

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Управление пучками заряженных частиц высоких энергий при помощи изогнутых монокристаллов

В.М. Бирюков, В.И. Котов, Ю.А. Чесноков

*Обзор результатов исследований каналирования заряженных частиц высоких энергий в изогнутых монокристаллах, выполненных за последние пятнадцать лет и определяющих развитие новой области применения кристаллов на современных ускорителях для управления пучками частиц высоких энергий: в каналах частиц, системах вывода ускоренных пучков и экспериментах.*

PACS numbers: 29.15.-n, 61.80.M

### Содержание

1. Введение (1017).
  2. Каналирование заряженных частиц в кристаллах (1018).
    - 2.1. Уравнения движения. 2.2. Каналирование в изогнутом кристалле. 2.3. Деканалирование в прямом кристалле. 2.4. Деканалирование в изогнутом кристалле. 2.5. Объемный захват. 2.6. Компьютерное моделирование каналирования.
  3. Отклонение и фокусировка пучков кристаллами (1026).
    - 3.1. Требования, предъявляемые к качеству изготовления монокристаллических пластин и изгибающим устройствам. 3.2. Исследования принципиальных возможностей применения кристаллов для формирования пучков. 3.3. Фокусировка пучка кристаллом.
  4. Применение кристаллов на выведенных пучках крупных ускорителей (1031).
    - 4.1. Аттенуатор пучка. 4.2. Деление пучка. 4.3. Диагностика пучка.
  5. Применение изогнутых кристаллов для вывода пучка из ускорителя (1034).
    - 5.1. Схема вывода ускоренного пучка и первые результаты. 5.2. Вывод пучка из SPS (ЦЕРН). 5.3. Проекты вывода пучка из мультитэвных ускорителей.
  6. Применение изогнутого монокристалла для измерения магнитных моментов короткоживущих частиц (1038).
  7. Заключение (1039).
- Список литературы (1039).

### 1. Введение

Интерес к прохождению заряженных частиц через кристаллы впервые возник еще в начале века, вслед за экспериментами по дифракции рентгеновских лучей на кристаллической решетке, доказавшими упорядоченное расположение атомов в кристалле. Штарком было высказано предположение [1], что кристалл в определенных направлениях должен быть относительно прозрачен для заряженных частиц. Проверить свое предположение он предлагал в экспериментах с протонными пучками.

Эти первые идеи о каналировании заряженных частиц в кристаллах были забыты и вновь возродились лишь в начале 60-х годов, когда эффект каналирования был заново открыт в компьютерном моделировании [2] и экспериментах [3], обнаруживших аномально большие пробеги ионов в кристаллах. Ориентационные эффекты при прохождении заряженных частиц через кристаллы были найдены для целого ряда процессов, требующих малых прицельных параметров в столкновениях частиц с атомами: ядерные реакции, рассеяние на большие углы, потери энергии. Объяснение эффекта каналирования заряженных частиц в кристаллах было дано Линдхардом [4]. Результаты многочисленных исследований каналирования в кристаллах заряженных частиц низких энергий (порядка нескольких МэВ) нашли свое обобщение в ряде монографий и обзоров [5–8].

Новый этап исследований каналирования заряженных частиц охватывает область высоких энергий. Эти исследования были инициированы идеей Э.Н.Цыганова (1976 г.), который теоретически обосновал возможность отклонения заряженных частиц высоких энергий с помощью изогнутых кристаллов. Идея была подтверждена в пионерских экспериментах, выполненных совместной группой ОИЯИ—ФНАЛ в Дубне в 1979 г. Если в первых экспериментах с изогнутыми кристаллами эффективность отклонения пучков частиц (отношение интенсивностей отклоненного пучка к падающему на кристалл)

В.М. Бирюков, В.И. Котов, Ю.А. Чесноков. Институт физики высоких энергий, 142284, Протвино, Московская обл., Россия  
Тел. (095) 217-49-53

Статья поступила 12 мая 1994 г.

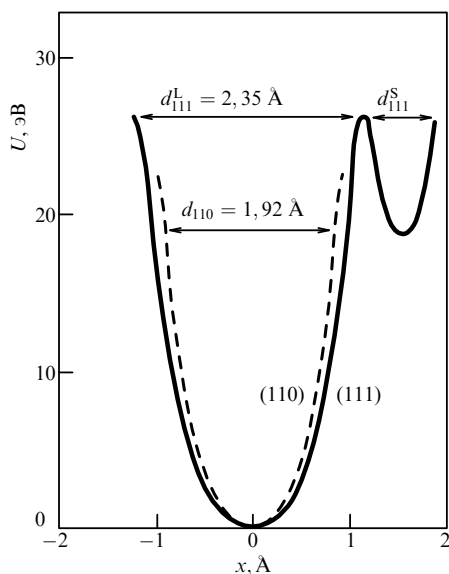


Рис. 1. Расчетные непрерывные потенциалы плоскостей (110) и (111) кремния

была очень низкой (десятые доли процента), то в последующих экспериментах она была доведена до 10 %, а в последних экспериментах по отклонению пучка протонов с энергией 450 ГэВ в ЦЕРН составила рекордную величину  $\sim 50$  %.

С помощью изогнутого кристалла, как было показано в экспериментах на ускорителе ИФВЭ совместной группой ИФВЭ—ПИЯФ (1990 г.), можно не только отклонять пучки заряженных частиц, но одновременно и фокусировать их в плоскости отклонения. Для этого выходной торец кристалла должен быть срезан по поверхности цилиндра так, чтобы все плоскости, касательные к атомным плоскостям, на выходном торце кристалла пересекались на некотором расстоянии от него. Таким образом, при помощи изогнутых кристаллов с их предельно высокими межплоскостными электрическими полями  $10^9$  В см $^{-1}$  и выше можно осуществлять управление пучками заряженных частиц высоких и сверхвысоких энергий. Эта возможность практически реализуется во многих ведущих научных центрах в области физики высоких энергий. Проводятся исследования по применению изогнутых кристаллов для вывода ускоренных пучков протонов, в каналах частиц и экспериментах. Во всех этих направлениях получены интересные результаты, вселяющие большой оптимизм. В частности, с использованием изогнутых кристаллов осуществлен вывод ускоренных протонов с энергиями до 8 ГэВ в ОИЯИ (1984 г.), до 70 ГэВ в ИФВЭ (1989 г.) и 120 ГэВ в ЦЕРН (1993 г.). Если в первом случае эффективность вывода была на уровне  $10^{-4}$ , то во втором она доведена до  $3 \cdot 10^{-3}$ , а в ЦЕРН уже составляла  $10^{-1}$ . Эксперименты, ведущиеся в ЦЕРН и планируемые во ФНАЛ, нацелены на получение высокоэффективного вывода протонного пучка и дальнейшее использование результатов этих исследований для разработки вывода на суперколлайдерах типа LHC, где использование для этих целей кристаллов представляется единственным способом, позволяющим обеспечить проведение экспериментов как на встречных пучках, так и с фиксированной мишенью.

В предлагаемом обзоре авторы ограничились изложением результатов исследований, выполненных за последние пятнадцать лет и определяющих развитие новой области применения кристаллов как элементов управления пучками частиц высоких энергий.

## 2. Каналирование заряженных частиц в кристаллах

### 2.1. Уравнения движения

Линдхардом [4] было показано, что при малом угле падения заряженной частицы по отношению к кристаллографической оси (плоскости) последовательные столкновения частицы с атомами решетки скоррелированы между собой, и следует рассматривать взаимодействие заряженной частицы с атомной цепочкой (атомной плоскостью). В малоугловом приближении можно заменить потенциалы отдельных атомов усредненным непрерывным потенциалом. Если частица разориентирована по отношению к атомным цепочкам, но движется под малым углом по отношению к кристаллографической плоскости, то можно воспользоваться непрерывным потенциалом атомной плоскости, в котором усреднение проведено по двум координатам в плоскости:

$$U_{pl}(x) = Nd_p \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} V(x, y, z) dy dz, \quad (1)$$

где  $V(x, y, z)$  — потенциал взаимодействия частицы с атомом,  $N$  — количество атомов в единице объема,  $d_p$  — расстояние между соседними плоскостями. Движение тяжелых частиц (протонов, ионов) оказывается возможным рассматривать в рамках классической механики; точность такого приближения улучшается с ростом энергии частицы [4]. Для легких частиц (электронов, позитронов) классическое приближение начинает работать в МэВ-ной области энергий. Поскольку далее речь будет идти о плоскостном каналировании, приведем потенциал (1) взаимодействия частицы с зарядом  $Z_i e$  с атомной плоскостью кристалла с атомным номером  $Z$ , в приближении Мольера

$$U_{pl}(x) = 2\pi Nd_p Z_i Z e^2 a_{TF} \sum_{i=1}^3 \frac{\alpha_i}{\beta_i} \exp\left(-\frac{\beta_i x}{a_{TF}}\right). \quad (2)$$

Здесь  $\alpha = (0,1; 0,55; 0,35)$ ,  $\beta = (6,0; 1,2; 0,3)$ , параметр экранирования Томаса—Ферми  $a_{TF} = 0,8853 a_B Z^{-1/3}$ ,  $a_B = 0,529$  Å. Другое часто используемое приближение было предложено Линдхардом:

$$U_{pl}(x) = 2\pi Nd_p Z_i Z e^2 \left( \sqrt{x^2 + 3a_{TF}^2} - x \right). \quad (3)$$

Тепловые колебания атомов изменяют потенциал статической решетки (1) вблизи плоскости на расстояниях порядка амплитуды тепловых колебаний  $u$ ; о модифицированном потенциале см. [5]. Движущаяся в кристалле частица находится в потенциале, являющемся суммой потенциалов отдельных плоскостей. Примеры потенциалов для плоскостей (110) и (111) кремния приведены на рис. 1. Глубина потенциальной ямы  $U_0$  в кремнии составляет порядка 20 эВ.

Поперечное движение частицы, летящей под малым углом (характерный масштаб этих углов будет определен ниже) к какой-либо из кристаллографических осей либо плоскостей, определяется непрерывным потенциалом кристаллической решетки. Из предыдущего ясно, что поля атомных цепочек и плоскостей образуют потенциальные ямы, движение частиц в которых может быть устойчивым. В этом случае говорят о *каналировании* частицы: об аксиальном каналировании, если частица связана с атомными цепочками, и о плоскостном, если частица связана с атомными плоскостями.

Взаимодействие канализированной частицы со средой сильно отличается от взаимодействия частицы с аморфным телом или разориентированным кристаллом. Канализированный протон фактически не сталкивается с ядрами и, вдобавок, движется в электронной среде с пониженной плотностью. Такой протон весьма чувствителен к дефектам кристаллической решетки, что послужило основой эффективного метода анализа совершенства кристаллов [7]. Для легких частиц когерентные эффекты проявляются также в возрастании вероятности излучения фотона (рождения пары) и интересных спектрах [9–13]. В состоянии каналирования частица может пройти в кристалле сантиметры (в ГэВ-ной области энергий).

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

$$\frac{p_x^2c^2}{2E_z} + U(x) + E_z = \text{const}, \quad (4)$$

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

$$E_x = \frac{p_x^2c^2}{2E_z} + U(x) = \frac{p_z^2c^2}{2E_z}\theta^2 + U(x) = \text{const}. \quad (5)$$

Полагая  $E_z \cong E$ ,  $p_z \cong p$  и используя известное соотношение  $pc^2 = vE$ , где  $v$  — скорость частицы, соотношение (5) можно записать в виде

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

Дифференцируя (5) по  $z$  и используя те же подстановки, получаем уравнение

$$pv \frac{d^2x}{dz^2} + U'(x) = 0 \quad (6)$$

для одномерного поперечного движения в потенциале  $U(x)$ . Оно описывает колебания частицы в потенциальной яме плоскостного канала. В гармоническом потенциале  $U_0(2x/d_p)^2$  период колебания  $\lambda$  есть  $\pi d_p \sqrt{pv/2U_0}$ . Период  $\lambda$  принимает макроскопические значения: до 0,5 мм для 20 ТэВ-ного протона в кремнии. Условием захвата частицы в режим каналирования является

$$\frac{pv}{2}\theta^2 + U(x) < U_0. \quad (7)$$

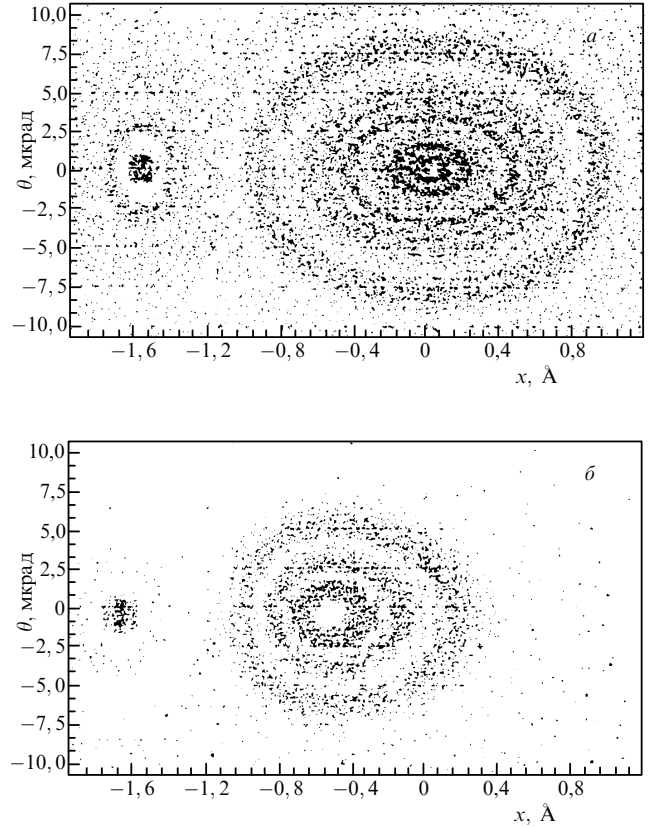


Рис. 2. Распределение протонов с энергией 450 ГэВ в кремнии (111) на плоскости  $(x, \theta)$ , полученное компьютерным моделированием [54]. *a* — Прямой кристалл. *б* — Изогнутый кристалл ( $pv/R = 1,5 \text{ ГэВ см}^{-1}$ )

Отсюда, полагая  $x = 0$ , получаем предельный угол захвата

$$\theta_L = \sqrt{\frac{2U_0}{pv}}. \quad (8)$$

Углы  $\theta_L$  для плоскостного и аксиального каналирования были введены Линдхардом. Для плоскости (110) кремния угол  $\theta_L$  составляет от 20 мкрад при энергии 100 ГэВ до 7 мкрад при энергии 1 ТэВ. Рассеяние на ядрах быстро выводит частицу из режима каналирования; частицу, приблизившуюся к атомной плоскости на расстояние порядка  $a_{TF}$ , можно считать выбывшей из режима каналирования. Для канализированной частицы вводят критическую поперечную координату  $x_c \cong (d_p/2) - a_{TF}$  и угол каналирования  $\theta_c = \sqrt{2E_c/pv}$ , где  $E_c = U(x_c)$  — критическая поперечная энергия. Можно вводить в определение  $x_c$  зависимость от тепловых колебаний атомов. Эксперименты ФНАЛ [14] показывают, что хорошей оценкой "полутолщины" атомной плоскости является  $2,5u$ .

