



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-174

P9-98-174

А.С.Артемов, С.В.Афанасьев, В.В.Бойко*, В.И.Волков,
А.Д.Коваленко, О.С.Козлов, С.И.Козлов,
Е.А.Матюшевский, М.Б.Миллер*, В.А.Михайлов,
Н.В.Славин, А.М.Таратин, А.В.Шабун

О ПОДГОТОВКЕ К ИССЛЕДОВАНИЯМ
КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДЕФЛЕКТОРОВ
НА ПУЧКЕ НУКЛОТРОНА

*Институт физико-технических проблем, Дубна

1 Введение

Исследования новых кристаллических дефлекторов из вольфрама на ускорительном комплексе ЛВЭ ОИЯИ (рис.1) могут проводиться как в экспериментах по отклонению частиц на выведенных пучках синхрофазотрона и нуклотрона, так и в экспериментах по выводу ускоренного пучка из нуклотрона [1].

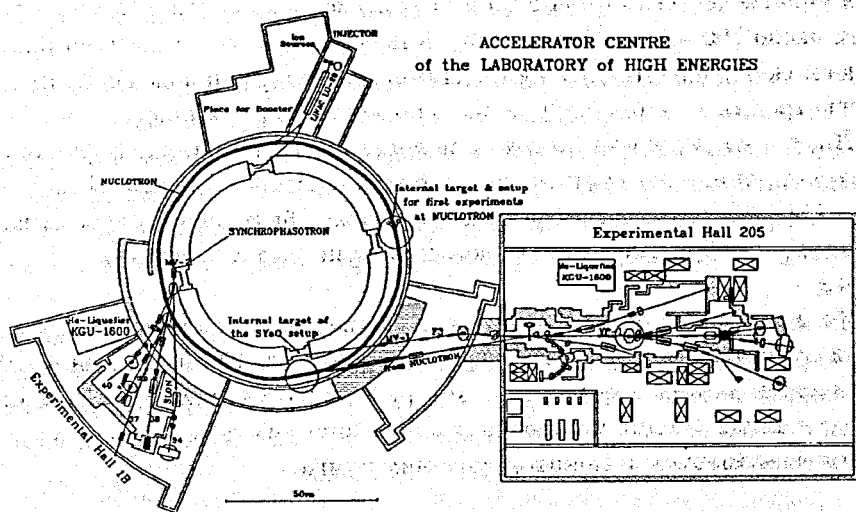


Рис.1. Схема ускорительного комплекса синхрофазотрон — нуклотрон. Обведены места возможного расположения кристаллических дефлекторов для их исследования на ускоренных пучках частиц комплекса.

В первом случае гониометр с исследуемым кристаллом устанавливается на магистральном канале вывода (ВП-1). Для регистрации отклоненного пучка возможно использование аппаратуры существующих физических установок. При этом необходимое отклонение частиц будет обеспечивать кристалл, изогнутый на угол около 65 мрад.

Во втором — возможны два варианта: а) установка кристалла внутри криостата магнитной системы нуклотрона с целью его использования как элемента основной системы медленного вывода; б) установка кристаллического дефлектора в "теплую" промежуток кольца нуклотрона на участке внутренней мишени.

Вывод пучка из нуклотрона осуществляется совместным действием электростатического септума и двух магнитов Ламбертсона. Электро-

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БМБ. ПИЯТСКА

статический септум обеспечивает заброс частиц в магнит Ламбертсона, отклоняя их по горизонтали на угол 5 мрад, а магниты Ламбертсона обеспечивают вертикальное отклонение на угол около 100 мрад, необходимый для совмещения выводимого пучка с существующей системой транспортировки пучков в экспериментальный зал.

Если кристалл использовать вместо магнитов Ламбертсона, то он должен быть установлен непосредственно за дефокусирующей линзой Д на участке медленного вывода и угол изгиба кристалла должен составлять около 100 мрад. Диагностика выведенного с помощью кристалла пучка может осуществляться имеющимися мониторами положения пучка, а регистрация — аппаратурой экспериментальных каналов.

