов (т.е. отношение потоков электронов из оптимальных

монокристаллического и аморфного конвертеров) увеличивается с ростом относительной энергии электронов $X_p = E_e/E_p$ (E_p - энергия первичного протонного пучка), что обусловлено формой спектра γ -квантов. При фиксированном значении X_p оптимальный выход электронов растет с увеличением их энергии E_e , так как уменьшается влияние температурных колебаний решетки (постоянной составляющей сечения образования e^\pm -пар).

Для условий УНК ИФВЭ на энергию протонов 3000 ГэВ предложенный способ дает выигрыш в интенсивности электронных пучков в 1,3–2,5 раза в монокристалле кремния и 1,4–3,5 раза - бериллия по сравнению с традиционным методом в области энергий электронов 500–2000 ГэВ соответственно.

Расчеты показывают слабую зависимость выходов в зависимости от расходимости пучка электронов (γ -квантов).

Моделирование методом Монте-Карло результатов эксперимента [2] по использованию ориентированных монокристаллов кремния для увеличения интенсивности 200-ГэВ электронного пучка ($E_p = 450$ ГэВ) находится в удовлетворительном согласии с измерениями. Расчеты показывают целесообразность применения ориентированных монокристаллов для генерации электронных пучков на ускорителях на энергию ≥ 1 ТэВ.

Список литературы

- [1] Маяшев В.А. и др. Препринт ИФВЭ 89-212. - Протвино, 1989.
- [2] Atherton H.W. et al. Preprint CERN/SPS 85-43 (EBS). - Geneva, 1985.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ДЕЗИНТЕГРАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ
ДЕЙТРОНОВ
В АМОРФНЫХ И КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МИШЕНЯХ
И ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКА НЕЙТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Ю. Л. Пивоваров

НИИ ядерной физики ТПИ. Томск

1. В связи с вводом в строй новых ускорителей протонов и ядер с $\gamma \approx 10^2 - 10^3$ (γ -лоренц-фактор) возникает ряд новых интересных задач в экспериментах с фиксированной мишенью, в частности, получение пучков радиоактивных релятивистских ядер. Возбужденные релятивистские ядра (или возбужденные фрагменты) возникают как в центральных, так и периферических ядро-ядерных столкновениях. Среди последних для нас важны процессы электромагнитного возбуждения и электромагнитной дезинтеграции ядер. Это связано с тем обстоятельством, что электромагнитные сечения взаимодействия ядер растут с энергией (с увеличением γ) и достигают типично "ядерных" значений порядка барн при $\gamma \sim 10^3$ (см. ниже). Вторым важным моментом является использование кристаллической мишени и эффекта каналирования ядер, что позволяет подавить центральные ядро-ядерные столкновения и сохранить периферические электромагнитные процессы, тем самым значительно уменьшить адронный фон, выход фрагментов и т.д. по сравнению с аморфной мишенью.

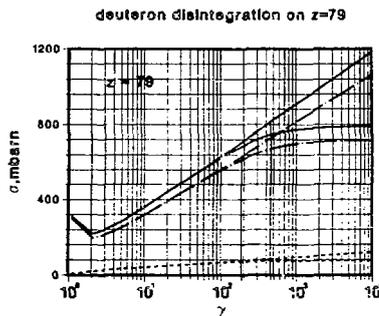
2. Начнем с сечений электромагнитной дезинтеграции дейтронов (ЭМДД) высоких энергий в аморфной мишени. Сечения можно рассчитать с помощью формул [1-3]:

$$\sigma(\gamma) = \sum_{\pi=F,M} \sigma_{\pi 1}(\gamma); \quad (1)$$

$$\sigma_{\pi 1}(\gamma) = \int \sigma_{\pi 1}^{ph}(\omega) n_{\pi 1}(\omega, \gamma) d\omega, \quad (2)$$

где $\sigma_{\pi 1}(\omega)$ - сечения электрического дипольного и магнитного дипольного фоторасщепления дейтрона, а $n_{\pi 1}(\omega, \gamma)$ - спектры виртуальных фотонов соответствующей мультипольности ($\pi = E, M$). Результаты расчетов представлены на рис.1.

Рис. 1. Сечение ЭМДД на ядре Au: пунктир - $\sigma_{M1}(\gamma)$; штрихпунктир - $\sigma_{E1}(\gamma)$; сплошные линии - $\sigma_d(\gamma)$. Нижняя ветвь каждой кривой вычислена с учетом упругого атомного экранирования [2] типа Мольера.