Условие захвата частицы в режим каналирования удобно проиллюстрировать фазовой диаграммой (рис. 2) в плоскости  $(x, \theta)$ . На рис. 2 показано распределение протонов с энергией 450 ГэВ в кремнии с ориентацией (111), полученное при компьютерном моделировании [54]. Овалы представляют собой фазовые траектории (5) при различных значениях  $E_x$ . Внешний овал соответствует критической поперечной энергии  $E_c$ . Фазовая область внутри этого овала занята канализированными

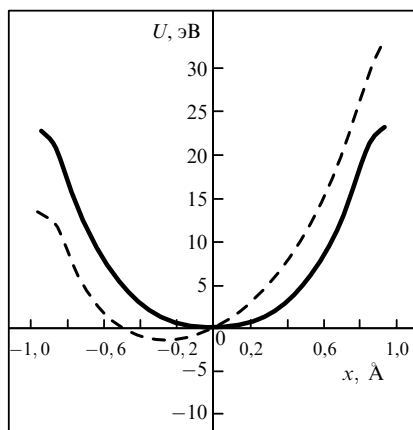


Рис. 3. Примеры потенциалов  $U(x)$  (сплошная линия) и  $U_{\text{эф}}(x)$  (пунктир) для плоскости (110) кремния

частицами. Частицы, находящиеся вне этой области, неканализованы.

На влете в кристалл частицы равномерно распределены по  $x$  от  $-d_p/2$  до  $d_p/2$ . Если их распределение по углу в пределах от  $-\theta_c$  до  $\theta_c$  также равномерно, что типично для ГэВ-ных пучков, то вероятность захвата частиц в режим каналирования есть отношение площади фазового эллипса  $E_x = E_c$  (т. е. аксептанса плоскостного канала) к площади всей фазовой области, занятой падающим пучком (его эмиттансу). Для гармонического межплоскостного потенциала и прямого кристалла эта вероятность составляет

$$A_s = \frac{2x_c}{d_p} \frac{\pi}{4} \frac{\theta_c}{\Phi} \quad (9)$$

при расходимости пучка  $2\Phi$ . Если частица падает строго параллельно кристаллографическим плоскостям, то вероятность ее захвата в режим каналирования есть просто  $2x_c/d_p$ . При падении под фиксированным углом  $\theta$  эта вероятность в гармоническом приближении уменьшается на множитель  $[1 - (\theta^2/\theta_c^2)]^{1/2}$ .

## 2.2. Каналирование в изогнутом кристалле

Можно ожидать, что в слабо изогнутом монокристалле частицы будут следовать за направлением изогнутых плоскостей (или осей), отклоняясь в итоге от первоначального направления на угол изгиба кристалла. Возможность такого эффекта и предложение использовать его для управления пучками частиц высоких энергий были высказаны Цыгановым в 1976 г. [15] и реализованы в эксперименте [16] в ОИЯИ в 1979 г. Рассмотрим каналирование заряженных частиц в плоскостном канале с постоянным радиусом изгиба  $R$ . Если характеризовать частицу локальными координатами  $x$  и  $\theta$  относительно атомных плоскостей в точке  $z$ , то можно использовать уравнение (6), добавив центробежную силу  $pv/R$

$$pv \frac{d^2x}{dz^2} + U'(x) + \frac{pv}{R} = 0. \quad (10)$$

Частица движется, как если бы она находилась в эффективном межплоскостном потенциале

$$U_{\text{эф}}(x) = U(x) + \frac{pv}{R} x.$$

Примеры потенциалов  $U(x)$  и  $U_{\text{эф}}(x)$  для плоскости (110) кремния приведены на рис. 3. Очевидно, что с ростом кривизны  $pv/R$  глубина эффективной потенциальной ямы уменьшается, и при некотором критическом значении  $(pv/R)_{\text{кр}}$  яма исчезает, а каналирование становится невозможным. Критический радиус изгиба определяется максимальным межплоскостным полем,  $(pv/R)_{\text{кр}} = U'_{\text{max}}$ . Эта величина составляет для плоскости (110) кремния, германия и вольфрама соответственно около 6; 12 и 48 ГэВ см<sup>-1</sup>. Обычно максимум  $U'(x)$  достигается вблизи атомной плоскости, где велико рассеяние на ядрах, поэтому критический радиус  $R_c$  скорее определяется производной потенциала на границе канала,  $R_c = pv/U'(x_c)$ . В кремнии  $U'(x_c) \cong 5$  ГэВ см<sup>-1</sup>.

Фазовая область, в которой происходит каналирование частиц в изогнутом кристалле кремния ориентации (111), показана на рис. 2, б. С ростом кривизны кристалла  $pv/R$  она уменьшается в размерах и смещается ближе к атомной плоскости. Соответственно будет уменьшаться и аксептанс  $A$  плоскостного канала [31–33]. В гармоническом приближении для  $U(x)$  эта зависимость имеет элементарный вид. Эффективный потенциал остается гармоническим, поэтому частицы по-прежнему совершают синусоидальные колебания (с периодом, не зависящим от  $R$ ), но вокруг нового положения равновесия  $x_0 = x_c R_c/R$ . Глубина ямы  $E_c$  уменьшается на множитель  $[1 - (R_c/R)]^2$ . Для частиц, падающих параллельно атомным плоскостям, существенно лишь сокращение доступной для каналирования области по  $x$ :  $-x_c + 2x_0 < x < x_c$ . Тогда аксептанс есть [33]

$$A = \frac{2x_c}{d_p} \left(1 - \frac{R_c}{R}\right), \quad (11)$$

где  $2x_c/d_p$  — аксептанс неизогнутого канала. Для пучка, равномерно распределенного по углу с полушириной  $\Phi > \theta_c$ , величина  $A$  есть отношение площади фазовой области, доступной для каналирования, к эмиттансу пучка, т. е.

$$A = \frac{2x_c}{d_p} \frac{\pi}{4} \frac{\theta_c}{\Phi} \left(1 - \frac{R_c}{R}\right)^2. \quad (12)$$

В сравнении с величиной (9) для прямого кристалла, аксептанс сокращается на множитель

$$A_b \cong \left(1 - \frac{R_c}{R}\right)^2.$$

На рис. 4 показана функция  $1 - A_b(pv/R)$ , рассчитанная для канала Si (110) в приближении Мольера при двух температурах — 293 и 128 К (в предположении  $x_c = d_p - 2,5u$ ). Там же показаны экспериментальные точки ФНАЛ [14]. Из графика видно, что аксептанс резко уменьшается задолго до достижения критической величины изгиба. Для кремниевого дефлектора эта пороговая величина составляет примерно 1 ГэВ см<sup>-1</sup>, для германиевого — около 2 ГэВ см<sup>-1</sup>.

Эксперименты с отклонением пучка протонов монокристаллами кремния и германия были проведены в области энергий от 1 до 800 ГэВ в ЛИЯФ [19], ОИЯИ [16, 17], ИФВЭ [18, 24, 39, 47, 48, 84], ЦЕРН [20, 25, 55, 56, 59] и ФНАЛ [14, 21, 45]. Были также отклонены пучки электронов [22] и тяжелых ядер [23]. Максимальный достигнутый угол отклонения протонов составил

130 мрад [84], максимальная интенсивность  $10^{10}$  протонов за цикл [24]. Эффективность отклонения достигала 50 % всего пучка, падающего на кристалл [25]. В экспериментах наблюдалось каналирование в кристалле кремния с кривизной  $pv/R$  до 3–4 ГэВ см $^{-1}$ , т. е. близкой к критической.

### 2.3. Деканалирование в прямом кристалле

Рассеяние каналированной частицы на электронах и ядрах (а также на дефектах решетки) ведет к несохранению  $E_x$ . В результате актов рассеяния частица изменяет свое состояние и может выйти из режима каналирования (процесс *деканалирования*). Возможны и обратные переходы: из неканалированной фракции пучка в каналированную (*реканалирование*, или *объемный захват*). Эти процессы могут быть описаны кинетическими уравнениями [8, 34] либо компьютерным моделированием [54, 58]. Наиболее часто для описания деканалирования используют одномерное диффузионное уравнение для функции распределения частиц  $f(E_x, z)$

$$\frac{\partial f}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial E_x} \left( D(E_x) \frac{\partial f}{\partial E_x} \right), \quad (13)$$

где  $D(E_x)$  — коэффициент диффузии. Использование (13) позволяет дать простую аналитическую интерпретацию процесса деканалирования. Для каналированных частиц хорошо является линейное приближение  $D \cong D_0 E_x$  [8]. В этом случае [36, 37]

$$f = \sum_{k=1}^{\infty} C_k J_0 \left( j_{0,k} \sqrt{\frac{E_x}{E_c}} \right) \exp \left( -\frac{D_0 j_{0,k}^2 z}{4E_c} \right), \quad (14)$$

где  $C_k$  определяется начальным распределением частиц  $f_0$ :

$$C_k = \frac{1}{E_c J_1^2(j_{0,k})} \int_0^{E_c} f_0(E_x) J_0 \left( j_{0,k} \sqrt{\frac{E_x}{E_c}} \right) dE_x. \quad (15)$$

Здесь  $j_{0,k}$  —  $k$ -й нуль функции Бесселя  $J_0$ . Как видно из (14), скорость затухания членов ряда с  $k > 1$  пропорциональна  $j_{0,k}^2 \sim k^2$ . После некоторого начального участка члены с  $k > 1$  затухают, и далее распределение частиц описывается первым членом разложения (14)

$$f = C_1 J_0 \left( j_{0,1} \sqrt{\frac{E_x}{E_c}} \right) \exp \left( -\frac{D_0 j_{0,1}^2 z}{4E_c} \right). \quad (16)$$

Таким образом, в глубине кристалла доля каналированных частиц убывает экспоненциально,  $\sim \exp(-z/L_D)$ , с длиной деканалирования

$$L_D = \frac{4E_c}{j_{0,1}^2 D_0}, \quad (17)$$

которая уже не зависит от начального распределения частиц.

Длина релаксации  $L_{\text{рел}}$  к состоянию (16) определяется в основном скоростью затухания второго члена в (14), имея порядок

$$L_{\text{рел}} \cong \left( \frac{j_{0,1}}{j_{0,2}} \right)^2 L_D \cong 0,2 L_D. \quad (18)$$

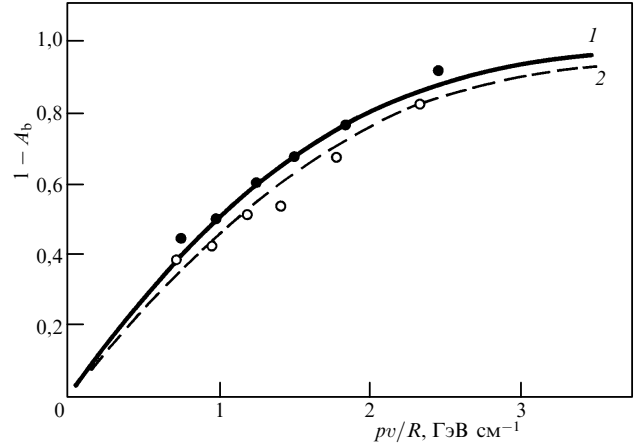


Рис. 4. Функции  $1 - A_b(pv/R)$  для Si (110) и двух температур — 293 К (1) и 128 К (2) [14]. Экспериментальные точки ФНАЛ и расчет в приближении Мольер ( $x_c = d_p - 2,5u$ )

Если длина кристалла меньше этой характерной величины, то измеренная в опытах длина деканалирования находится в зависимости от начальных условий падения пучка частиц на кристалл: например, вида захвата (торцевого или объемного) или расходимости пучка (малой, порядка  $\theta_c$ , или много больше).

Величина  $D_0$  (коэффициент трения) определяется средним квадратом угла рассеяния на электронах и ядрах:

$$D_0 = \frac{pv}{2} \left\langle \left( \frac{\delta \theta_s}{\delta z} \right)^2 \right\rangle. \quad (19)$$

Вклад флуктуаций потенциала из-за дискретности кристаллической решетки для чисто плоскостного каналирования составляет много меньше вклада многократного рассеяния на ядрах [8]. Ограничивая  $x_c \leq (d_p/2) - a_{\text{ТФ}}$ , можно рассмотреть лишь рассеяние на электронах. По Линдхарду [4]

$$\left\langle \left( \frac{\delta \theta_s}{\delta z} \right)^2 \right\rangle = \frac{m_e}{2p^2} \left( \frac{\delta E}{\delta z} \right)_{\text{ам}} \frac{n_{\text{эл}}(x)}{n_{\text{ам}}}. \quad (20)$$

Здесь  $n_{\text{эл}}(x)$  — плотность электронов в зависимости от координаты,  $n_{\text{ам}}$  — усредненная (аморфная) электронная плотность,  $m_e$  — масса покоя электрона. Усреднив  $n_{\text{эл}}(x)$  по области  $|x| < x_c$ , получим (17) в виде

$$L_D = \frac{16}{j_{0,1}^2} \frac{pv}{Z_i L_e r_e m_e c^2} \frac{U(x_c) x_c}{\left( \frac{\delta U}{\delta x} \right)_{x=x_c}}. \quad (21)$$

Здесь  $r_e$  — классический радиус электрона,  $L_e$  — кулоновский логарифм [38]; см. подробности вывода в [39]. Второй множитель в (21) содержит зависимость от энергии, третий — от вещества. Заменяя  $j_{0,1} \cong 3\pi/4$  и используя потенциал Линдхарда (3), запишем (21) в окончательном виде (для  $\gamma \gg 1$ ):

$$L_D = \frac{256}{9\pi^2} \frac{pv}{\ln \frac{2m_e c^2 \gamma}{I} - 1} \frac{a_{\text{ТФ}} d_p}{Z_i r_e m_e c^2}, \quad (22)$$

где  $I$  — потенциал ионизации (172 эВ в кремнии). Как видно из (22), длина деканалирования пропорциональна  $d_p$ . Мы не учитывали зависимость от температуры,

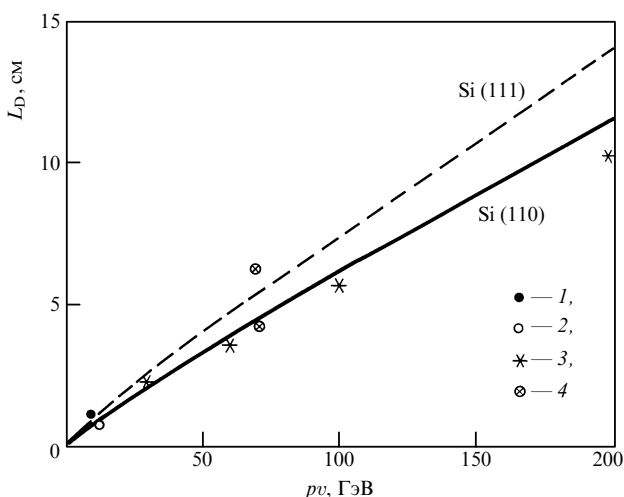


Рис. 5. Расчетные зависимости для  $L_D$  в каналах Si (110) и Si (111) совместно с экспериментальными данными. 1 — ОИЯИ [16], 2 — ЦЕРН [20], 3 — ФНАЛ [21], 4 — ИФВЭ [39]

заменяя  $x_c \cong d_p/2$ . Учет  $x_c(u)$  приводит к уменьшению  $L_D$  с ростом температуры [40]. Кристалл кремния ориентации (110) представляет собой регулярную структуру с одинаковым расстоянием  $d_p = 1,92 \text{ \AA}$  между плоскостями. В кристалле с ориентацией (111) периодически большое расстояние  $d_p^L = 2,35 \text{ \AA}$  между атомными плоскостями сменяется малым  $d_p^S$  (см. рис. 1), при этом  $d_p^S \cong d_p^L/3$ . В протяженных кристаллах Si (111) можно не учитывать частицы, движущиеся в малом межплоскостном интервале  $d_p^S$ .