Другая возможность состоит в использовании кристалла в функции электростатического септума для заброса частиц в магнит Ламбертсона. Эффективность вывода при этом может быть значительно выше, поскольку требуемый угол отклонения кристаллом составляет всего 5 мрад.

Из имеющихся возможностей для проведения комплексных испытаний кристаллических дефлекторов выбран "теплый" прямолинейный промежуток кольца нуклотрона, который является наиболее удобным местом с точки зрения установки кристаллических дефлекторов, управления гониометром и мониторинга пучка.

2 Общая схема эксперимента

Схема эксперимента по выводу пучка кристаллом на "теплом" прямолинейном промежутке нуклотрона представлена на рис.2. Гониометрическое устройство с кристаллами располагается за линзой Д в самом начале "теплой" секции по ходу пучка. Наличие препятствий на трассе выводимого пучка в вертикальной плоскости при имеющемся на участке оборудовании определяет выбор нами горизонтальной схемы вывода.

Планируется выполнить эксперименты по выводу кристаллом ускоренных дейтронов с энергией от 2 ГэВ/нуклон, число которых в циркулирующем пучке нуклотрона на сегодня составляет $\sim 10^{10}$. Регистрация отклоненного кристаллом пучка будет производиться телескопом сцинтилляционных счетчиков S_0-S_3 . Ленточные сцинтилляционные детекторы S_0 устанавливаются на держателях непосредственно за кристаллическими дефлекторами. Толщина и вертикальные размеры этих детекторов соответствуют выбранному сечению кристаллов. Уве-

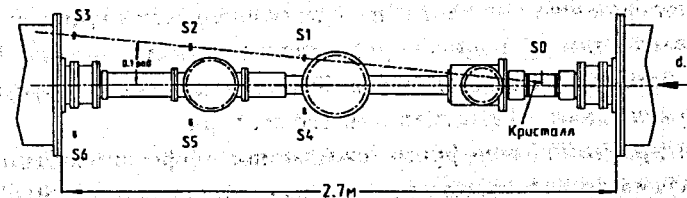
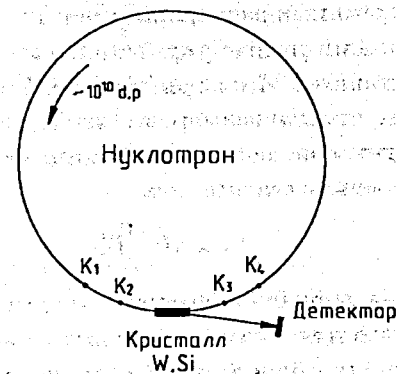


Рис.2. Схема эксперимента по выводу пучка кристаллом на "теплом" прямолинейном промежутке нуклотрона. S_0-S_3 — сцинтилляционный телескоп для регистрации выведенного пучка, S_4-S_6 — для регистрации фона. K_1-K_4 — корректоры орбиты, используемые для наведения пучка на кристалл.

ренная регистрация выведенного пучка дейтронов на фоне вторичных частиц, образующихся в кристалле и стенках ионопровода, возможна путем снятия ориентационной зависимости. Для вычета фоновых событий включен симметрично телескоп S_4-S_6 .

3 Параметры кристаллических дефлекторов

Результаты моделирования прохождения дейтронов с энергией 6 ГэВ/нуклон через изогнутые на угол 100 мрад вдоль (110) плоскостей кристаллы вольфрама и кремния [2] показали, что оптимальным является изгиб кристалла с радиусом R_{opt} около 15 см для кремния и 5 см для вольфрама, соответствующие длины кристалла $L_{opt} = 1.5$ см и 0.5 см.

Пространственный акцептанс кристаллического дефлектора, опре-

деляемый его поперечными размерами, зависит от радиуса изгиба кристалла R . Минимальный радиус упругого изгиба кристалла вольфрама по оценкам [3] составляет 94 см при толщине 1 мм.