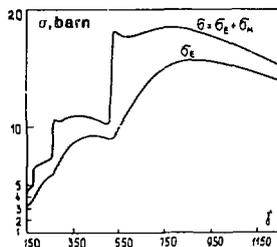


Из рис.1 следует, что при $\gamma \approx 10^3$ (энергии УНК и SSC) сечения ЭМДД на тяжелых ядрах становятся порядка 16, достигают "ядерных сечений", т.е. процесс вполне может быть использован для генерации релятивистских нейтронов.

3. Если использовать ориентированную кристаллическую мишень и эффект каналирования релятивистских дейтронов, то можно подавить малые прицельные параметры столкновений, т.е. центральные дейтрон-ядерные столкновения, сохранив периферический процесс ЭМДД.

Сечение ЭМДД при этом также уменьшается, но незначительно [3]. В то же время в кристаллической мишени возникают когерентные эффекты, связанные с квантованием переданного импульса. Это приводит к разделению сечения ЭМДД $\sigma_{cr}(\gamma)$ в кристалле на когерентную и некогерентную части [3-5]. В результате, например, зависимость сечения ЭМДД от γ в очень тонком кристалле становится весьма нетривиальной (рис.2) [3,4].

Рис. 2. Когерентная часть сечения ЭМДД на $\langle 110 \rangle$ оси Au из $N = 10^2$ атомов [3] для энергий УНК с атомным экранированием типа Дойли-Тэрнера. Полное сечение $\approx 2\sigma_{coh}$.



Даже для такой тонкой мишени ($L \approx 0,5$ мкм) выход релятивистских нейтронов составил бы $r_n \approx 10$ нейтр./дейтр. Для толстых кристаллов, даже полагая $\sigma_{cr}(\gamma) \approx 0,1\sigma_d(\gamma)$, имеем оценку $r_n \approx L$ (см)/10 нейтр./дейтр. и при $L = 1$ см получаем $r_n \approx 0,1$ нейтр./дейтр. Для еще более толстых мишеней (каналирование дейтронов с $\gamma = 10^2 - 10^3$ возможно вплоть до $L = 10 - 10^2$ см), с учетом ядерного поглощения, выход нейтронов оцениваем как

$$r_n = \{\sigma_{cr}/\sigma_{tot}\}\{1 - \exp(-\sigma_{tot}\rho L)\}, \quad (3)$$

где $\sigma_{tot} \approx \sigma_{cr}(\gamma) + \sigma_{abs}$, σ_{abs} - ядерное сечение, ρ - плотность атомов мишени.

4. Приведенные оценки говорят о возможности формирования достаточно интенсивного пучка нейтронов высоких энергий при ЭМДД в кристаллах. Проведем оценку качества пучка. Угловая расходимость нейтронов определяется, очевидно, большим из двух углов - угла Линдхарда Ψ и θ_n . Угол $\theta_n \approx (2/\gamma)\sqrt{\varepsilon/M_d}$, где ε - энергия связи и M_d - масса дейтрона; он возникает при лоренц-преобразовании углового распределения фоторасщепления дейтрона из с.п.и. к лаб. системе. Например, для дейтронов с $\gamma = 400$ (энергия УНК, первая очередь) и каналировании в $\langle 110 \rangle$ Au получаем $\theta_n \approx 1,6 \cdot 10^{-4}$ и $\Psi \approx 1,3 \cdot 10^{-4}$. Энергетическая расходимость определяется начальной расходимостью пучка дейтронов и процессом фоторасщепления дейтрона в с.п.и. Так как характерные энергии нейтронов в с.п.и. $\varepsilon_n \approx \varepsilon$, то энергетическая расходимость пучка нейтронов от γ не зависит: $\Delta\varepsilon_n/\varepsilon_n \approx \varepsilon/M_d \approx 10^{-3}$. Таким образом, ЭМДД в ориентированной кристаллической мишени позволяет сформировать достаточно интенсивный и качественный пучок нейтронов высоких энергий, причем в условиях существенного подавления адронного и другого фона, возникающего в результате центральных ядро-ядерных взаимодействий. Возникающие нейтроны имеют энергию $\varepsilon_n \approx 0,5\varepsilon_d(\gamma_n \approx \gamma_d)$, легко маркируются по оставшемуся протону, а в случае поляризованных дейтронов - поляризованы.