Расчетные зависимости (22) для каналов Si (110) и Si (111) совместно с экспериментальными данными ОИЯИ, ЦЕРН, ИФВЭ и ФНАЛ приведены на рис. 5. Для  $E = 70 \text{ ГэВ}$  выражение (22) приводит к величине  $L_D^{(111)} = 5,4 \text{ см}$  в кристаллах Si (111) и  $L_D^{(110)} = 4,4 \text{ см}$  в кристаллах Si (110), обеспечивая удовлетворительное согласие с экспериментом. Логарифмическая поправка к линейной экстраполяции  $L_D \sim pv$  составляет десятки процентов в экспериментально исследованной области энергий. Зависимость от свойств вещества свелась к множителю  $a_{TF}d_p$ ; это приводит к зависимости  $L_D \sim Z^{-1/3}$  в изоморфных ( $d_p = \text{const}$ ) решетках (например, Si и Ge). Отношение  $L_D^{(111)}/L_D^{(110)}$ , согласно оценке (22), должно составлять порядка  $d_p^{(111)}/d_p^{(110)} = 1,23$  для кремния. Экспериментальное отношение составляет  $1,4 \pm 0,2$ .

Мы рассмотрели деканалирование в кристаллах с идеальной решеткой. В реальных кристаллах совершенство решетки нарушается дефектами. Из всех типов дефектов — точечных (межузельные атомы и вакансии), линейных (дислокации), двумерных (дефекты упаковки) и трехмерных (аморфные кластеры) — наибольший интерес представляют дислокации, так как деканалирование на других дефектах с ростом энергии уменьшается либо остается постоянным [7]. Дислокационные дефекты вызывают локальные искажения решетки. По этой причине каналированная частица может попасть в область с высокой кривизной канала или испытать рассеяние на ядрах либо возмущениях потенциала решетки. Так, в окрестности линейной дислокации возмущение решетки изменяет локальную кривизну каналов  $1/R_{loc}$  на величину порядка  $b/r^2$ , где  $r$  — расстояние до дислокации, а  $b$

— величина вектора Бюргерса. Эта кривизна превышает критическую  $1/R_c$  на расстояниях до  $r_D \cong \sqrt{bR_c}$  от дислокации [61]. Условно можно считать, что частица деканалирует, если попадает в цилиндр диаметром  $\sigma_D \cong 2r_D$ , описанный вокруг дислокации. Длина деканалирования  $L_D = 1/n_D\sigma_D$  зависит от плотности дислокаций  $n_D$  и с ростом энергии уменьшается как  $1/\sqrt{pv}$ . При нынешних энергиях (сотни ГэВ) и высоком качестве кристаллов кремния дефекты не влияют на эффективность отклонения пучков. Вклад различных типов дислокационных дефектов в деканалирование в ТЭВ-ной области энергий обсуждается в [60]. Экспериментальные оценки см. в разделе 3.2.1.

#### 2.4. Деканалирование в изогнутом кристалле

Вследствие изгиба кристалла каналированные частицы смещены ближе к атомной плоскости, поэтому диффузионный коэффициент для них отличается от значения в прямом кристалле. Валентные электроны в кремнии и германии распределены в канале приблизительно равномерно, поэтому  $D(E_x)$  нечувствителен к слабому изгибу [42, 41]. В сильно изогнутом кристалле диффузия  $E_x$  возрастает.

Основное влияние на деканалирование оказывает уменьшение с изгибом фазового объема, в котором происходит каналирование. Формула (17) связывает длину деканалирования  $L_D$  с критической поперечной энергией  $E_c$ , которая существенно зависит от кривизны канала:  $L_D \sim E_c(pv/R)$  [42]. Поскольку для гармонического потенциала  $E_c(pv/R)$  есть  $E_c(0)[1 - (R_c/R)]^2$ , то длина деканалирования может быть записана так:

$$L_D(p, R) = spv \left(1 - \frac{R_c}{R}\right)^2, \quad (23)$$

где  $spv$  — длина деканалирования в неизогнутом кристалле (22). Для заданного радиуса  $R$  зависимость  $L_D$  от  $p$  в гармоническом приближении есть

$$L_D(p) = spv \left(1 - \frac{p}{p_{cr}}\right)^2. \quad (24)$$

Величина  $L_D$  зануляется при  $pv = (pv)_{cr} = RU'(x_c)$ . Максимум  $L_D$  достигается при  $p = p_{cr}/3$ .

Форстер и др. [14] измерили  $L_D$  протонов в интервале  $p$  от 60 до 200 ГэВ  $c^{-1}$  в кристалле кремния (110), изогнутом с радиусом около 80 см, при двух температурах — комнатной и 128 К. ППД-детекторами отбирались частицы с малыми потерями  $dE/dz$  на входном участке кристалла (широко используемый критерий для отбора каналированных частиц); угловое распределение этих частиц за кристаллом было близко к экспоненциальному. Измеренная зависимость  $L_D(p)$  имела характер (24) (рис. 6). На рис. 7 экспериментальные результаты сравниваются с моделью:

$$L_D = spv \frac{E_c(pv/R)}{E_c(0)};$$

величина  $s$  подбиралась фитированием [43] с потенциалом Мольер. Как видно из рис. 7, модель хорошо описывает зависимость  $L_D$  от  $pv/R$ . Полученные в фите величины  $s = 0,54 \text{ мм ГэВ}^{-1}$  для комнатной температуры и  $s = 0,65 \text{ мм ГэВ}^{-1}$  для 128 К также прекрасно согласуются с расчетом по (22), дающим  $s = 0,62 \text{ мм ГэВ}^{-1}$ ,

и экспериментальными данными для прямых кристаллов ( $s=0,59$  мм ГэВ<sup>-1</sup> в [39] при комнатной температуре) в этой области энергий. Влияние температуры, слабое в прямом кристалле, усиливается в изогнутом кристалле с ростом  $pv/R$ , как и ожидается в диффузионной модели, см. [40].

#### Эффективность отклонения пучка кристаллом

Количество частиц, захватываемых в режим каналирования на торце кристалла  $A_s$ , определяется в основном расходимостью падающего пучка, см. (9). Из общих уравнений (10) и (14) следует, что доля частиц, отклоненных затем кристаллом на угол изгиба  $\Theta$ , т. е. эффективность кристалла  $F$ , зависит лишь от двух переменных,  $pv/R$  и  $\Theta$  (и свойств кристалла). Это означает, что для любого требуемого угла поворота  $\Theta$  можно выбрать оптимальную кривизну  $(pv/R)_{\text{опт}}$ , при которой  $F(pv/R, \Theta)$  максимальна. Таким образом, эффективность идеального кристалла зависит лишь от угла  $\Theta$  и свойств кристалла и не зависит от энергии частиц.

Проиллюстрируем это явно в гармоническом приближении. В достаточно длинном кристалле (длина  $L$  порядка  $L_D$ ) потери на деканалирование можно учесть экспоненциальным множителем  $\exp(-L/L_D)$ . Тогда можно оценить  $F$ , объединив (12) и (23) [42, 44]:

$$F = A_s \left(1 - \frac{R_c}{R}\right)^2 \exp\left[-\frac{R}{R_c} \frac{\Theta}{\Theta_D(1 - (R_c/R)^2)}\right]. \quad (25)$$

Мы ввели константу  $\Theta_D = spv/R_c$ , отношение длины деканалирования в прямом кристалле  $spv$  к критическому радиусу  $R_c$ ;  $\Theta_D$  зависит лишь от свойств кристалла ( $\cong 0,3$  рад в Si (110)). Выражение (25) приобрело универсальный вид. Свойства кристалла отражены лишь в  $\Theta_D$  и  $A_s$ . На рис. 8 приведены результаты оптимизации [43] с потенциалом Мольер: оптимальная кривизна  $pv/R$  и соответствующий предел эффективности, как функции  $\Theta$ , для дефлекторов Si (110), Ge (110) и W (110).

В экспериментах эффективность обычно ограничена малым отношением  $\theta_c/\Phi \ll 1$ . Это препятствие было обойдено в работах ЦЕРН [25, 55, 56, 59] на пучке протонов с энергией 450 ГэВ с малой ( $\pm 3$  мкрад) угловой расходимостью (для сравнения  $\theta_c \cong 9$  мкрад в Si (111)). При работе кристалла Si (111) в этом пучке ширина ориентационной зависимости интенсивности отклоненного пучка составляла лишь 17 мкрад  $\cong 2\theta_c$  [25]. Результаты измеренной эффективности отклонения протонов кристаллом кремния с ориентацией (111) [25] и (110) [59] приведены на рис. 9. Достигнута эффективность  $\cong 50\%$  для углов  $\sim 2$  мрад. Экспериментальные результаты находятся в прекрасном согласии с расчетом, сделанным в [25] по модели [32, 44] (см. рис. 9).

#### 2.5. Объемный захват

Частицы, неканалированные в начале кристалла, могут перейти в режим каналирования уже в его глубине (*объемный захват*), в результате рассеяния или изменения кривизны кристалла. Эти переходы интересны как средство расширения возможностей кристалло-оптики заряженных пучков. Обратимость деканалирования следует из правила обратимости Линдхарда [4], согласно которому вероятность рассеяния частицы из определенного каналированного состояния в определенное неканалированное состояние равна вероятности обратного процесса.

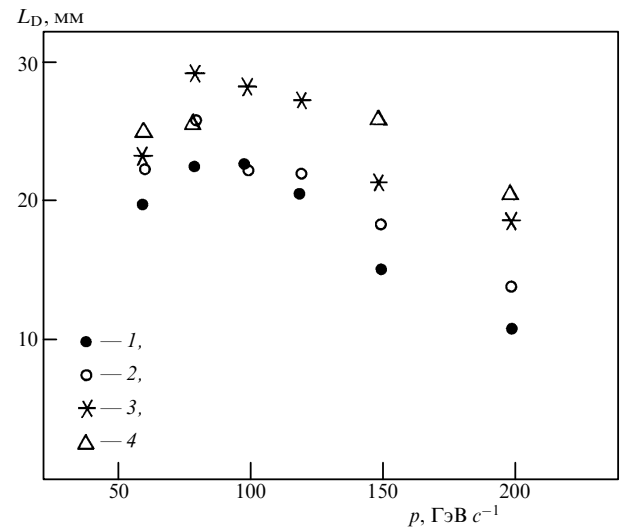


Рис. 6. Длина деканалирования как функция импульса в изогнутом кристалле Si (110) для двух температур — 293 К (1, 2) и 128 К (3, 4). Эксперимент (1, 3) — [14] и моделирование (2, 4) — SATCH

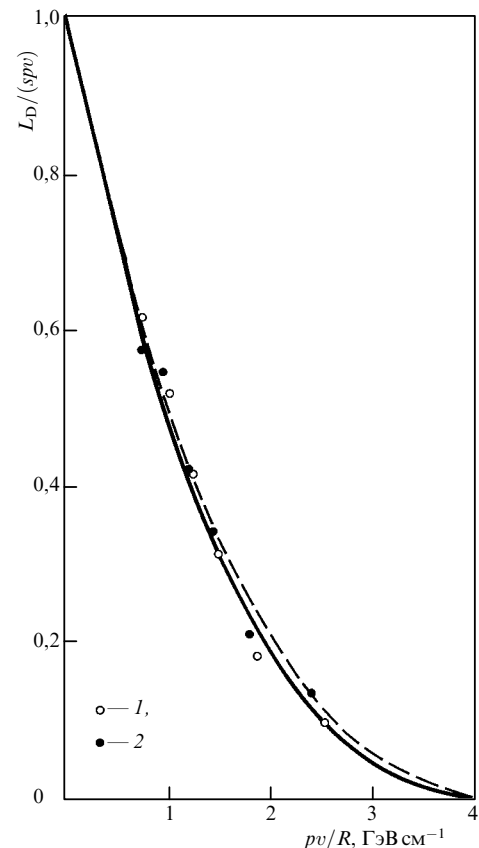


Рис. 7. Отношение длин деканалирования в изогнутом и прямом кристаллах кремния. Кривая: модель —  $L_D/spv = E_c(pv/R)/E_c(0)$ . Точки — из эксперимента [14]; наилучшее  $s$  находилось фитированием [43]. Сплошная линия и точки 1 для комнатной температуры,  $s = 0,54$  мм ГэВ<sup>-1</sup>. Пунктир и 2 для 128 К,  $s = 0,65$  мм ГэВ<sup>-1</sup>

Это правило было доказано в экспериментах с ГэВ-ными пучками [19, 45], где с помощью ППД-детекторов  $dE/dz$ , размещенных по длине кристалла, определялось состояние каждой частицы. Сам эффект объемного захвата частиц, обусловленный многократным

рассеянием, наблюдался впервые в экспериментах с пучками ионов с энергией  $\sim 1$  МэВ [46]. Эффективное деканалирование пучка в кристалле также зависит от процессов обмена частицами между каналированной и

неканалированной фракциями пучка. В частности, возможно достижение динамического равновесия между фракциями, когда эффективное деканалирование отсутствует [47].

При падении расходящегося пучка на изогнутый кристалл траектория любой частицы становится касательной к изогнутым кристаллографическим плоскостям в некоторой области в глубине кристалла. В этом случае объемный захват в режим каналирования возможен для частиц, падающих в пределах всего угла изгиба кристалла. В 1982 г. в ЛИЯФ был экспериментально обнаружен [19] объемный захват протонов с энергией 1 ГэВ в угловом интервале несколько мрад в кристалле кремния с  $R = 46$  см. Закономерности этого явления в изогнутых кристаллах были детально исследованы в эксперименте ИФВЭ [48] при энергии 70 ГэВ. Было установлено, что вероятность  $w$  объемного захвата прямо пропорциональна радиусу изгиба  $R$  (рис. 10). Путем сравнения с данными [19] в [48] был сделан вывод, что  $w$  изменяется с импульсом, как  $p^{-3/2}$ . Теоретическое рассмотрение объемного захвата [35, 47, 49] с использованием кинетических уравнений либо компьютерного моделирования (см. также п. 2.6) показало достаточность обычного многократного рассеяния для описания экспериментов [19, 48]. Следуя [47], можно дать простую аналитическую оценку вероятности  $w$ , объясняющую происхождение экспериментальной зависимости  $w \sim R/p^{3/2}$ .