Будем полагать, что для вольфрама, как и для кремния, максимальную толщину дефлектора, при которой возможен его упругий изгиб с данным радиусом, можно оценить как

$$t_{el} = 10^{-3}R.$$

Тогда максимальная толщина дефлектора с оптимальным радиусом изгиба R_{opt} для отклонения пучка дейтронов с энергией 6 ГэВ/нуклон составляет 150 мкм для кремния и 50 мкм для вольфрама. Это очень тонкие кристаллы, изготовление которых с высоким качеством обработки поверхности (~ 1 мкм) и ее параллельности кристаллографическим плоскостям (≤ 1 мрад) представляет сложную задачу. При изгибе таких кристаллов очень трудно избежать поперечных деформаций, которые уменьшают эффективность дефлектора.

Для кристалла вольфрама ожидаемая эффективность отклонения пучка нуклотрона в максимуме довольно высокая (более 50%), и можно несколько отойти от оптимальных параметров дефлектора, используя пластины большей толщины. Предполагается изготовить дефлекторы с толщиной 100, 200, 300 мкм, длиной 1, 2, 3 см соответственно. Ширина дефлектора выбирается такой, чтобы перекрыть пучок нуклотрона. Достаточной является ширина 10 мм.

4 Гониометрическая система

Для исследования вывода циркулирующего пучка из нуклотрона кристаллическими дефлекторами из разных материалов разработана конструкция гониометра, предусматривающая оперативную сменяемость дефлекторов во время сеанса без нарушения вакуума в камере нуклотрона. Общий вид гониометра в вертикальной и горизонтальной проекциях показан на рис.3.

Три держателя 1 с изогнутыми кристаллами кремния и вольфрама 2 и сцинтилляционным детектором 3 для мониторинга наводимого пучка располагаются на единой вертикальной платформе 4, находящейся внутри вакуумной камеры бокса 5. В исходном положении кристаллы и монитор выведены из медианной плоскости ускорителя. Расстояние от кристаллов до платформы и интервал между ними выбраны

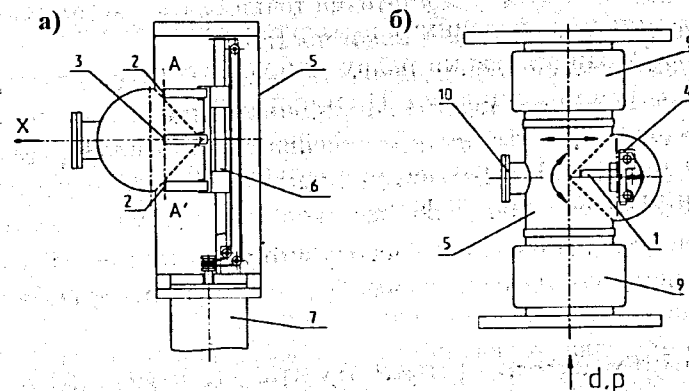


Рис.3. Общий вид гониометрического устройства, вертикальная (а) и горизонтальная (б) проекции. AA' — вертикальная ось вращения бокса при ориентировании кристалла.

достаточными для беспрепятственной циркуляции пучка на стадии инжекции и ускорения. Установка кристалла или монитора в рабочее положение в медианной плоскости нуклотрона производится в начале стола магнитного поля за счет вертикального перемещения платформы относительно бокса по направляющим 6. Данное перемещение реализуется с помощью устройства 7 передачи вращения от шагового двигателя в вакуум. Вертикальная позиция держателей контролируется с помощью двух неподвижных датчиков Холла.

В рабочем положении расстояние от кристалла до оси ионопровода составляет 1 см и определяется возможностью наведения на кристалл необходимого числа частиц пучка. Оптимизация и варьирование этого расстояния во время эксперимента осуществляется контролируемым перемещением бокса по оси X относительно несущего стола 8 в пределах ± 0.5 см, что позволяет также проводить измерения глубины заброса наводимых частиц с помощью сцинтилляционного монитора.

Во время эксперимента ориентирование кристалла в горизонтальной плоскости осуществляется вращением бокса с платформой вокруг вертикальной оси AA' в пределах ± 50 мрад. Угловая область сканирования значительно перекрывает неопределенность в определении направления огибающей пучка и неопределенность предварительной ориентации кристалла относительно огибающей. Шаг сканирования составляет 10 мрад, что значительно меньше критического угла каналирования (для дейтронов с энергией 6 ГэВ/нуклон $\vartheta_c = 46$ мрад для кремния и 116 мрад для

вольфрама) и позволит достаточно точно снять ориентационную зависимость отклоненных кристаллом частиц.