Примеры электромагнитных взаимодействий более сложных ядер с аморфными и кристаллическими мишенями, приводящие, в частности, к возможности формирования пучков γ -радиоактивных релятивистских ядер, можно найти в [1-5]. Пучки нейтронов высоких энергий, например, можно было бы получать при электромагнитной дезинтеграции релятивистских ядер бериллия [5] с более низким ($\varepsilon_{Be} = 1,665$ МэВ) порогом фоторасщепления, но с более широким энергетическим спектром.

Список литературы

- [1] Bertulani C.A., Baur G.// Phys. Reports. 1988. V.163. P.299.
- [2] Pivovarov Yu.L. Preprint of the Niels Bohr Institute, 1988. – P.46.
- [3] Pivovarov Yu.L. et al.// Nucl. Phys. 1990. V.A509. P.800.
- [4] Пивоваров Ю.Л. и др.// ДАН СССР. 1987. Т.295. С.1104.
- [5] Пивоваров Ю.Л., Воробьев С.А.// ДАН СССР. 1981. Т.256. С.837.

ЭКСПРЕССНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПОВРЕЖДАЕМОСТИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ ПУЧКАМИ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Н.И.Маслов

Институт физики высоких энергий, Протвино

При использовании кристаллов для преобразования пучков ускоренных заряженных частиц возникает вопрос о радиационной стойкости кристаллов. Прогнозирование и расчет радиационной стойкости возможны в том случае, если известны сечения процессов взаимодействия частиц с кристаллами и сечения дефлектообразования для первичных частиц и частиц, возникающих в результате взаимодействия. В настоящее время нет данных по повреждению материалов частицами высоких энергий за исключением отдельных результатов, например, для электронов и γ -квантов с энергиями до 1,5 ГэВ [1,2]. Поэтому в ближайшее время данные для прогнозирования радиационной стойкости монокристаллов могут быть получены либо путем полномасштабного машинного моделирования, либо экспериментальным путем.

Наиболее совершенными и поэтому наиболее употребляемыми являются полупроводниковые кристаллы. При исследовании их радиационной стойкости могут быть применены хорошо изученные методы оценки радиационной стойкости по изменению электрофизических параметров полупроводников, таких, как концентрация носителей заряда и время жизни неравновесных носителей заряда [1,2]. Эти методы позволяют измерять скорость и изменение скорости накопления радиационных дефектов в кристаллах в различных экспериментальных условиях оперативно, за короткое время. Так, если изменение интенсивности генерации γ -излучения в ориентированном монокристалле кремния происходит при дозах порядка 10^{13} эл/см² [3], то электрофизические параметры изменяются при дозах $10^{11} - 10^{12}$ эл/см².

Методом измерения электрофизических характеристик кремния в ХФТИ был обнаружен ориентационный эффект радиационной повреждаемости монокристаллов кремния (ось $\langle 100 \rangle$) электронами и позитронами с энергией 1 ГэВ [4]. Эффективность радиационного повреждения ориентированного кристалла кремния толщиной 0,6 мм электронами в 1,65 раз больше, а позитронами – в 1,4 раза меньше, чем разориентированного кристалла. Ориентационный эффект радиационной повреждаемости был качественно объяснен перераспределением плотности потока частиц в кристаллографическом канале. В результате перераспределения плотность потока электронов в районе кристаллографической оси увеличивается, позитронов – уменьшается.

В работах [5,6] исследована зависимость эффективности радиационного повреждения электронами 1 ГэВ ориентированных кристаллов от их толщины. Величина эффективности повреждения уменьшается при увеличении толщины монокристаллов в интервале 30-2000 мкм. Проведено сравнение зависимости эффективности повреждения Si от толщины с результатами математического моделирования эволюции потока каналированных электронов и эффективности дефектообразования при проникновении электронов в кристалл. Для дефектообразования в тонком (30 мкм) кристалле имеет место удовлетворительное согласие данных моделирования и экспериментов. В более толстых кристаллах экспериментально измеренная величина ориентационного эффекта в дефектообразовании существенно превышает рассчитанную.