Характерная постоянная длины  $L_D$  определяет вероятность  $w$  перехода из каналированной фракции пучка в неканалированную,  $w \cong \delta z/L_D$  на длине  $\delta z$ . Согласно правилу обратимости вероятность обратного перехода из неканалированной фракции в каналированную равна той же величине  $w$ . В изогнутом кристалле неканалированная частица быстро теряет свою ориентацию относительно изогнутого канала. Разориентация на угол порядка критического  $\theta_c$  происходит на длине порядка  $R\theta_c$ . Поэтому вероятность перехода в канал

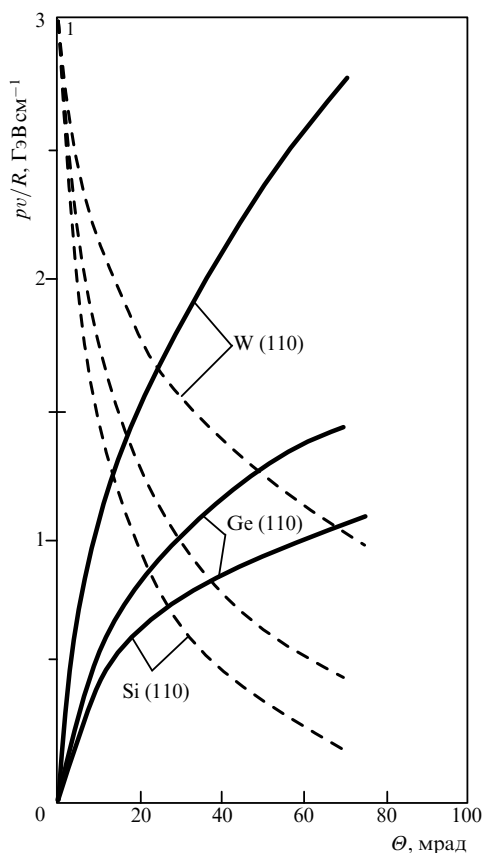


Рис. 8. Результаты оптимизации [43] эффективности отклонения с потенциалом Мольера: оптимальная кривизна  $pv/R$  (сплошные линии) и соответствующий предел эффективности  $F/A_s$  (пунктир) как функции  $\theta$  для дефлекторов Si (110), Ge (110) и W (110)

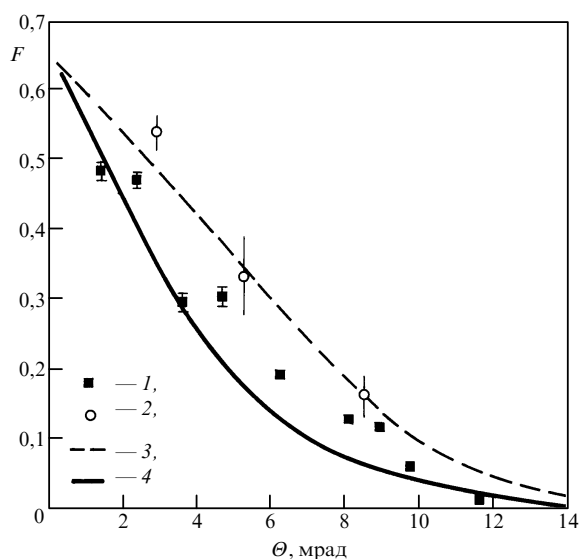


Рис. 9. Измеренные эффективности отклонения пучка протонов с энергией 450 ГэВ изогнутыми кристаллами: 1 для Si (111) [25], 2 для Si (110) [59]. Расчетные кривые для равномерного изгиба кристалла (3) и "трехточечного" (4) [25]

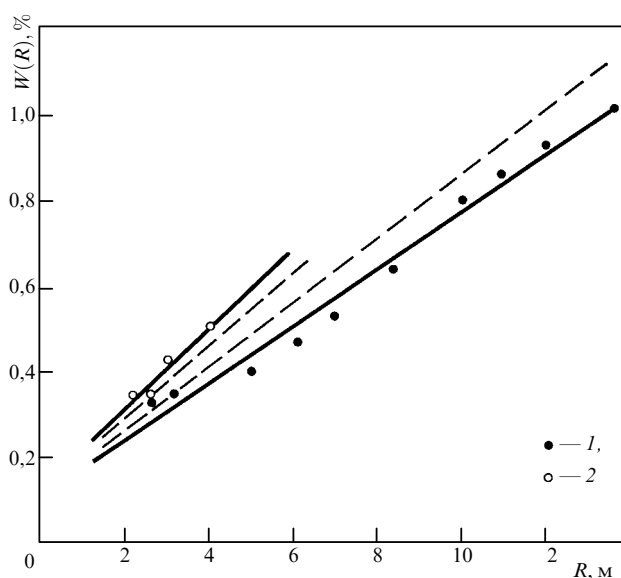


Рис. 10. Вероятность объемного захвата протонов с энергией 70 ГэВ в зависимости от радиуса кривизны кристалла Si (111) [48] для нарастающей (1) и спадающей (2) кривизны. Пунктиром показаны значения, скорректированные с учетом градиентной добавки (28)



за все время взаимодействия есть величина порядка

$$w \cong \frac{R\theta_c}{L_D} \sim \frac{R}{p^{3/2}}. \quad (26)$$

Эта формула, вытекающая фактически из принципа обратимости, подтверждается с точностью до фактора  $\sim 2$  данными экспериментов [19, 48]. Отметим, что правило обратимости, дающее хорошую основу для понимания эксперимента, не оставляет надежд использовать процессы реканализации для увеличения эффективности кристаллов. Диффузионный характер процессов рассеяния может привести лишь к выравниванию плотности состояний в канале и вне его, следовательно, эффективность объемного захвата не может превзойти эффективность захвата торцевого. Тот же вывод можно сделать явно, исходя из (26). Интенсивность пучка, захватываемого с торца, равна  $N_{ТЗ} \cong \theta_c f_0$  ( $f_0$  — фазовая плотность, или "яркость" падающего пучка). При объемном захвате нужно величину  $wf_0$  проинтегрировать по всей области углов захвата  $\Phi$

$$N_{OЗ} = \int \frac{R\theta_c}{L_D} f_0 \exp\left(-\frac{R\phi}{L_D}\right) d\phi = \theta_c f_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{R\Phi}{L_D}\right)\right]. \quad (27)$$

Наличие экспоненциального фактора, принципиально важное, учитывает деканализирование по длине кристалла. Отсюда видно, что объемный захват может конкурировать с торцевым только в случае широкого пучка и больших радиусов изгиба  $R\Phi \geq L_D$ , но никак не превосходит его по яркости из-за наступления динамического равновесия (деканализирование и реканализирование уравнивают друг друга). Для узких пучков  $R\Phi \ll L_D$  отношение  $N_{OЗ}/N_{ТЗ} = R\Phi/L_D$  растет линейно с увеличением расходимости пучка, что также очевидно.

#### Градиентный механизм объемного захвата

В [50] впервые обсуждалась возможность захвата надбарьерных частиц в режим канализирования даже при отсутствии рассеяния в кристалле с переменным радиусом изгиба. В работе численно решалось уравнение движения протона с энергией 100 ГэВ в кристалле кремния, где кривизна  $1/R$  скачком уменьшалась до 0 на глубине 10 (20) мкм (для сравнения  $\lambda \cong 30$  мкм). Был сделан вывод о возможности объемного захвата там, где кривизна кристалла скачком уменьшается.

В [51] был рассмотрен общий случай взаимодействия заряженного пучка с потенциалом кристалла переменной кривизны. Было предсказано существование объемного захвата потенциалом плоскостных каналов с непрерывно уменьшающейся (по направлению пучка) кривизной. Этот эффект, "градиентный захват", является обратным центробежному деканализированию (п. 2.2), подобно тому как объемный захват за счет рассеяния есть процесс, обратный к обычному деканализированию (п. 2.3). Фактически существование двух механизмов объемного захвата, обратных к двум хорошо известным механизмам деканализирования, есть следствие общего правила обратимости траекторий частиц в кристалле. Для эффективности градиентного захвата в [51] была получена формула

$$w_{ГР} = \frac{R'\lambda}{2R} \left(1 - 2\frac{\langle x \rangle}{d_p}\right), \quad (28)$$

где  $R' = dR/dz$  — градиент радиуса кривизны,  $\langle x \rangle$  — средняя за период поперечная координата (относительно центра канала). Для слабо изогнутых кристаллов величина в скобках мало отличается от единицы. В гармоническом приближении (28) принимает явный вид

$$w_{ГР} = \frac{R'\lambda}{2R} \left(1 - \frac{R_c}{R}\right). \quad (29)$$

Исходя из (29), можно показать [51], что интегральная эффективность захвата частиц из пучка с широким угловым распределением равняется эффективности торцевого захвата того же пучка, независимо от вида функции  $R(z)$ . Этот вывод справедлив и в общем случае произвольного потенциала как следствие теоремы Лиувилля. В отсутствие процессов диссипации фазовая плотность захваченного пучка совпадает с фазовой плотностью падающего пучка.

Первое экспериментальное указание на градиентный эффект в объемном захвате протонов с энергией 70 ГэВ было сделано в [48], где величина эффекта была примерно вдвое больше, чем предсказываемая формулой (28). С ростом импульса  $w_{ГР}$  растет как  $\lambda \sim \sqrt{p}$ , в то время как величина (26) падает как  $1/p^{3/2}$ . Другими словами, с ростом  $p$  влияние центробежных эффектов на канализирование увеличивается, а влияние рассеяния падает. По этой причине отношение эффективностей двух механизмов объемного захвата изменяется в пользу градиентного в области высоких энергий.

#### 2.6. Компьютерное моделирование канализирования

Канализирование в изогнутых кристаллах моделировали А.М.Таратин и др. [52]. Их модель использует то же диффузионное приближение. А именно, частица делает малый шаг  $\delta z$  согласно (10). Вычисляется средняя потеря энергии  $\langle \delta E \rangle_s$  в близких столкновениях с электронами на данном шаге. Соотношение (20) связывает  $\langle \delta E \rangle_s$  со среднеквадратичным углом рассеяния частицы в этих актах. Разыгрывается рассеяние в соответствии с гауссовым распределением. Аналогично разыгрывается многократное рассеяние на ядрах.

Хотя диффузионное приближение неплохо согласуется с опытом, компьютерное моделирование в принципе позволяет не прибегать к упрощениям, связанным с усреднением и предположением о малости актов рассеяния. Энергия, переданная в близком столкновении с электроном, сильно флуктуирует и может быть достаточной для рассеяния частицы в одном акте на угол, сравнимый с  $\theta_c$ . Близкие столкновения, помимо влияния на процессы рассеяния, формируют спектры потерь энергии  $dE/dz$  частиц. Эти спектры имеют интересные особенности в ориентированных кристаллах (см., например, [53]): как средняя величина, так и разброс потерь  $dE/dz$  канализированных частиц существенно ниже этих величин в разориентированных кристаллах. Эта особенность широко используется в экспериментах для отбора канализированных частиц по  $dE/dz$  в ППД-детекторах, встроенных в кристалл. Недавно эта же особенность была использована для настройки канала Н8 ЦЕРН [25], чтобы получить минимальную расходимость  $\cong \pm 3$  мкрад пучка на кристалле; метод имел чувствительность  $\cong 1$  мкрад, что значительно лучше любого из стандартных методов. Наконец, флуктуации потерь энергии могут быть важны для динамики частиц в

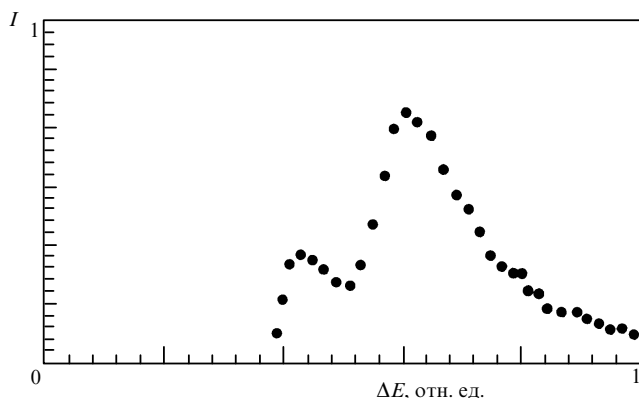


Рис. 11. Спектр потерь энергии протонов в ориентированном кристалле, смоделированный SATCH для условий эксперимента [56]

ускорителе (в задаче *вывода* частиц кристаллом), так как устойчивость движения частиц в кольце весьма чувствительна к величине потерь. Примером программы, отвечающей этим условиям, является SATCH [54], где учитывается вероятность рассеяния на электронах с большой передачей энергии  $T$  в одном акте. Рассеяние разыгрывается в соответствии с функцией распределения

$$\frac{d^2 N}{dz dT} = \frac{2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 Z_i^2 Z_p}{A\beta^2 T^2} \frac{n_{эл}(x)}{n_{ам}} \quad (30)$$

Рис. 11 показывает пример спектра  $dE/dz$ , смоделированного SATCH для условий эксперимента [56]. Подобное расщепление спектра на "каналированную" (с аномально низкими  $dE/dz$ ) и "неканалированную" (высокие  $dE/dz$ ) фракции было использовано в эксперименте [14] для выделения каналированных частиц из фона. Моделирование [57] этого эксперимента точно повторяло ту же процедуру. Протоны отбирались по низким потерям  $\Delta E$  во входной прямой части кристалла, и их угловое распределение за кристаллом фитировалось экспонентой. Результаты для  $L_D$  представлены на рис. 6. Моделирование согласуется с измерениями с точностью  $\cong 10\%$ ; правильно воспроизведена и зависимость от температуры кристалла. Ранее моделирование этого эксперимента, без отбора по  $dE/dz$ , было проделано в [58].

Моделирование объемного захвата можно проиллюстрировать работой [39]. В эксперименте наблюдались объемный захват протонов 70 ГэВ и их последующее деканалирование в изогнутых кристаллах кремния (110) и (111). В глубине кристалла, соответствующей углам выхода 6–18 мрад, деканалирование было экспоненциально как в эксперименте, так и в моделировании. Были получены следующие длины  $L_D$ :

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

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

Также интересно сравнить вероятности объемного захвата в "стабильные состояния", распадающиеся по экспоненциальному закону. Эти вероятности, полученные в эксперименте, моделировании и модели  $w \cong R\theta_c/L_D$  представлены в табл. I. Эффективность отклонения пучка изучалась в моделировании и эксперименте в работе [59]. Пучок протонов 450 ГэВ  $c^{-1}$

Таблица I. Вероятность (%) объемного захвата в "стабильные состояния" из эксперимента [48], моделирования [39] и модели [47]

Кристалл	Модель [47]	Моделирование [39]	Эксперимент [48]
111	0,13	0,17±0,02	0,23
110	0,18	0,23±0,02	—

Таблица II. Эффективность отклонения протонов 450 ГэВ  $c^{-1}$  кристаллом Si (110) в эксперименте и моделировании (все данные из [59]); вверх — для всего пучка, вниз — для частиц, падающих в интервале углов  $\pm\theta_c$ . Показаны лишь статистические ошибки

Отклонение на угол, мрад		3,0	5,7	8,5
		Эксперимент	20±2	10±1
Эффективность, %	Моделирование	20,9±0,8	15,2±0,5	8,8±0,5
	( $\sigma = 15$ мкрад)			
Эффективность, %, в интервале $\pm\theta_c$	Эксперимент	54±2	33±5	16±3
	Моделирование	56±4	39±2	26±2

отклонялся кристаллом Si (110) на углы от 3 до 8,5 мрад. Низкая расходимость пучка,  $\sigma \cong 15$  мкрад, была причиной высоких эффективностей, представленных в табл. II. Моделирование вывода протонного пучка из ускорителей обсуждается в разделе 5.