Горизонтальное перемещение и вращение бокса относительно оси ионопровода обеспечиваются сильфонными развязками 9 с обеих сторон. Регистрация светового излучения от сцинтилляторов S_0 и монитора осуществляется фотоэлектронным умножителем через смотровое окно 10 в боксе. Через это же окно может осуществляться предварительное ориентирование кристаллических дефлекторов относительно циркулирующего пучка с помощью отраженного луча лазера.

5 Система наведения пучка на кристалл

Наведение ускоренного циркулирующего пучка на кристалл будет осуществляться изменением радиального положения пучка магнитным полем (и/или ВЧ) или за счет создания локального искажения орбиты (бампа) на азимуте кристалла.

Проведение исследований кристаллических дефлекторов на пучке нуклотрона возможно благодаря реализуемости режима длительной циркуляции ускоренного пучка на столе магнитного поля. Так, экспериментально были изучены режимы работы нуклотрона с длительностью "столов" до 10 с при энергиях пучка дейтронов ~ 200 МэВ/нуклон и 2 ГэВ/нуклон. Продолжительная циркуляция пучка позволяет производить установку кристалла в рабочее положение и его ориентирование в каждом цикле ускорителя.

В сеансе нуклотрона (декабрь 1997 г.) проведены работы по изучению динамики ускоренных пучков дейтронов и протонов. Выполнены измерения радиального и вертикального отклонений пучка от оси вакуумной камеры 20 пикап-электродами, расположенными вдоль кольца нуклотрона. Путем интерполяции экспериментальных данных восстановлена орбита на азимуте кристаллического дефлектора. Ее смещение от оси ионопровода в горизонтальной плоскости не превышает 2 мм.

Согласно соотношению $\Delta x/R = \alpha \Delta B/B$, где $\alpha = 0.0135$ — коэффициент уплотнения орбит нуклотрона, наведение пучка на кристалл со смещением орбиты на $\Delta x = 1$ см потребует изменения основного ведущего магнитного поля на $\Delta B/B = 1.85 \times 10^{-2}$.

Рассмотрена возможность использования для наведения ускоренных частиц на кристалл локального искажения (бампа) орбиты циркулирующего пучка нуклотрона. Для создания необходимого локального иска-

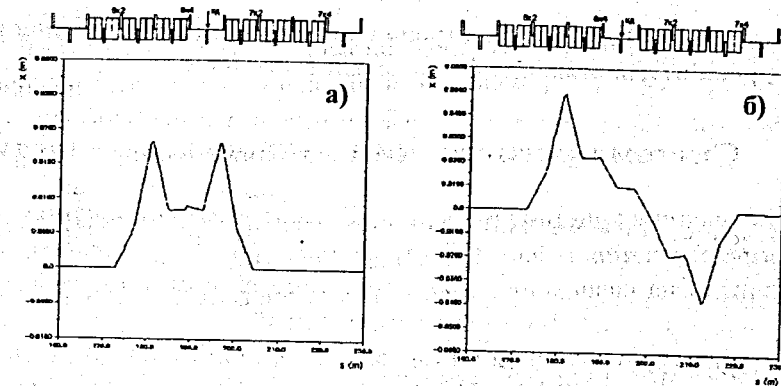


Рис.4. Локальное искажение орбиты для наведения пучка нуклотрона на кристалл, формируемое тремя (а) и четырьмя (б) магнитами коррекции. Азимут кристалла показан стрелкой.

жения орбиты могут быть использованы дипольные поля мультипольных корректоров шестого и седьмого суперпериодов нуклотрона: 6К2, 6К4, 7К2, 7К4 (на рис.2 они обозначены как K_1-K_4). Рассчитаны силы корректоров и направления их полей для создания бампа. Необходимая величина смещения пучка от равновесной орбиты 1 см достигается в случае использования корректоров при величине магнитной индукции до 1.3 кГс, требуемые угловые отклонения корректоров 6К2, 6К4, 7К2, 7К4 составляют 3.5, 3.4, -1.1, -2.7 мрад соответственно.