В работе [6] приведены результаты исследований характеристик γ -излучения, генерируемого в кристаллах кремния различной толщины, и результаты моделирования дефектообразования в кремнии с учетом вклада от γ -излучения. При облучении кремния γ -квантами с энергией выше порога фотоядерных реакций дефектообразование, в основном, происходит в результате фотоядерных реакций [2]. Поэтому генерация γ -излучения в кристалле, максимум в спектре которого совпадает с областью гигантского резонанса фотоядерных реакций в кремнии, вносит значительный вклад в ориентационный эффект дефектообразования (отношение эффективности повреждения ориентированного кристалла к эффективности повреждения разориентированного кристалла). Моделирование показало, что в кристалле толщиной 2 мм вклад фотоядерных реакций в ориентационный эффект радиационного повреждения составляет 1,2, а вклад упругих столкновений 1,02. Расчетная величина ориентационного эффекта хорошо согласуется в пределах точности эксперимента с экспериментально измеренной величиной 1,36. В расчетах учитывалось γ -излучение в обла-

сти максимума гигантского резонанса фотоядерных реакций $E_{\gamma} \leq 30$ МэВ. Учет вклада в дефектообразование γ -квантов с большими энергиями, вероятно, улучшит согласие расчетной и экспериментальной величин ориентационного эффекта.

Таким образом, при взаимодействии ультрарелятивистских электронов с ориентированными монокристаллами на малых глубинах (< 100 мкм) основной вклад в ориентационный эффект увеличения радиационного повреждения вносит перераспределение плотности потока частиц в кристаллографическом канале, а на больших глубинах определяющим является повреждение кристалла когерентным γ -излучением надбарьерных электронов.

Полученный результат показывает, что измерение деградации электронных параметров кристаллов при облучении может быть использовано как для оценки радиационной стойкости кристаллов, так и для исследования процессов взаимодействия. Подобные измерения могут проводиться не только на электронных пучках, но и на пучках других частиц с более высокой энергией.

Если необходимо получение данных для неполупроводниковых монокристаллов, то в этом случае возможно использование полупроводникового образца-свидетеля.

Список литературы

- [1] Маслов Н.И., Пугачев Г.Д., Хейфец М.И.// ФТП. 1982. Т.16. Вып.3. С.513.
- [2] Маслов Н.И., Пугачев Г.Д. и др.// ФТП. 1984. Т.18. Вып.4. С.585.
- [3] Касилов В.И., Лапин Н.И., Шербак С.Ф.// ЖТФ. 1989. Т.59. Вып.1. С.190.
- [4] Автипенко А.П. и др. // УФЖ. 1984. Т.29. N 6. С.900.
- [5] Автипенко А.П. и др. // Тезисы докладов III Всесоюзной конференции "Излучение релятивистских частиц в кристаллах". - Нальчик, 1988. - С.119.
- [6] Автипенко А.П. и др.// Труды Международной конференции "Радиационное материаловедение". - Алушта, 1990. - С. 25.

МЕТОДИКА ПЕРЕНОСА ОРИЕНТАЦИИ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МИШЕНЕЙ

В.Б.Ганенко, В.А.Гущин, Ю.В.Жебровский, Л.Я.Колесников,
А.Л.Рубашкин, П.В.Сорокин

Физико-технический институт, Харьков

В последние годы широко исследуются эффекты взаимодействия ультрарелятивистских заряженных частиц с монокристаллами (когерентное тормозное излучение электронов, каналирование, отклонение и вывод пучков частиц из ускорителей и т.д.). При экспериментальном изучении этих проблем необходимо точно знать расположение кристаллических осей в пространстве. Ниже обсуждается метод переноса начальной ориентации монокристалла в гониометре с одного ускорителя на другой. Эта задача возникла в связи с исследованиями процессов излучения и рождения пар в сильных полях ориентированных кристаллов, проводимыми на электронном канале 2В (У-70) на установке "Каскад".

Начальной ориентацией монокристаллической мишени в гониометре будем считать вращения Φ_B^0 и Φ_R^0 , при которых выделенная кристаллическая ось b_1 совпадает с импульсом начальной частицы, а две другие оси b_2, b_3 — с вертикальной и горизонтальной осями вращения гониометра соответственно. Эти углы могут быть определены различными способами, использующими характерные ориентационные зависимости излучения в монокристаллах. Наиболее распространены методы полной интенсивности [1] и мягких фотонов [2]. Высокая интенсивность пучка на линейном 2-ГэВ ускорителе электронов ХФТИ позволяет за сравнительно короткое время определить углы начальной ориентации Φ_B^0 и Φ_R^0 с достаточной степенью точности.