### 3. Отклонение и фокусировка пучков кристаллами

Для практического использования монокристаллов на ускорителях необходимо получить ответы на следующие вопросы. Пучки какой предельной интенсивности и на какие углы можно отклонить кристаллом? Каков запас прочности механической, радиационной; не будет ли разгибаться кристалл от температуры и радиации? Какой длины могут быть совершенные кристаллы; как влияет качество изгиба кристалла и обработки его поверхности на характеристики отклоняемых пучков?..

Для прояснения этих вопросов большой объем исследований был проведен в ИФВЭ. В процессе работы были изогнуты и испытаны в пучках десятки (если не сотни) кристаллов.

#### 3.1. Требования, предъявляемые к качеству изготовления монокристаллических пластин и изгибающим устройствам

Для эффективного отклонения пучков частиц высоких энергий необходимо обеспечить высокое качество ориентации и обработки граней монокристаллических пластин. В проведенных опытах с пучками протонов 70 ГэВ кристаллы, имеющие длину около 100 мм и толщину  $\cong 1$  мм, должны были иметь эффективно отклоняющий слой, близкий по размерам к полному сечению кристалла. Это достигается, если выдерживается точность ориентации пластин  $\sim 1$  угл. минуты, непараллельность и неплоскостность боковых граней около 10 мкм по всей длине кристалла. Глубина нарушенного кристаллического слоя при полировке боковых граней должна быть на том же уровне. Эти требования, в принципе, обеспечиваются существующим уровнем технологии.

В планируемых применениях кристаллов на ускорителях ТэВ-ных энергий, в особенности для вывода пучков из сверхпроводящих коллайдеров, требования к качеству

ориентации и обработки граней ужесточаются. Так, ожидается, что параметр наведения пучка на кристалл при выводе его из ускорителя ЛНС будет составлять доли микрона [77], что, по-видимому, потребует создания новых средств контроля и обработки кристаллической поверхности. С ростом энергии отклоняемых частиц до ТэВ-ного диапазона ужесточаются также требования к качеству материала монокристаллических пластин. Мозаичность кристаллов не должна превышать величину  $\sim 1$  мкрад, определяемую критическим углом каналирования.

Согласно известному эмпирическому правилу, кремниевую пластину толщиной  $H$  можно изогнуть упруго по цилиндру радиуса  $R$  при условии  $R > 1000H$ . В то же время для эффективного поворота пучков существует оптимальный радиус изгиба  $R_{\text{опт}}$ , для значительных углов поворота равный нескольким критическим радиусам  $R_c$  ([40]):  $R_{\text{опт}} \sim (3-5)R_c$ . Для кремния  $R_c[\text{м}] = 0,0018E$  [ГэВ]. Поэтому этот прочностной критерий приводит к ограничению толщины используемых пластин  $H$  [мм]  $\leq 0,007E$  [ГэВ]. Так, в случае энергии отклоняемых частиц  $E = 70$  ГэВ оптимальный поворот осуществляет пластина толщиной  $H \leq 0,5$  мм. Но для строящихся ускорителей на ТэВ-ные энергии толщина пластин может составлять десятки миллиметров, что, как правило, много больше характерных размеров пучка.

Изгиб кристалла по заданной поверхности в общем случае является непростой задачей. Исторически изогнутые кристаллы широко применялись для фокусировки рентгеновских и гамма-лучей в кристалл-дифракционных приборах для нужд ядерной спектроскопии. В решении проблемы применялись два общих подхода [81]: 1) изгиб с помощью цилиндрических зеркал, 2) метод моментов.

Упругий изгиб монокристаллической пластины в идеальных случаях метода моментов и цилиндрических зеркал рассмотрен в [82] в рамках теории упругости анизотропных тел. Было установлено, что пластина изгибается не только в продольном направлении, но и подвергается кручению в поперечном направлении, принимая седловидную, бочкообразную или, как частный случай, чисто цилиндрическую форму, в зависимости от конкретных анизотропных свойств материала. Реальные конструкции кристаллодержателя могут вносить дополнительные моменты и приводить к более сложным формам изгиба, в особенности на краях пластин.

Особенности требований к изогнутым кристаллам, применяемым для отклонения пучков частиц высоких энергий, по сравнению с их использованием для фокусировки гамма-лучей связаны с различными направлениями траекторий движения частиц: гамма-лучи пересекают пластины поперек больших граней, заряженные частицы движутся вдоль вырезанных пластин. Поэтому требования постоянства радиуса изгиба по продольной координате, как правило, не очень жесткие (точность  $\Delta R/R \sim 1\%$  вполне достаточна). Однако возникают специфические требования на краях изогнутых пластин. Необходимо выдержать полный угол изгиба  $\theta$  в пределах углового акцептанса существующих магнитооптических каналов транспортировки частиц, куда необходимо отклонять пучки. Обычно эта величина  $\Delta\theta \cong 0,1$  мрад. Такая точность может контролироваться по отраженному лазерному лучу при прямолинейном движении кристалла на микрометрическом столике.

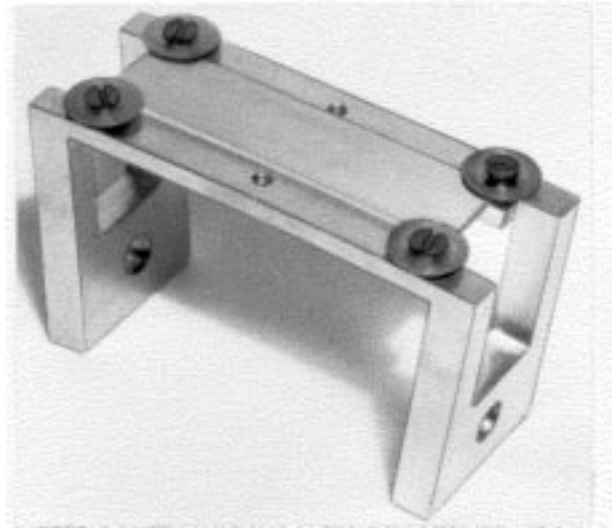


Рис. 12. Устройство для изгиба и крепления кристаллов

Как показал опыт, большой проблемой является устранение неравномерности изгиба по поперечной координате. В неотвеченных случаях, при использовании кристаллов для деления выведенного пучка, можно было ограничиться все той же точностью  $\Delta\theta_{\perp} \cong 0,1$  мрад, что, как правило, значительно меньше расходимости падающего пучка ( $\cong 1$  мрад). Для вывода пучка из крупных ускорителей-коллайдеров или для исследования эффективности захвата частиц в режим каналирования такая точность является неприемлемой и определяется величиной критического угла каналирования. В этом случае края кристалла приходится оставлять плоскими. Либо применять для проверки качества изгиба лазерную интерферометрию и корректировать поверхности изгибающих зеркал.

В проводимых опытах с отклонением пучков частиц высоких энергий присутствуют те или иные разновидности указанных методов изгиба кристалла. На рис. 12 показан широко применяемый [18] вариант конструкции изгибающего устройства на основе металлического зеркала, получивший в литературе (см., например, [90]) название "bridge" (мост). В этой конструкции центральная часть освобождена от вещества, чтобы свести к минимуму потери частиц. Кристалл крепится к изогнутой металлической поверхности с помощью упругих шайб, действующих по принципу известной в технике подпружиненной опоры, снимающей механические напряжения, которые возникают при взаимодействии интенсивного пучка с кристаллом.

**Требования к конструкции гониометрических устройств**  
Обычно для ориентации кристаллов требуется минимальный шаг углового перемещения, сравнимый с критическим углом каналирования ( $\cong 25$  мкрад при 70 ГэВ). Такие точности обеспечивает известная компактная конструкция, содержащая коромысло, приводимое в движение микрометрическим винтом, расположенным на оси шагового двигателя. В зависимости от величины коромысла и шага резьбы микрометрического винта, в конструкциях достигался шаг углового перемещения 8–30 мкрад.

Похожая конструкция использовалась в работах ЦЕРН [29, 30] с шагом углового перемещения 4 мкрад. По мнению специалистов, не является проблемой умень-

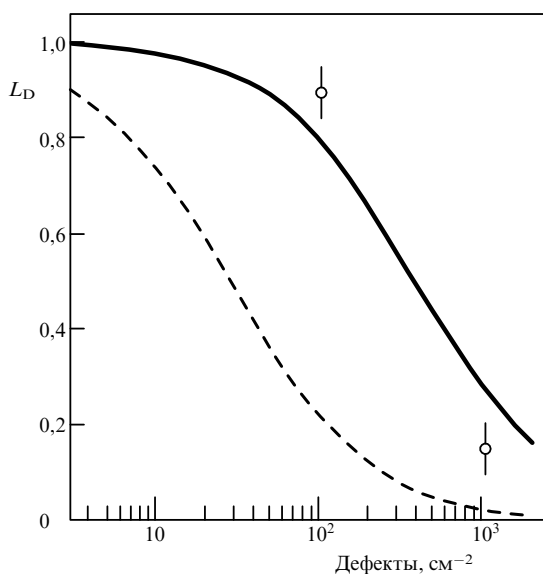


Рис. 13. Зависимость длины деканализации  $L_D$  при 70 ГэВ от количества дислокаций в кристалле. Кривые — теоретические модели, точки — эксперимент

шение шага до величины менее одного микрорадиана, необходимой для ТэВ-ного диапазона энергий.

### 3.2. Исследования принципиальных возможностей применения кристаллов для формирования пучков

#### 3.2.1. Наблюдение отклонения пучка кристаллами разных материалов

Полученная формула (22) для величины длины деканализации дает следующую зависимость от свойств вещества:  $L_D \sim a_{TF}d$ , что для изоморфных кристаллов приводит к зависимости  $L_D \sim Z^{-1/3}$  (слабое убывание с ростом  $Z$ ). Но поскольку критический радиус изгиба  $R_c \sim Z^{-1}$  (величина, обратная критическому полю), то "сила" дефлектора  $\Theta_D \sim L_D/R_c \sim Z^{2/3}$  заметно растет с ростом  $Z$ . Кроме того, критический угол захвата  $\theta_c \sim \sqrt{U_c} \sim Z^{1/3}$  также возрастает. Поэтому тяжелые материалы, в принципе, предпочтительнее для поворотов пучка.

Практика, однако, показывает, что главным фактором в использовании кристаллов в области высоких энергий пока является совершенство кристаллической структуры. В этом отношении кремний — истинный рекордсмен. О высоком качестве этого материала говорят данные по измерению длин деканализации, приведенные в разделе 1, а также ряд результатов опытов по отклонению пучка протяженными кристаллами.

Так, недавно был испытан в пучке изогнутый на угол 20 мрад кристалл кремния (110) длиной 150 мм. Соответствие доли отклоненных частиц расчетным величинам свидетельствует о совершенстве кристалла.

В опытах сравнивались отклоняющие свойства протяженных (до 100 мм) кристаллов кремния, полученных из разных источников. Обнаружена устойчивая повторяемость результатов от кристалла к кристаллу 5%, соответствующая точности измерений.

Даже кремниевые пластины массового производства, вырезанные из слитков большого диаметра для приготовления микросхем, обнаруживают хорошие отклоняющие свойства. В одном из опытов из пластины

диаметром 100 мм (ориентация (111);  $n$ -тип проводимости; не более  $100 \text{ см}^{-2}$  — плотность дислокаций) был приготовлен дефлектор длиной 30 мм. По сравнению с бездислокационным "эталоном" он отклонял  $90 \pm 5\%$  частиц.

Как отмечалось в предыдущем разделе, именно дислокации при высоких энергиях представляют наибольшую опасность, так как сечение деканализации на остальных типах дефектов с ростом энергии падает либо остается постоянным [7]. На рис. 13 показаны теоретические кривые уменьшения длины деканализации с ростом количества дислокаций в кристалле при 70 ГэВ. Верхняя кривая — приближение однократного рассеяния [61], нижняя — кинетический подход [83]. На графиках нанесена экспериментальная точка, отражающая уменьшение длины деканализации в несовершенном кремниевом кристалле, в предположении, что количество дефектов в этом кристалле соответствует паспортным данным.

Ситуация с другими материалами резко отличается от случая с кремнием. Было испытано несколько кристаллов германия длиной до 45 мм. Лучшие образцы имели паспортные данные: не более  $1000 \text{ см}^{-2}$  дефектов. По доле отклоненных частиц, а также из сравнения с кристаллами кремния в идентичных условиях, были сделаны оценки  $L_D \sim 5 \text{ мм}$  (точка нанесена на график рис. 13).

По-видимому, для поиска новых веществ, пригодных для каналирования частиц высоких энергий, необходимо исследовать совершенство кристаллов альтернативными методами, прежде чем экспериментировать с пучком. Вероятнее всего речь пойдет не о поиске, а о синтезе новых кристаллов с совершенной структурой.

#### 3.2.2. Формирование пучка высокой интенсивности

В экспериментальной работе [16] (1979 г.), где впервые проверялась идея отклонения частиц изогнутым монокристаллом, интенсивность отклоненного пучка едва достигала нескольких частиц в секунду. В дальнейшем из-за невысокой эффективности отклонения частиц кристаллами (главным образом из-за несоответствия эмиттанса пучка акцептансу кристалла), а также радиационных повреждений полупроводниковых кристаллов сложилось мнение об ограниченных возможностях этого метода формирования пучков.

С целью практического изучения возможности формирования с помощью монокристалла интенсивного пучка протонов, достаточного, в принципе, для генерации пучков вторичных частиц, был поставлен специальный эксперимент [84].

Изогнутый на угол 13 мрад кристалл кремния устанавливался на выведенном из ускорителя протонном пучке с энергией 70 ГэВ. Часть пучка, захваченная в режим каналирования, отклонялась в магнитооптический канал, где размещалась детектирующая аппаратура. Кристалл кремния ориентации (111) имел размеры  $HVL = 0,5 \times 40 \times 30 \text{ мм}^3$  (ширина, высота, длина по пучку), длина изогнутой части составляла 20 мм, а средний радиус изгиба 1,5 м. На кристалл наводился быстро выведенный пучок интенсивностью  $1,3 \cdot 10^{13}$  в цикле при длительности вывода 5 мкс и времени повторения циклов 9 с. Пучок имел размеры  $\sigma_x = \sigma_y = 1,4 \text{ мм}$  и угловую расходимость в  $x$ -плоскости (плоскости поворота пучка)  $\sigma_\theta = 0,8 \text{ мрад}$ . Около  $1,8 \cdot 10^{12}$  частиц за цикл попадали непосредственно на торец кристалла, вызывая

среднее во времени энерговыделение  $\sim 1$  Вт. Кристалл нагревался пучком до температуры  $\sim 150^\circ\text{C}$ , кроме того, подвергался динамическому механическому воздействию в момент прохождения пучка. Первые попытки использовать монокристалл для отклонения быстро выведенного интенсивного пучка закончились неудачно. Кристалл, изогнутый с помощью приклеивания к металлическому цилиндру по всей своей поверхности, лопался от динамических нагрузок. Удачной оказалась конструкция, когда кристалл прижимался к металлическому основанию с помощью пружинных креплений (см. рис. 12).

В максимуме кристалл отклонял  $9,5 \cdot 10^9$  частиц/цикл. Потери частиц основного пучка были на уровне 1%, это примерно в десять раз превышало интенсивность отклоненного пучка, т.е. эффективность деления пучка кристаллическим сплиттером составила  $\sim 10\%$ . Для приведенных выше параметров падающего пучка, когда угловая расходимость в  $\sim 40$  раз превышала критический угол каналирования, эта цифра соответствует расчету.