На рис.4 представлены локальные искажения орбиты ускоренного пучка нуклотрона при использовании трех и четырех корректоров, соответственно. Смещенный пучок на азимуте кристалла практически параллелен оси ионопровода. Максимальная магнитная жесткость, которую могут обеспечить корректирующие магниты, составляет 0.039 Тл·м, что ограничивает их использование только для пучков с энергией ≤ 3.3 ГэВ/нуклон. При выводе пучка в течение 10 мс глубина заброса частиц составит 1 мкм за оборот.

Расчеты показали, что с помощью магнитов коррекции можно варьировать угол входа пучка в монокристалл в пределах ± 0.5 мрад и тем самым оперативно оптимизировать условия для захвата частиц в режим каналирования. Это, в свою очередь, ослабляет требование к точности взаимной юстировки положения пучка и кристалла с помощью гониометра.

Существует возможность использования комбинированного метода наведения пучка изменением радиуса орбиты путем изменения осно-

вного ведущего поля нуклотрона с последующим включением магнитов коррекции для создания бампа магнитного поля.

6 Система регистрации отклоненных частиц

Отклоненные кристаллом на угол 100 мрад дейтроны или протоны пучка регистрируются телескопом S_0-S_3 (см. рис.2) с детекторами, включенными на совпадение. Расположенный симметрично телескоп S_4-S_6 используется для вычета фоновых событий.

При изготовлении детекторов S_0-S_6 и монитора будут использованы производимые в ЛВЭ ОИЯИ сцинтилляторы на основе полистирола с добавками 1,5% p-terphenyl+ 0,01% РОРОР или 3% p-terphenyl+ 0,04% РОРОР. Регистрация светового излучения в детекторах S_1-S_6 будет осуществляться модернизированными отечественными фотоумножителями ФЭУ-87. Проведенные в работе [4] исследования показали перспективность использования подобных детекторов для прецизионных временных измерений. В настоящее время изготовленная в ЛВЭ ОИЯИ на их основе 900-канальная времяпролетная система со средним временным разрешением 75 пс успешно работает в составе адронного спектрометра установки NA49 в ЦЕРН [5]. Для увеличения телесного угла регистрации светового излучения от монитора и детектора S_0 планируется использовать ФЭУ-110.

При существующем техническом исполнении узлов ионпровода с толщиной стенок из нержавеющей стали 0,5 мм на участке вывода частиц (см. рис.2) и толщине сцинтилляторов S_0-S_3 в направлении вывода 1,5; 0,5; 0,5 и 0,5 см, соответственно, пороговая энергия регистрации дейтронов составляет 100 МэВ, а протонов 70 МэВ.

Минимальное временное разрешение детектора $\Delta\tau_d$ при оптимальном уровне дискриминации сигналов может быть оценено с помощью выражения [6] $\Delta\tau_d = \sqrt{2\tau_s D_p^{0.5}/N_{pe}}$, где τ_s — время высвечивания сцинтиллятора, N_{pe} — среднее число рождающихся при этом фотоэлектронов, D_p — дисперсия временного распределения электронов на аноде ФЭУ от одного фотоэлектрона. Таким образом, из-за малого телесного угла регистрации излучения от детектора S_0 ($\Omega_0/4\pi \approx 2 \cdot 10^{-2}$) и, следовательно, малой величины N_{pe} , для времяпролетного анализа будут использоваться только детекторы S_1 и S_3 телескопа. Ожидаемое временное разрешение детекторов ($\Delta\tau_{d1,3} \approx 100$ пс) и имеющаяся про-

летная база между ними на участке измерений (см. рис.2) не дают возможности сепарировать отклоненные кристаллом и другие однозарядные релятивистские частицы по ΔE и результатам времяпролетного анализа. Времяпролетный анализ будет задействован для отсекаания фоновых нерелятивистских частиц.