Дальнейшая процедура переноса начальной ориентации на ускорителе У-70 состояла в следующем. На ось пучка ускорителя электронов ХФТИ устанавливался газовый лазер и определялись углы вращения гониометра Φ_B^a и Φ_R^a , при которых отраженный от поверхности кристалла луч

совпадал с падающим лучом. Углы $\Delta\Phi_B = \Phi_B^a - \Phi_B^o$ и $\Delta\Phi_G = \Phi_G^a - \Phi_G^o$ фиксировались.

Соблюдая меры предосторожности, исключающие смещение монокристалла относительно кристаллодержателя, мишень транспортировалась на установку "Каскад" и монтировалась в идентичное гониометрическое устройство. На ось электронного пучка канала 2В устанавливался газовый лазер и определялись углы вращения гониометра θ_B^a и θ_G^a , при которых отраженный от поверхности кристалла луч совмещался с падающим лучом. Искомые углы начальной ориентации монокристалла в гониометре на установке "Каскад" определялись с помощью соотношений $\theta_B^o = \theta_B^a - \Delta\Phi_B$ и $\theta_G^o = \theta_G^a - \Delta\Phi_G$. Точность определения этих углов сравнительно невысока: $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ рад, что связано с низким качеством отражающей поверхности монокристалла, малой базой от лазера до мишени (~ 5 м) и большой угловой расходимостью лазерного луча (10^{-3} рад.). Уточнение углов начальной ориентации производилось за сравнительно короткое время непосредственно на пучке электронов с помощью методов, изложенных в работах [1,2].

Точность переноса начальной ориентации можно повысить, если к монокристаллу жестко присоединить зеркало с высокой отражающей способностью и использовать лазер с малой угловой расходимостью луча.

Список литературы

- [1] Горбенко В.Г. и др.// Ядерная физика. 1970. Т.11. С.1044.
- [2] Luckey D., Schwitters R.F.// NIM. 1975. V.129. P.73.

**Предложения по сотрудничеству с ИФВЭ в вопросах
экспериментального и теоретического изучения
следующих задач**

1. Разработка проекта по выводу тестового пучка из камеры ускорителя FNAL с помощью изогнутого кристалла (ЛИЯФ, FNAL, МИФИ, ИФВЭ).
2. Организация медленного вывода протонов из ускорителя У-70 на малые углы с высокой эффективностью. (НИИЯФ ТПИ, ИФВЭ).
3. Разработка гониометрической системы (с угловой точностью лучше 10^{-7} рад) для УНК (ХФТИ, ЛИЯФ, ИФВЭ).
4. Разработка изгибающих кристалл устройств с системами контроля и ориентации. (ЛИЯФ, ИФВЭ).
5. Разработка методов определения совершенства кристаллов. (НИИЯФ ТПИ, ИФВЭ, ЛИЯФ):
 - а) Организация протонных пучков высоких энергий на каналы 4, 18, 6 (ИФВЭ, ОИЯИ);
 - б) Исследование эффективности вывода протонов для разных кристаллов (длина, толщина, материал) (ИФВЭ, НИИЯФ БГУ);
 - в) Исследование влияния на параметры кристаллов (температура, облучение, интенсивность, длительность сброса и др. (ИФВЭ, НИИЯФ БГУ).
6. Разработка проекта вывода пучка из первой ступени УНК. (ЕрФИ, ЛИЯФ, ИФВЭ).
7. Проработка проекта экспериментов по когерентному фоторождению нестабильных частиц в ориентированных монокристаллах:
 - а) на У-70 когерентное фоторождение позитрония при $E_{\gamma} \approx 10 \div 20$ ГэВ;
 - б) на УНК когерентное фоторождение π^0 -мезонов $E_{\gamma} \gtrsim 500$ ГэВ. (ОИЯИ, НИИЯФ ТПИ, ИФВЭ).
8. Подготовка проекта и его утверждение на НТС ИФВЭ по проведению экспериментов на установке "КАСКАД" (пункты а) и б) подразумевают разработку и создание полириметра γ -квантов):
 - а) получение и измерение линейной поляризации γ -пучков;
 - б) изучение возможности измерения циркулярной поляризации γ -пучков.