На рис. 14 приведена зависимость интенсивности отклоненного пучка от времени с момента начала работы кристалла (положение кристалла оптимальное). Флуктуации интенсивности от цикла к циклу составляли приемлемую величину 12%. На этом уровне не было замечено изменения средней интенсивности, что подтверждает благоприятные теоретические предсказания [40, 58] о слабой температурной зависимости отклоняющих свойств при плоскостном каналировании.

Определялась также пространственная стабильность отклоненного пучка, которая контролировалась удаленной ионизационной камерой. Было установлено, что изменения угла изгиба кристалла  $\Delta\theta/\theta < 10^{-2}$ .

Облучение кристалла в быстро выведенном интенсивном пучке продолжалось в течение одного сеанса работы ускорителя. Выдержав поток частиц  $\sim 10^{19}$  см $^{-2}$  в условиях теплового и механического воздействия, кристалл не только не разрушился, но и сохранил каналирующие свойства без значительных ухудшений.

Полученный результат является неожиданным по своей оптимистичности. Из результатов опыта следует, что в обычных магнитооптических каналах частиц кристаллы могут эксплуатироваться годами.

### 3.2.3. Отклонение пучка на большие углы

Следует отметить, что для создания экспериментальных зон на ТэВ-ных ускорителях также перспективно использовать изогнутые монокристаллы, так как они позволяют отклонять пучки на значительно большие углы, чем обычные электромагниты. Как отмечалось в предыдущих разделах, "сила" кристаллического дефлектора  $\Theta_D = L_D/R_c$ . Поскольку  $L_D$  и  $R_c$  почти одинаково (линейно) растут с ростом  $E$ , максимально возможный угол отклонения пучка кристаллом не зависит от энергии частиц. Это является важным достоинством кристаллической оптики. Согласно данным измерения  $L_D$ , приведенным в разделе 2, для Si (111) и Si (110) будем иметь  $\Theta_D = 0,47$  рад и  $\Theta_D = 0,34$  рад соответственно.

Возможность отклонения пучка на большой угол также проверялась на выведенном пучке протонов с энергией 70 ТэВ. Этот опыт проводился аналогично описанному выше, но кремниевый кристалл был изогнут на угол  $\theta = 130$  мрад (рекордная на сегодня вели-

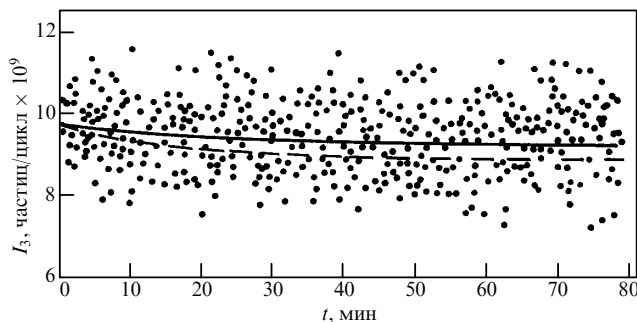


Рис. 14. Зависимость интенсивности отклоненного кристаллом пучка от времени (положение кристалла оптимальное). Сплошная кривая фитирует экспериментальные точки, каждая из которых соответствует одному циклу ускорения, штриховая — расчет, учитывающий температурную зависимость каналирующих свойств

чина). Его размеры были  $HVL = 0,5 \times 15 \times 100$  мм $^3$ . При оптимальной ориентации кристалл отклонял  $\sim 10^8$  р/цикл $^{-1}$ .

Для отклонения частиц ТэВ-ных энергий на такие углы потребуются совершенные кристаллы длиной несколько десятков сантиметров. Существует определенный оптимизм и в решении этой проблемы; во всяком случае кристаллы 15 см длиной уже испытаны в пучке (см. раздел 3.2.1).

## 3.3. Фокусировка пучка кристаллом

### 3.3.1. Метод фокусировки

Изогнутые монокристаллы позволяют не только отклонять пучок, но и фокусировать его. Известно, в принципе, несколько путей решения этой задачи. Одним из них является фокусировка пучка тонким изогнутым кристаллом, ориентированным поперек кристаллографических плоскостей [85].

Другой возможный подход связан с использованием эффекта деформации плоскостей в толстом кристалле при его сжатии. Недостатком указанных методов является наличие фона неканалированной фракции пучка.

В середине 80-х годов А.И. Смирновым (ПИЯФ) была высказана перспективная идея способа фокусировки параллельного пучка в линию, при котором пучок одновременно отклоняется на значительный угол, что позволяет получить чистые сфокусированные пучки.

Суть этого метода [86] заключается в том, что поверхности выходного торца изогнутого кристалла придается такая форма, чтобы касательные к кристаллографическим плоскостям на этой поверхности проходили через одну линию и, следовательно, частицы в плоскости отклонения собирались в линейный фокус за счет разности углов поворота. В случае изгиба кристаллографических плоскостей по цилиндру с радиусом  $R$  (рис. 15) необходимо, чтобы линия, на которой лежат центры кривизны  $OO'$ , была расположена на поверхности цилиндра радиуса  $r$ , по которому обработан торец кристалла. При этом фокусное расстояние  $F$  будет определяться выражением  $F = \sqrt{4r^2 - R^2}$ .

В случае идеального изгиба и обработки кристалла размер пучка в точке фокуса  $\Delta x$ , обусловленный его угловой расходимостью в пределах критического угла каналирования  $\theta_c$ , равен  $\Delta x = 2F\theta_c$ .

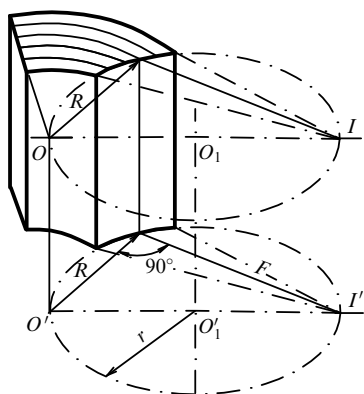


Рис. 15. Принцип фокусировки пучка кристаллом.  $OO'$  — линия, на которой лежат центры кривизны кристаллографических плоскостей;  $O_1O_1'$  — ось цилиндра радиуса  $r$ , по которому обрабатывается торец кристалла;  $I'I'$  — линия фокуса, в которой сходятся касательные к изогнутым плоскостям, согласно известной геометрической теореме

Так как критический угол каналирования достаточно мал ( $\theta_c = 0,02-0,002$  мрад для частиц с энергией от 100 ГэВ до 10 ТэВ при плоскостном каналировании в кремнии), а технология изгиба и обработки кристалла позволяет получить фокусное расстояние порядка нескольких сантиметров, достижимые размеры пучка составят  $\sim 10$  мкм в ГэВ-ной и  $\sim 1$  мкм в ТэВ-ной области энергий. Заметим, что коэффициент линейного увеличения при фокусировке  $q = 2F\theta_c/H$ , где  $H$  — характерная ширина кристалла  $\sim 1$  мм, может достигать соответственно величины сотых и тысячных долей.

### 3.3.2. Фокусировка параллельного пучка в точку (в плоскости отклонения частиц)

Описанный способ фокусировки был реализован в совместном эксперименте ИФВЭ—ПИЯФ на протонном пучке с энергией 70 ГэВ [86, 87].

Специалистами ПИЯФ была разработана технология изгиба фокусирующего кристалла и изготовлено несколько экземпляров фокусирующих устройств. В опыте использовались три кристалла кремния размерами  $HVL = 2 \times 15 \times 70$  мм<sup>3</sup> (ширина, высота, длина по пучку) ориентации (111). Кристаллы изгибались по цилиндру радиусом  $R = 2,7$  м на длине  $\sim 65$  мм. Чтобы иметь различные фокусные расстояния, выходные торцы кристаллов обрабатывались по цилиндрам с радиусами, значения которых приведены в табл. III (соответственно геометрии рис. 15 менялись также углы среза фокусирующей кромки  $\alpha = \arccos(R/2r)$ ).

Таблица III. Характеристики фокусирующих кристаллов и размеры пучков в фокусе

Номер кристалла	$R$ , м	$r$ , м	$\alpha$ , град	$F$ , м	Размер фокуса $2\sigma_x$ , мкм	
					Расчет	Измерение
1	2,7	2,21	58,2	3,5	175	200
2	2,7	1,52	30,4	1,4	70	80
3	2,7	1,374	11,9	0,5	25	43

На кристалл, устанавливаемый в гониометре, направлялся протонный пучок размером  $\sigma_x = 2$  мм с малой угловой расходимостью  $\sigma_{x'} = 0,1$  мрад. По ориентационной зависимости сигнала на удаленных

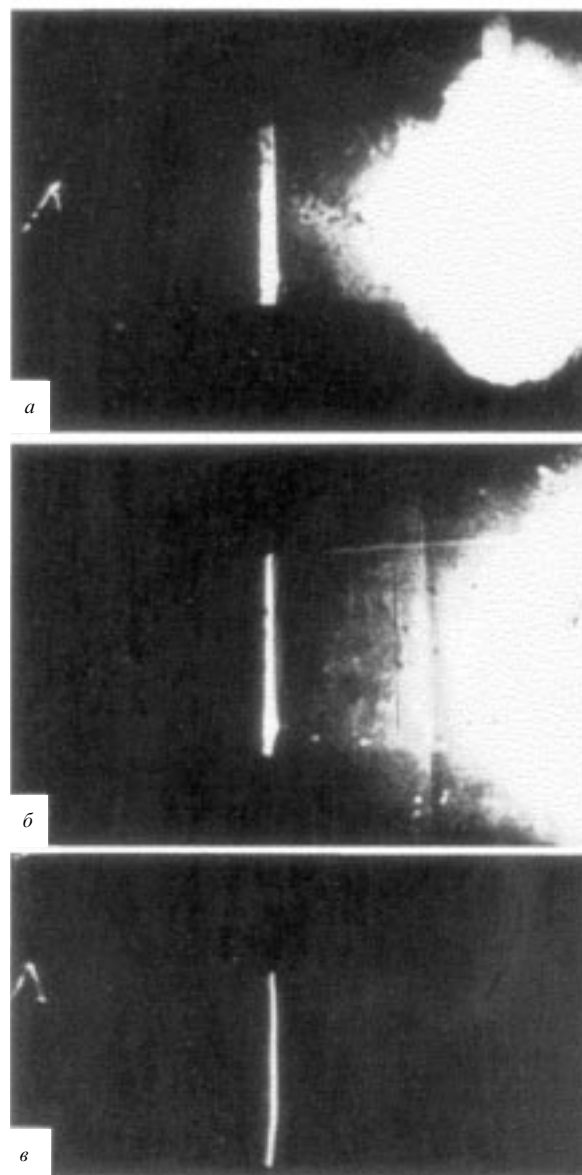


Рис. 16. Изображение отклоненного кристаллом № 1 пучка на трех эмульсиях, расположенных на расстояниях 0,7 (а), 2 (б), 3,5 (в) м от кристалла (справа виден неотклоненный пучок с ореолом вторичных частиц, а также шлейф деканализованных в изогнутой части кристалла частиц)

детекторах кристалл вводился в режим каналирования. Интенсивности прямого и отклоненного исследуемого кристаллом на угол  $\cong 24$  мрад пучков измерялись сцинтилляционными счетчиками. При оптимальной ориентации кристалл отклонял 3% частиц прямого пучка (для указанных характеристик пучка и кристаллов эта величина соответствует расчету).

Эффект фокусировки регистрировался с помощью ядерных фотоэмульсий. Несколько слоев эмульсии располагались на различном расстоянии от выходного торца кристалла. Обработка экспонированных эмульсий при работе с кристаллом № 1 проводилась на микрофотометре, а при работе с кристаллами № 2 и № 3 осуществлялся прямой счет плотности распределения треков по сечению пучка под микроскопом. Размер

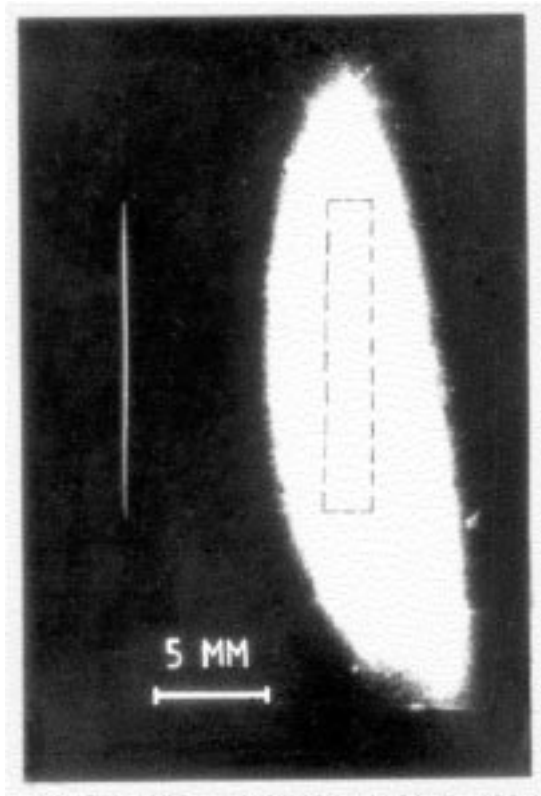


Рис. 17. Изображение пучка, сфокусированного кристаллом № 3. Профиль отклоненного и сфокусированного пучка виден слева. Справа штриховой линией обозначено сечение кристалла

проявленных зерен трека ("ширина трека") — около 1 мкм.

Рис. 16 иллюстрирует эффект фокусировки отклоненного кристаллом № 1 пучка. На рис. 17 показано изображение пучка, сфокусированного кристаллом № 3 на расстоянии 0,5 м (самая жесткая фокусировка). Увеличенные под микроскопом изображения сфокусированного пучка для кристаллов № 2 и № 3 показаны на рис. 18. Размеры пучков в кроссоверах  $2\sigma_x$  (расчетные и измеренные) указаны в табл. III, из которой видно, что они для кристаллов № 1 и № 2 согласуются между собой в пределах 15%. Для кристалла № 3 размер пучка в кроссовере существенно больше расчетного, что связано с увеличением вклада aberrаций при уменьшении фокусного расстояния.

Реализованный способ фокусировки может быть использован для получения пучков частиц микронных размеров ТэВ-ной области энергий на ускорителях нового поколения. Для этого изображение отклоненного кристаллом пучка достаточно передать с помощью единичной оптики до экспериментальной установки.

Другое важное применение кристаллического фокусирующего устройства связано с обращенным направлением движения частиц (фокусировка из точки в параллель). С внутренней мишени ускорителя, выполненной в виде нити и размещенной в фокусе кристалла, можно, в принципе, собрать и вывести из вакуумной камеры большую часть (~ 50%) вторичных частиц, генерируемых на этой мишени. По оценкам таким способом можно получать на крупных ускорителях-коллайдерах пучки вторичных частиц интенсивностью  $\sim 10^8$  частиц в секунду.