Снятие зависимости числа регистрируемых частиц от ориентации кристалла — одна из возможностей выделения отклоненных кристаллом частиц от фоновых. Однако нужно учесть, что при выводе кристаллом ускоренных дейтронов часть из них, пройдя некоторое расстояние в кристалле, деканализует. В результате неупругих взаимодействий деканализованных дейтронов с атомами кристалла может создаваться фон вторичных частиц (протонов, нейтронов, π -мезонов), который также изменяется с ориентацией. В связи с этим проведен анализ ожидаемых фоновых загрузок в телескопах S_1-S_3 и S_4-S_6 при угловом аксептансе $\Delta\theta \approx 0.02$ рад.

7 Анализ фоновых условий

Многочисленное рассеяние дейтронов в кристалле характеризуется среднеквадратичным углом $\theta_{rms} = 14,1 [M\text{эВ}](Z/\rho c\beta) \sqrt{l/l_{rad}}$, где $\rho c = T\sqrt{(\gamma+1)/(\gamma-1)}$, T и Z — кинетическая энергия дейтрона [МэВ] и его заряд, l и l_{rad} — геометрическая и радиационная длины кристалла. Максимальное угловое возмущение дейтронов рассматриваемой области энергий ($\gamma = 2-7$) имеет место в случае вольфрамового дефлектора ($l_{radW} = 0,35$ см) при $\gamma = 2$. При $l = 1$ см 99% дейтронов имеют угол многократного рассеяния $\theta \leq 3\theta_{rms} \approx 20$ мрад и, следовательно, не регистрируются телескопом.

Упругое рассеяние дейтронов определяется кулоновским и дифракционным ядерным взаимодействием. Максимальный угол резерфордского рассеяния может быть оценен с помощью выражения $\theta_{cm} = 0,15(1 + 1,53 \cdot 10^{-2} Z_o Z/\beta)/[\beta\gamma A(A^{1/3} + A_o^{1/3})]$, где Z_o и A_o — зарядовое и массовое числа материала дефлектора. Для дейтронов ($Z = 1, A = 2$) с $\gamma = 2$ угол $\theta_{cm}(Si) \approx \theta_{cm}(W) \sim 10^{-2}$ рад, что значительно меньше угла отклонения. Упругое ядерное (дифракционное) рассеяние характеризуется сечением $\sigma_{cl} \approx 0.06 (A^{1/3} + A_o^{1/3})^2$ б и граничным углом центрального максимума дифференциального сечения $\theta_{cl} \approx 0,15/[A\sqrt{\gamma^2 - 1}(A^{1/3} + A_o^{1/3})]$. В наиболее неблагоприятном релятивистском случае $\gamma = 2$ для кремниевого и вольфрамового де-

флекторов соответственно получаем $\sigma_{el}(Si) \approx 1.6$, $\theta_{el}(Si) \approx 10^{-2}$ рад, $\sigma_{el}(W) \approx 3.6$, $\theta_{el}(W) \approx 6 \cdot 10^{-3}$ рад. Таким образом, в область углов регистрации около $\theta_d = 0.1$ рад попадает только весьма малая часть дейтронов из "хвоста" углового распределения при их упругом ядерном взаимодействии в кристалле.

Особенности рождения релятивистских протонов при стриппинге дейтронов на ядрах мишени следуют из экспериментальных данных, представленных в работе [7]. Важным фактором является весьма слабая A_0 -зависимость величины граничного угла θ_{str} , охватывающего доминирующую область углов ориентации протонов в дифференциальном сечении их рождения. В частности, семикратное увеличение зарядового числа мишени от $Z_0 = 13(Al)$ до $Z_0 = 92(U)$ приводит лишь к 30% увеличению θ_{str} . С учетом этого при $\gamma = 2$ для кремния и вольфрама получаем $\theta_{str} \approx 60$ и 75 мрад, соответственно. Оценки для вероятности стриппинга этих дейтронов (η_{str}) получены на основе приведенных в [7] данных и предположения о близкой к $\sigma_{str} \propto \sqrt{A_0}$ зависимости сечения этого процесса. При длине кристаллов $l = 1$ см $\eta_{str}(\gamma = 2) \approx 1.5\%$ (Si), 5% (W). Следовательно, можно полагать, что при ожидаемой эффективности отклонения кристаллом пучка дейтронов фон стриппинговых протонов при регистрации будет мал.