в) получение e^{\pm} -пучков при использовании монокристалла в качестве конвертера γ -квантов с целью увеличения интенсивности позитронных пучков (ФИАН, ХФТИ, ИФВЭ).

9. Электромагнитная дезинтеграция релятивистских дейтронов в аморфных и кристаллических мишенях и формирование пучка нейтронов высоких энергий (НИИЯФ ТПИ, ИФВЭ).

10. Экспериментальная проверка эффектов сильного поля при взаимодействии e, γ -пучков с монокристаллами: эффект Ландау, Померанчука-Мигдала, электромагнитные ливни, γ -детектор с высоким угловым разрешением (ХФТИ, ИФВЭ).

11. Достижения, перспективы и планы использования электромагнитных эффектов при взаимодействии e, γ -пучков с ориентированными монокристаллами в ИФВЭ изложены на с.59 настоящего сборника.

12. Изучение поляризационных эффектов в кристаллах; измерение магнитных моментов релятивистских частиц; параметрическое и дифракционное излучения каналированных частиц. (НИИЯФ БГУ, ИФВЭ).

13. Поворот, дробление и фокусировка выведенных из У-70 пучков (ИФВЭ).

**Итоговая Резолюция Рабочего совещания
"Проблемы применения эффектов каналирования частиц
монокристаллами в физике высоких энергий"**

Протвино, ИФВЭ, 26-28 февраля 1991 г.

Проведение первого рабочего совещания "Проблемы применения эффектов каналирования частиц кристаллами в физике высоких энергий" является полезным и своевременным. Оно позволило выявить основные тенденции в исследованиях ориентационных эффектов и рассмотреть возможности их ближайшего использования непосредственно для задач физики высоких энергий.

В настоящее время все проводимые и планируемые как теоретические, так и экспериментальные исследования можно классифицировать по следующим направлениям:

I. Поворот и фокусировка частиц высоких энергий кристаллами; ионизационные процессы; вращение спина каналирующих частиц в кристаллах.

II. Электромагнитные взаимодействия e, γ -пучков высоких энергий с кристаллами (радиационные, поляризационные и ориентационные эффекты).

III. Методика эксперимента и экспериментальное оборудование при высоких энергиях.

Участники совещания единодушно высказались за целесообразность проведения следующих организационных мероприятий.

I. Регулярное проведение совещания "Проблемы применения эффектов каналирования частиц кристаллами в физике высоких энергий" с участием ведущих специалистов из научных центров нашей страны и из-за рубежа.

II. Создание в ИФВЭ постоянно действующей информационно-координационной группы при НТС ИФВЭ по рассматриваемой тематике, в задачу которой входило бы:

а) своевременно информировать НТС об основных достижениях и тенденциях исследований;

б) координировать усилия и способствовать развитию сотрудничества специалистов из различных научных центров как отечественных, так и зарубежных;

в) проводить (для представления в НТС) предварительную экспертизу конкретных предложений по совместному участию различных институтов в проведении экспериментальных и теоретических исследований на У-70, УНК или на установках коллоборантов.

III. Участники совещания высказались за открытие и финансирование самостоятельной темы и создание лаборатории кристаллооптики в ИФВЭ, так как отсутствие возможности вести серьезные исследования в этом направлении безусловно приведет к отставанию уровня исследований по данной тематике и потере уже имеющихся приоритетов ИФВЭ.

В Оргкомитет совещания поступили конкретные предложения от ряда институтов по совместному с ИФВЭ проведению экспериментальных и теоретических исследований по рассматриваемой тематике (см. с.125 настоящего сборника). Рекомендуется данный список представить в НТС ИФВЭ для рассмотрения и принятия решения с учетом перспективы развития Института.

Признано целесообразным утвердить на НТС список специалистов информационно-координационной группы для рассмотрения и предварительной экспертизы поступивших предложений.