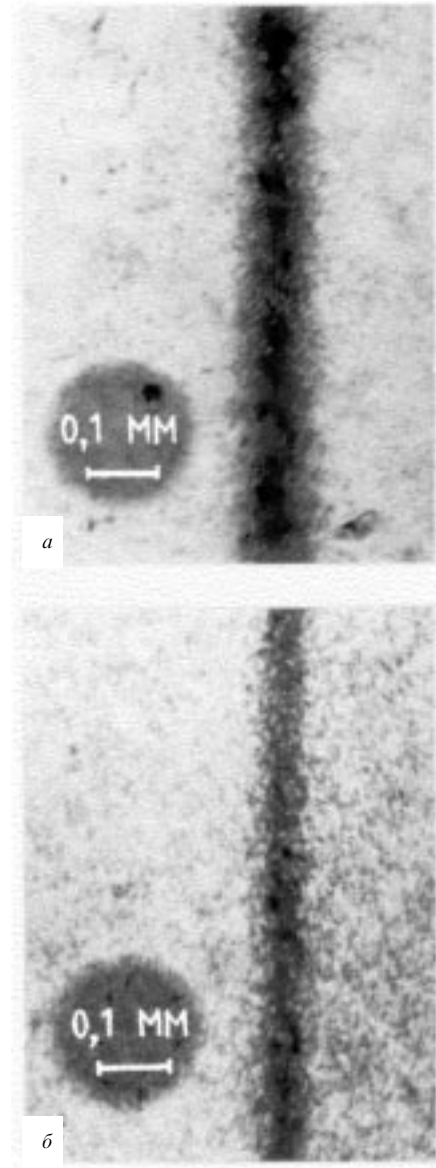


Рис. 18. Увеличенные под микроскопом изображения сфокусированного пучка для кристалла № 2 (фокусировка на расстоянии 1,4 м) (а), для кристалла № 3 (фокусировка на расстоянии 0,5 м) (б)

## 4. Применение кристаллов на выведенных пучках крупных ускорителей

### 4.1. Аттенуатор пучка

Одним из первых применений кристаллов на ускорителях стало их использование в качестве отклоняющего элемента в магнитооптических каналах частиц. Так, в работе ФНАЛ [21] (1986 г.) сообщалось о применении кристалла для формирования пучка протонов пониженной интенсивности на экспериментальную установку, представляющую эмульсионный спектрометр. При этом впервые демонстрировалась возможность отклонения пучка с энергией 800 ГэВ.

Кремниевый кристалл длиной 26 мм, установленный в одном из каналов, заменял пару диполей с углом поворота  $\Theta = 3,7$  мрад, отклоняя часть падающего пучка  $10^8 - 10^9$  цикл<sup>-1</sup> в направлении эмульсионного

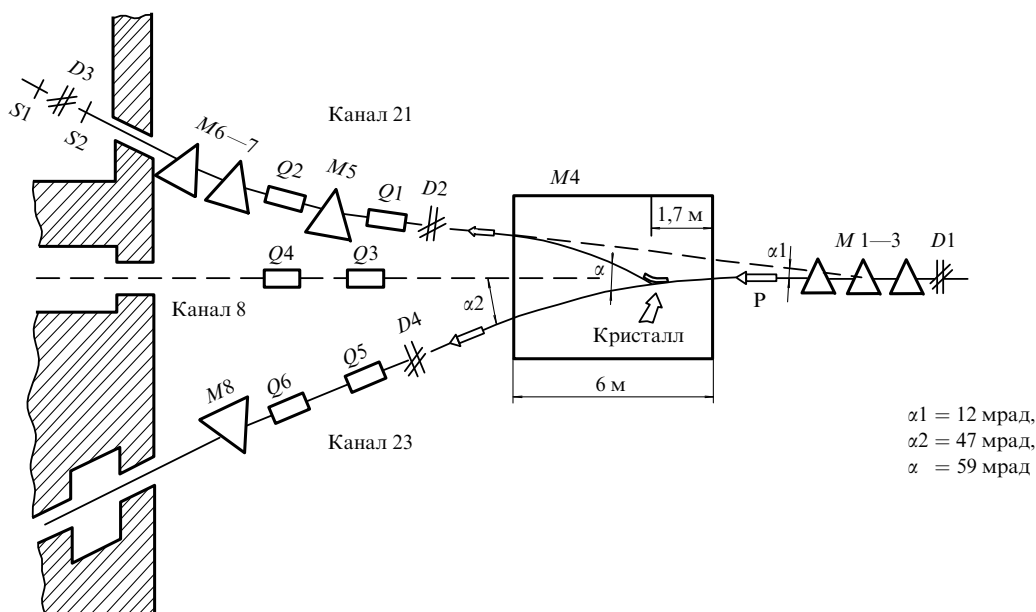


Рис. 19. Расположение станции деления выведенного пучка протонов на каналах транспортировки частиц ускорителя ИФВЭ. М1-9 — поворотные электромагниты, Q1-6 — квадрупольные линзы, D1-4 — многоканальные профилометры пучка, S1-2 — сцинтилляционные счетчики

спектрометра интенсивностью  $10^4 - 10^5$  цикл $^{-1}$ . Неотклоненный пучок гасился в поглотителе.

Авторы работы отмечают несколько положительных особенностей применения кристаллов в качестве аттенуаторов пучка в сравнении с коллиматорами. Обычные коллиматоры ослабляют интенсивность в 10–100 раз. Такие коллиматоры тяжелы и поэтому трудно управляемы. Кроме того, они являются источником вторичных частиц, приводя к возникновению гало.

Реально наблюдаемая эффективность отклонения пучка кристаллом составила  $\eta = 0,54 \cdot 10^{-3}$ . Теоретическая оценка, включающая учет факторов деканализации  $\cong 0,27$  и отношение аксептанта кристалла к эмиттансу пучка  $\cong 1,2 \cdot 10^{-2}$ , составила  $\eta_m = 3,2 \cdot 10^{-3}$ .

Меньшая эффективность, по мнению авторов работы, могла быть обусловлена неоптимальным положением кристалла по координате, возможной недооценкой эффектов деканализации, возможной потерей частиц через боковые грани (вследствие неточного вырезания пластины). Как бы то ни было, эта работа показала, что изогнутые кристаллы на ускорителях не экзотика, а важное средство физики высоких энергий.

Позднее в аналогичном качестве изогнутые монокристаллы были использованы на ускорителе У-70 ИФВЭ [18] и SPS ЦЕРН [88].

#### 4.2. Деление пучка

В дальнейшем совершенство технологии изгиба кристаллов позволило решить задачу деления выведенного протонного пучка для организации одновременной работы нескольких физических установок.

Обычно деление пучка осуществлялось электростатическим или магнитным сплиттерами [89]. Это достаточно сложный в техническом отношении путь, требующий для реализации схемы деления значительного пространства, так как углы отклонения пучка обычным сплиттером весьма ограничены. Применение кристаллов позволяет просто решить задачу деления выведен-

ного пучка, где обычными средствами это сделать невозможно.

Особенно актуальной задача деления пучка встала на ускорителе ИФВЭ на энергию 70 ГэВ, где в 80-х годах было построено несколько магнитооптических каналов частиц в связи с запуском ускорителя-бустера и увеличением интенсивности ускоренного пучка свыше  $10^{13}$  протонов в цикле.

Первая кристаллическая станция деления пучка [18] начала функционировать с конца 1988 г. Схема деления пучка представлена на рис. 19. При первых испытаниях медленно выведенный из ускорителя пучок протонов интенсивностью  $5 \cdot 10^{11}$  цикл $^{-1}$  транспортировался на мишень экспериментальной установки по изучению процессов в пучке меченых нейтрино. С помощью изогнутого на угол 60 мрад монокристалла кремния часть пучка умеренной интенсивности отклонялась в магнитооптический канал на мишень установки, предназначенной для адронных исследований. Для совмещения трассы каналированного пучка с осью существующего магнитооптического канала кристаллический дефлектор располагался внутри шестиметрового поворотного магнита М4.

Наведение пучка на кристалл контролировалось по мониторам вторичных частиц, а также телевизионной системой наблюдения. Первичный протонный пучок контролировался многоканальными профилометрами вторичной эмиссии D1, D4. Для регистрации параметров пучка отклоненных частиц использовались пропорциональные камеры D2, D3, работающие в режиме интегрирования заряда, и сцинтилляционные счетчики S1, S2, включенные на совпадения. Сочетание аналоговых и счетных методов регистрации частиц позволяло определять интенсивность пучка в большом динамическом диапазоне  $1 - 10^8$  частиц цикл $^{-1}$ .

В качестве дефлекторов испытывалось несколько экземпляров кристаллов: два кремниевых, вырезанных вдоль кристаллографической плоскости (111), и один



германиевый, вырезанный вдоль плоскости (110). Размеры кристаллов были следующие: Si-1:  $0,5 \times 15 \times 60$  мм<sup>3</sup>, Si-2:  $0,55 \times 15 \times 60$  мм<sup>3</sup>, Ge:  $0,6 \times 15 \times 45$  мм<sup>3</sup>. Довольно протяженная длина кристаллов определяется значительной величиной требуемого угла поворота (как отмечено в разделе 2.5.1, для каждого угла поворота существует оптимальный радиус изгиба и длина: если кристалл слишком короткий — частицы деканалируют из-за центробежного эффекта, если слишком длинный — происходит сильное рассеяние на электронах и ядрах, т.е. доминирует обычное деканалирование).

Для изгиба кристаллов была применена конструкция, показанная на рис. 12. В результате первых испытаний было выяснено, что с помощью кристалла можно осуществить деление пучка протонов в рабочем режиме магнитооптических каналов:  $I_{23} = 10^{13}$  цикл<sup>-1</sup>,  $I_{21} = 10^7$  цикл<sup>-1</sup>, размещая кристалл в области гало пучка, чтобы потери частиц не превышали допустимую величину  $\sim 10^{10}$  цикл<sup>-1</sup> ( $0,1\% I_{23}$ ).

Опыт последующих лет работы доказал высокую надежность кристаллической станции деления пучка. Кремниевый кристалл Si-1 отработал без замены 5 лет: выдержав поток частиц свыше  $10^{18}$  см<sup>-2</sup>, он сохранил отклоняющие свойства без значительных ухудшений.

Впоследствии в каналах было установлено еще несколько кристаллов, которые обеспечивают одновременную работу нескольких физических установок.

### 4.3. Диагностика пучка

Еще в ранних работах было замечено, что свойство изогнутого кристалла действовать на пучок в пределах малого фазового объема  $\varepsilon = 2\theta_c H$  ( $\theta_c$  — критический угол каналирования,  $H$  — толщина кристалла) может быть использовано для диагностики пучков частиц. Так, в [21] была продемонстрирована возможность измерения эмиттанса пучка с помощью регистрации частиц, отклоняемых кристаллом при его вращении и поперечном перемещении относительно пучка.

В работе [91] показано, что с помощью изогнутого монокристалла можно получить полную информацию о характеристиках пучка (эмиттанс, профили, гало, разброс по импульсам).

#### 4.3.1. Метод измерения

Схема измерения представлена на рис. 20. В интенсивный пучок высокоэнергетичных частиц на координату  $x$  с ориентацией  $x'$  вводится изогнутый монокристалл кремния Si. Отклоненная кристаллом часть пучка направляется на ось протяженной магнитооптической системы (линзы Q1, Q2; магнит M) и регистрируется в конце этой системы аналоговой ионизационной камерой D и сцинтилляционными счетчиками S1 и S2, включенными на совпадения. Акцептанс магнитооптической системы позволяет регистрировать все отклоненные каналированные частицы, в то же время обеспечивается полная очистка от фона вторичных частиц, возникающих при взаимодействии неканалированной фракции первичного пучка с веществом кристалла.

В этих условиях количество частиц, регистрируемых счетчиками, равно

$$I(x, x') = \left( \int_{-H/2}^{H/2} \int_{-\theta_c}^{\theta_c} \rho(x, x') dx dx' \right) \eta_D(L, R, p),$$

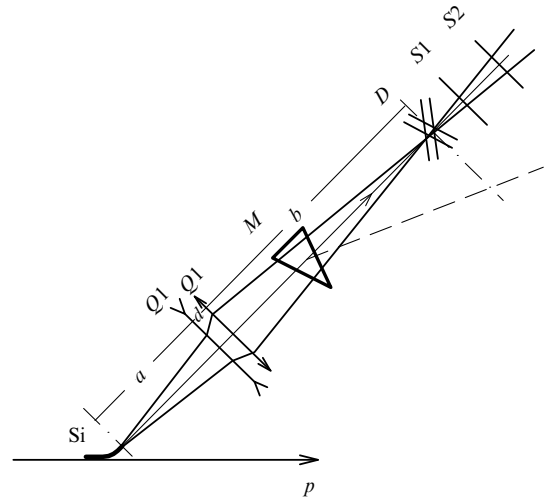


Рис. 20. Схема измерения характеристик пучка. Si — изогнутый монокристалл, D — аналоговая ионизационная камера, S1, S2 — сцинтилляционные счетчики, Q1, Q2 — дуплет квадрупольных линз, M — отклоняющий магнит (сплошные кривые — ход лучей в горизонтальной плоскости, штриховая — дисперсия)

где  $\rho(x, x')$  — фазовая плотность пучка в координатно-угловом пространстве,  $\eta_D(L, R, p)$  — фактор деканалирования, зависящий от длины кристалла, радиуса изгиба и импульса отклоненных частиц. С учетом малости акцептанса кристалла можно записать

$$I(x, x') = \rho(x, x') \cdot 2\theta_c H \eta_D,$$

и тогда

$$\rho(x, x') = \frac{1}{2\theta_c H \eta_D} I(x, x'),$$

т. е. фазовая плотность пучка в точке  $(x, x')$  пропорциональна количеству отклоненных кристаллом частиц, если только увеличение температуры кристалла из-за нагрева его пучком не приводит к существенному изменению каналирующих свойств.

#### 4.3.2. Измерение пространственно-угловых характеристик пучка

Описанная схема измерения характеристик пучка была реализована на одном из каналов частиц ускорителя ИФВЭ. Часть пучка протонов с энергией 70 ГэВ, захваченная в режим каналирования, отклонялась на угол 13 мрад и направлялась в канал, оптика начальной части которого обеспечивает реализацию схемы, приведенной на рис. 20.

Измерение фазовой плотности  $\rho(x, x')$  осуществлялось при интенсивности выведенного пучка  $3 \cdot 10^{12}$  цикл<sup>-1</sup>. На рис. 21, а представлены результаты измерения  $\rho(x, x')$  в виде эквипотенциальных линий на плоскости  $(x, x')$ , соединяющих экспериментальные точки. Эти точки получены угловым сканированием пучка на каждом шаге перемещения кристалла по горизонтали. Пять замкнутых линий, начиная от центра, ограничивают фазовый объем пучка на уровне 0,75; 0,5; 0,25; 0,1; 0,01 от максимальной плотности. При этом значение эмиттанса пучка, соответствующее этим уровням, равно: (0,26; 0,68; 1,2; 1,6; 4,2) π мм мрад.