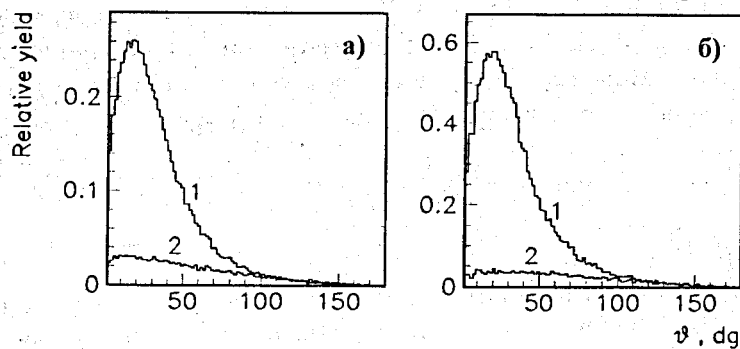


Рис.5. Угловые распределения протонов (1) и π^- -мезонов (2), образующихся при взаимодействии дейтрона с энергией 2 ГэВ/нуклон в центральном столкновении с ядром кремния (а) и вольфрама (б).

Для более детального анализа фона релятивистских протонов и π -мезонов, создаваемого при прохождении незахваченных в режим каналирования дейтронов через кристалл, было проведено моделирование взаимодействия дейтронов с энергией 2 ГэВ/нуклон с ядрами кремния и вольфрама. Использовался генератор VENUS [8]. При моделирова-

нии определяются пары взаимодействующих нуклонов, в процессе взаимодействия между ними образуются кварк-глюонные струны, разрыв которых и дает наблюдаемые частицы. Распределения образующихся в центральном столкновении протонов и π^- -мезонов по углу относительно импульса дейтрона показано на рис.5.

Сечения неупругого взаимодействия дейтронов с ядрами кремния и вольфрама равны 680 мб и 1919 мб соответственно. При прохождении дейтрона через кристалл кремния длиной 1 см в интервал углов ± 0.01 рад около угла изгиба будет попадать 0.85×10^{-5} протонов и 0.22×10^{-5} π^\pm -мезонов, образующихся в неупругих взаимодействиях. Для вольфрама эти величины соответственно равны 6×10^{-5} и 0.9×10^{-5} . Таким образом, при ожидаемой эффективности отклонения частиц кристаллом $\sim 10^{-2}$ для кремния и ~ 0.1 для вольфрама фон вторичных частиц, попадающих в телескоп, не представляет серьезной проблемы.

Работа поддержана грантом N 437 Международного научно-технического центра и грантом РФФИ N 96-02-18-133.

Литература

- [1] Andreev V., Gorchenko V., Kirichenko A., Kovalenko A. et al. Proceedings of International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems (ICALPCS'97). IHEP Beijing China, 1997 (to be published in Nucl.Inst.Meth.).
- [2] Kovalenko A.D., Mikhailov V.A., Taratin A.M., Boiko V.V., Kozlov S.I., Tsyganov E.N. JINR Rapid Communications, 4[72]-95, p.9-18, Dubna 1995.
- [3] Carrigan R.A. Jr., Gibson W.M., Sun C.R., Tsyganov E.N. Nucl.Inst.Meth.B, v.194, p.205-208, 1982.
- [4] Афанасьев С.В., Жильцова Л.Я. и др., Краткие сообщения ОИЯИ N.1[81]-97, Дубна, 1997, с.45.
- [5] Афанасьев С.В., Исулов А.Ю. и др., Краткие сообщения ОИЯИ N.5[85]-97, Дубна, 1997, с.69.
- [6] Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С., Основы экспериментальных методов ядерной физики. Москва: Энергоатомиздат, 1985.

- [7] Барашенков В.С., Тонеев В.Д., Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Москва: Атомиздат, 1972.
- [8] Werner K., Phys.Letters B, v.197, p.225, 1987;
Phys.Reports, v.232, p.87, 1993.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 июня 1998 года.