СОДЕРЖАНИЕ

1.	М.Д.Бавижев, С.А.Воробьев, Х.Жен Ши, А.М.Таратин, Э.Н.Цыганов. Моделирование вывода из ускорителя протонов высоких энергий изогнутым кристаллом	3
2.	А.А.Асеев, М.Д.Бавижев, А.Н.Васильев, В.Н.Гришин, Э.А.Людмирский, В.А.Маишеев, С.Е.Нурушев, В.Л.Рыков, В.Л.Соловьянов, Ю.С.Федотов. Особенности использования изогнутого монокристалла блока 25 при выводе протонов на установку ПРОЗА одновременно с выводом вторичных частиц	6
3.	А.А.Асеев, М.Д.Бавижев, Э.А.Людмирский, В.А.Маишеев, Ю.С.Федотов. Применение изогнутых монокристаллов для вывода протонов из ускорителя ИФВЭ	11
4.	М.А.Маслов, Н.В.Мохов, И.А.Языджи. О возможности вывода тэвных пучков из коллайдеров с использованием изогнутых монокристаллов.	18
5.	И.А.Язынин. Численное моделирование систем вывода и формирования пучка с использованием изогнутых монокристаллов на УНК.	21
6.	В.М.Бирюков. "Бетатронная оптика" в задаче вывода гало коллайдерного пучка изогнутым монокристаллом.	27
7.	Н.А.Галляев, В.Н.Запольский, В.И.Котов, С.В.Царик, Ю.А.Чесноков. Применение изогнутых монокристаллов в задачах формирования пучков частиц высоких энергий.	29
8.	С.Б.Нурушев. Применение эффектов каналирования частиц кристаллами на У-70 и УНК.	34
9.	В.М.Самсонов (Коллаборация E-761.) Эксперимент по наблюдению эффекта поворота плоскости поляризации пучка Σ^+ -гиперонов, каналирующих в изогнутом кристалле.	36
10.	О.Э.Кривошеев. Мультистрипчатая модель для моделирования отклонения релятивистских протонов изогнутыми кристаллами.	41
11.	Л.И.Бельзер, В.А.Бодягин, И.Н.Варданян, А.М.Грибушин, А.И.Демьянов, А.А.Ершов, В.А.Калуцкий, А.И.Островидов, Л.И.Сарычева, Н.Б.Синев. Длина деканалирования протонов и ядер высоких энергий в изогнутом монокристалле.	45
12.	В.М.Бирюков, В.А.Маишеев, В.Л.Михалев, С.Б.Нурушев. О возможности наблюдения поляризации протонов, отклоненных изогнутым монокристаллом.	48

13. В.М.Бирюков. Подавление деканализования в кристалле с переменной кривизной.	50
14. В.М.Бирюков. О градиентном механизме объемного захвата.	52
15. В.М.Бирюков. Метод получения монохроматичного по поперечной энергии канализованного пучка.	54
16. Ф.П.Денисов, С.И.Ильин, А.П.Потылицын. Акустический метод определения эффективности отклонения пучков изогнутым кристаллом.	56

II

17. В.А.Маишеев, В.Л.Михалев, А.М.Фролов. Состояние исследований и перспективы использования электромагнитных эффектов при взаимодействии e^- , γ -пучков с ориентированными кристаллами.	59
18. Н.Ф.Шульга, С.П.Фомин, Н.Н.Насонов, А.А.Гриненко. Квантово-электродинамические процессы при высоких энергиях в монокристаллах.	61
19. В.Г.Барышевский. Радиационные и поляризационные явления, сопровождающие прохождение частиц больших энергий через кристаллы, и некоторые полезные применения в физике высоких энергий.	68
20. В.А.Басков, В.Б.Ганенко, В.А.Гущин, Ю.В.Жебровский, В.В.Ким, Л.Я.Колесников, И.В.Коноров, Б.И.Лучков, В.А.Маишеев, В.Л.Михалев, А.Л.Рубашкин, В.И.Сергиенко, В.Ю.Тугаенко, В.А.Хабло. Измерение поляризации пучка γ -квантов.	71
21. Е.А.Винокуров, В.Б.Ганенко, В.А.Гущин, Ю.В.Жебровский, Л.Я.Колесников, А.Л.Рубашкин, П.В.Сорокин, В.А.Басков, В.В.Ким, В.И.Сергиенко, В.А.Хабло. Поляризация излучения электронов с энергией 28 ГэВ и 1 ТэВ при движении их вблизи плоскости кристалла.	73
22. В.П.Лапко, Н.Н.Насонов, В.М.Санин. Излучение циркулярно-поляризованных γ -квантов ультрарелятивистскими электронами в ориентированных кристаллах.	79
23. В.А.Маишеев, В.Л.Михалев, А.М.Фролов. Поляриметрия γ -пучков высоких энергий.	80
24. В.А.Маишеев, В.Л.Михалев, А.М.Фролов. О линейной и эллиптической поляризации γ -квантов в монокристаллах.	82
25. В.А.Маишеев, В.Л.Михалев, А.М.Фролов. О возможности мечения по энергии γ -квантов в распадах $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ с подавлением фона и измерением их поляризации.	84

26.	В.И.Сергиенко. Сильные поля в мощном лазерном излучении.	87
27.	Б.И.Барц, В.П.Лапко, Н.Н.Насонов, Н.А.Шляхов. Осцилляции в спектрально-угловом распределения когерентного излучения ультрарелятивистских электронов в кристалле.	89
28.	А.И.Антипенко, С.В.Блажевич, Г.Л.Бочек, В.И.Кулибаба, Н.И.Маслов, Н.Н.Насонов, В.Д.Овчинник, С.П.Ф. мин, Б.И.Шраменко, Н.Ф.Шульга. Спектрально-угловые распределения γ -излучения электронов высоких энергий в толстых кристаллах.	91
29.	С.В.Блажевич, Г.Л.Бочек, В.И.Кулибаба, Н.И.Маслов, Б.И.Шраменко. Методика измерений спектрально-угловых распределений γ -квантов, исключающая искажения из-за множественного рождения.	95
30.	Ю.П.Кунашенко, Ю.Л.Пивоваров. Когерентное фоторождение мюонных пар в кристалле.	98
31.	Ю.П.Кунашенко, Ю.Л.Пивоваров. Когерентное рождение нестабильных частиц фотонами высоких энергий в кристалле.	100
32.	В.А.Басков, В.Б.Ганенко, В.А.Гушин, Ю.В.Жебровский, В.В.Ким, Л.Я.Колесников, И.В.Коноров, Б.И.Лучков, В.А.Маишеев, А.Л.Рубашкин, В.И.Сергиенко, В.Ю.Тугаенко, В.А.Хабло. Развитие электромагнитных ливней в ориентированных кристаллах вольфрама.	103
33.	В.А.Басков, В.В.Ким, Б.И.Лучков, В.И.Сергиенко, В.Ю.Тугаенко, В.А.Хабло, О.В.Чуликов. Гамма-телескоп с кристаллическим конвертером.	106
34.	В.М.Бирюков. Возможность мечения адронного пучка на SSC.	108
35.	В.А.Верзилов, А.П.Потылицын. Возможность диагностики пучков заряженных частиц на основе γ -зависимости некоторых характеристик ПРИ.	111
36.	В.А.Маишеев, В.Л.Михалев, Ф.Н.Новоскольников, А.М.Фролов. Генерация электронных пучков в ориентированных монокристаллах на протонных ускорителях.	114
37.	Ю.Л.Пивоваров. Электромагнитная дезинтеграция релятивистских дейтронов в аморфных и кристаллических мишенях и формирование пучка нейтронов высоких энергий.	116
38.	Н.И.Маслов. Экспрессные измерения повреждаемости ориентированных монокристаллов пучками частиц высоких энергий.	120

39.	В.Б.Ганенко, В.А.Гушин, Ю.В.Жебровский, Л.Я.Колесников, Л.Л.Рубашкин, П.В.Сорокин. Методика переноса ори- ентации кристаллических мишеней.	123
40.	Предложения по сотрудничеству с ИФВЭ.	125
41.	Итоговая резолюция.	127
42.	Содержание.	129

Рукопись поступила 19 августа 1991 г.

Материалы Всесоюзного совещания "Проблемы применения эффектов каналирования частиц кристаллами в физике высоких энергий". (Краткие сообщения).

Ответственный за выпуск А.А.Асеев.
Редактор В.В.Герштейн. Технический редактор Л.П.Тимкина.

Подписано к печати 11.12.91 г. Формат 70x100/16.
Офсетная печать. Печ.л.8,25. Уч.-изд.л.8,00. Тираж 290.
Заказ 131. Индекс 3649. Цена 12 руб.

Институт физики высоких энергий, 142284, Протвино
Московской обл.

12 руб.

Индекс 3649.

Материалы Всесоюзного совещания
"ПРОБЛЕМЫ ПРИМЕНЕНИЯ ЭФФЕКТОВ КАНАЛИРОВАНИЯ ЧАСТИЦ КРИСТАЛЛАМИ
В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ"