Перемещая кристалл, оптимально ориентированный по углу, можно измерить значение  $\rho(x, 0)$ , т. е. профиль

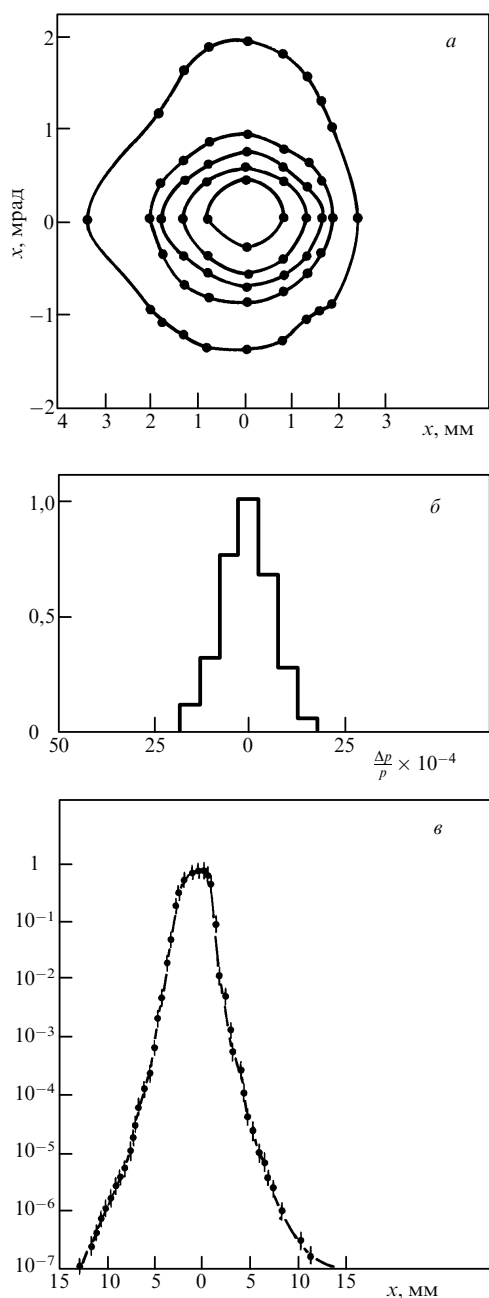


Рис. 21. *a* — Семейство замкнутых кривых, соответствующих фазовой плотности частиц: 1 — 0,75, 2 — 0,5, 3 — 0,25, 4 — 0,1, 5 — 0,01 — от максимального значения. *b* — Относительное распределение частиц в пучке по импульсам. *в* — Профиль пучка  $\rho(x, 0) = N(x)$ , измеренный с помощью горизонтального перемещения кристалла

пучка  $N(x)$ , в большом динамическом диапазоне. Результаты измерения профиля  $N(x)$  до величины  $10^{-7}$  от максимума представлены на рис. 21, б. Следует отметить, что возможность измерения гало интенсивного пучка до столь низкого уровня ( $10^{-7}$ ) достигается благодаря четкой ориентационной зависимости полезного сигнала на детекторах. При разориентации кристалла на угол, превышающий аксептанс магнитооптической системы, каналированный пучок исчезает и, таким образом, легко отличим от фонового сигнала.

#### 4.3.3. Измерение распределения частиц по импульсам

Свойство кристалла формировать пучок малого эмиттанса в сочетании со спектрометрическими возможно-

стями магнитооптического канала позволили также осуществить прецизионное измерение распределения частиц по импульсам.

На детекторе  $D$ , размещенном в месте изображения отклоненного кристаллом пучка (см. рис. 20), координата  $x$  любой частицы (без учета хроматических аберраций) определяется соотношением

$$X = q_{11}X_0 + q_{13}\frac{\Delta p}{p}; \quad (31)$$

$q_{11}$  — коэффициент линейного увеличения,  $q_{13}$  — линейная дисперсия,  $X_0 \leq H/2$  — начальная координата вылетевшей из кристалла частицы,  $\Delta p/p$  — относительный разброс частиц по импульсам.

Если первый член в (31) много меньше второго, то размер изображения пучка будет целиком определяться разбросом частиц по импульсам, а форма его профиля соответствовать распределению частиц по импульсам. В данном конкретном случае ( $q_{11} = 1/2$ ,  $q_{13} = 25$  мм на %  $\Delta p/p$ ,  $H = 0,5$  мм) это условие будет выполняться для  $\Delta p/p \gg 5 \cdot 10^{-5}$ . Искажения изображения, вносимые хроматическими аберрациями дублета квадрупольных линз, в приближении "тонких" линз [89] будут  $\delta x/x < 2 \cdot 10^{-3}$ , так что их можно не учитывать.

Профиль пучка в изображении измерялся аналоговой ионизационной камерой  $D$  с шагом 1,25 мм. Восстановленное с его помощью распределение частиц в пучке по импульсам показано на рис. 21, б. Величина импульсного разброса в пучке в течение вывода составила  $\sigma_{\Delta p/p} = 6,4 \cdot 10^{-4}$ .

Описанный способ измерения характеристик пучка может применяться на ускорителях для определения параметров интенсивных пучков, где использование счетных методов регистрации частиц невозможно.

Особенно перспективной представляется возможность измерения таким способом гало циркулирующего пучка на больших адронных коллайдерах, где проблема потерь частиц чрезвычайно остра.

## 5. Применение изогнутых кристаллов для вывода пучка из ускорителя

### 5.1. Схема вывода ускоренного пучка и первые результаты

Возможность отклонения частиц изогнутым кристаллом на значительные углы наводит на мысль использовать его для вывода ускоренного пучка из вакуумной камеры ускорителя [62]. В сущности, изогнутый кристалл можно рассматривать как компактный септум с сильным электрическим полем  $\sim 10^9$  В см $^{-1}$  и выше, локализованным внутри него и спадающим на расстоянии  $\sim 1$  Å от его поверхности. Для наведения циркулирующего пучка на установленный в вакуумной камере кристалл могут быть использованы те же методы, которые применяются при работе с внутренними мишенями, например метод локального искажения замкнутой орбиты. Из наведенного на кристалл пучка только часть его с угловой расходимостью, меньшей  $\pm\theta_c$ , захватывается в режим каналирования и отклоняется на угол, необходимый для вывода из вакуумной камеры ускорителя. Частицы, не захваченные в режим каналирования, частично теряются в результате гибели на ядрах кристалла или рассеяния на слишком большие углы. Однако значительная их доля

после прохождения кристалла продолжает движение в кольце и может многократно пройти через кристалл. При этом каждый раз некоторая доля из них захватывается в режим каналирования и выводится из ускорителя, что, естественно, повышает эффективность вывода.

Наиболее простую оценку полной (многооборотной) эффективности вывода  $f$  можно дать, приняв два допущения: а) вероятность  $A$  захвата частицы в режим каналирования при повторных прохождениях через кристалл та же, что и при первом прохождении,  $A_k = A_1$  для  $k > 1$  (в действительности она уменьшается с ростом расходимости пучка из-за рассеяния в кристалле); б) вероятность  $q$  гибели частицы, в кристалле или на стенках вакуумной камеры, при повторных прохождениях через кристалл та же, что и при первом прохождении,  $q_k = q_1$  для  $k > 1$  (она может немного возрасти из-за достижения частицами стенок вакуумной камеры по мере рассеяния). Величина  $q$  составляет  $\cong L/L_N$ , т. е. отношение длины кристалла к ядерной длине (порядка 0,1). Из этих допущений следует [63] формула для полной эффективности вывода

$$f = \frac{A}{A(1-q) + q} \exp\left(-\frac{L}{L_D}\right). \quad (32)$$

Экспоненциальный множитель учитывает деканалирование захваченных частиц. Так как оба наших допущения (а, б) завышают эффективность, полученная формула (32) ограничивает ее реальную величину сверху. Формула (32) хорошо описывает, например, результаты компьютерного моделирования [66] вывода пучка из SSC; см. [67]. Из-за многократных прохождений растет и угловой акцептанс кристалла. Частицы, разориентированные при первом попадании в кристалл, из-за рассеяния изменяют свой угол и могут попасть в интервал углов  $\pm\theta_c$  в одном из повторных попаданий. Очевидно, что акцептанс будет определяться максимальным углом рассеяния частицы до ее потери в кристалле либо на стенках вакуумной камеры. Его можно оценить как угол многократного рассеяния на ядерной длине  $L_N$  [63]:

$$\theta_N \cong \frac{14 \text{ МэВ}}{pv} \sqrt{\frac{L_N}{L_R}}, \quad (33)$$

где  $L_R$  — радиационная длина. Величина  $\theta_N$  не зависит от длины кристалла и может быть много больше, чем  $\theta_c$ . Строгое рассмотрение процесса вывода должно принимать во внимание многие эффекты, возмущающие пучок: захват в режим каналирования и деканалирование частиц, многократное рассеяние в кристалле, рассеяние на потенциале изогнутых атомных плоскостей [64], потеря частиц в столкновениях с ядрами, потери энергии в кристалле, а также динамику движения частиц в кольце — бетатронные колебания, шумы, потери на стенках вакуумной камеры и пр. [65]. Эти эффекты взаимосвязаны и должны рассматриваться совместно [63].

Впервые вывод протонного пучка кристаллом из ускорителя был осуществлен в Дубне, в 1984 г. [26], при энергии 4,2–7,5 ГэВ. Вывод пучка протонов из синхротрона ОИЯИ осуществлялся кристаллом кремния с размерами  $11 \times 10 \times 0,4 \text{ мм}^3$ , который был ориентирован по плоскости (111) и изогнут на угол 35 мрад. Дефлектор с гониометрическим устройством, обеспечивающим шаг поворота 40 мрад, устанавливался в фиксированном положении на различных расстояниях от центра вакуумной камеры ускорителя. Наведение

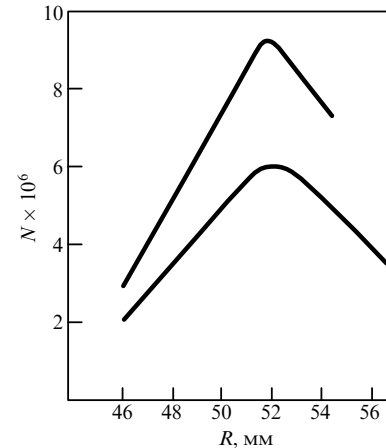


Рис. 22. Зависимости интенсивности выведенного пучка протонов из ускорителя ИФВЭ от положения по радиусу внутренней рассеивающей мишени. 1 — энергия 70 ГэВ, 2 — энергия 50 ГэВ [28]

ускоренных протонов на кристалл осуществлялось путем уменьшения радиуса равновесной орбиты. Вывод был осуществлен для трех значений энергии протонов — 4,2, 6,0 и 7,5 ГэВ. Измеренная эффективность составила  $\sim 10^{-4}$ , что определялось как невысокой геометрической эффективностью  $g \cong 0,4 \cdot 10 \text{ мм}^2 / 1570 \text{ мм}^2 \cong 2,6 \cdot 10^{-3}$ , так и большой расходимостью падавшего пучка,  $\cong 2$  мрад, в сравнении с  $\theta_c \cong 70$  мрад.

В 1989 г. был реализован вывод протонного пучка с энергией 70 ГэВ на ускорителе ИФВЭ [27]. Здесь также использовались кристаллы кремния с ориентацией (111) и размерами  $65 \times 15 \times 0,6 \text{ мм}^3$ . Дефлектор [69] имел широкий угловой акцептанс  $\Phi = \pm 5$  мрад, что облегчало его ориентацию, но приводило к уменьшению геометрической эффективности на фактор  $\sim \sigma_\phi / \Phi$ ,  $\sigma_\phi \cong 0,3$  мрад — расходимость пучка. Кристалл, изогнутый на 85 мрад, имел кривизну  $1,8 \text{ мрад мм}^{-1}$  на длине 30 мм и  $0,8 \text{ мрад мм}^{-1}$  на длине 35 мм. Кристалл размещался на расстоянии  $\sim 50$  мм от равновесной орбиты. Пучок наводился на него методом локального искажения орбиты. В эксперименте наблюдалась эффективность  $(0,4\text{--}1,5) \cdot 10^{-4}$ . Интенсивность выведенного пучка достигала  $4,6 \cdot 10^6$  протонов цикл<sup>-1</sup> при наведении на кристалл  $\sim 10^{11}$  протонов цикл<sup>-1</sup>. В дальнейших работах [28] была использована другая схема наведения пучка на кристалл с предварительным рассеянием его на тонкой,  $\sim 50 \text{ мг см}^{-2}$ , внутренней мишени из углерода. На мишень наводилось  $\sim 3 \cdot 10^{11}$  протонов цикл<sup>-1</sup>. Часть этих частиц после рассеяния достигала кристалла. Интенсивность выведенного пучка возросла в этой схеме до  $9 \cdot 10^6$  протонов цикл<sup>-1</sup>. По расчетам авторов [28], на кристалл должна была попадать лишь  $\sim 1/100$  потока на мишени, поэтому они оценивают эффективность кристалла в 0,3 %. На рис. 22 приведены зависимости интенсивности выведенного пучка от положения мишени. Выводимый кристаллом пучок на протяжении последних лет используется для исследований на двух экспериментальных установках ПРОЗА и СИГМА.

## 5.2. Вывод пучка из SPS (ЦЕРН)

Наиболее интересные результаты были достигнуты недавно в эксперименте по выводу кристаллом пучка из SPS, ЦЕРН [29]. Этот эксперимент был задуман так,

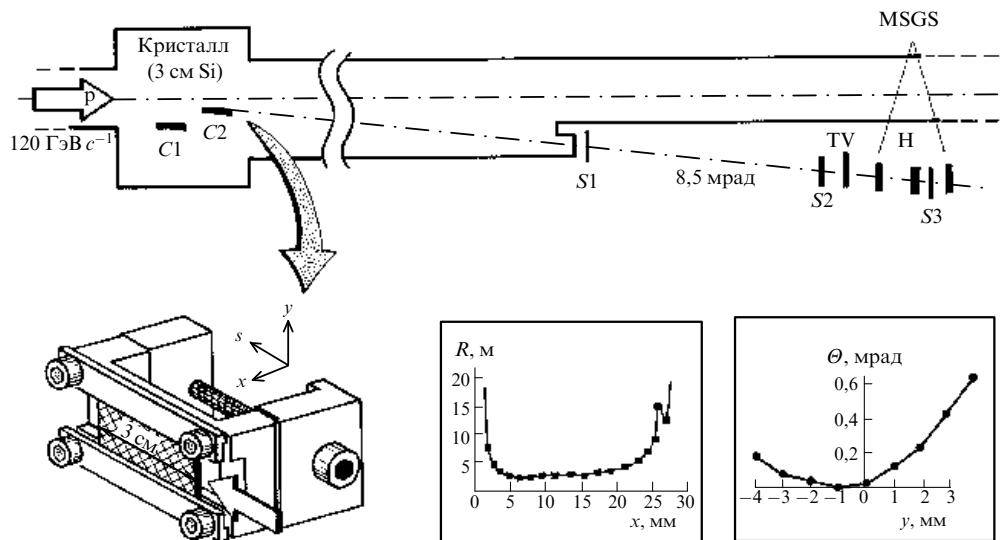


Рис. 23. Схема эксперимента [29] по выводу кристаллом пучка из SPS (ЦЕРН). Показаны также конструкция изгибающего устройства, радиус кривизны кристалла по его длине и зависимость ориентации плоскостей (110) от вертикальной координаты на торце кристалла

чтобы можно было проводить всесторонние исследования процесса вывода и на основании полученных результатов дать прогнозы относительно возможностей вывода пучков из суперколлайдеров [74]. Схема эксперимента представлена на рис. 23. Два кристалла кремния размерами  $30 \times 18 \times 1,5 \text{ мм}^3$  были изогнуты на угол  $8,5 \text{ мрад}$  и могли использоваться для вывода попеременно. Пучок мог пересекать центральную,  $10 \text{ мм}$ , часть кристалла, не задевая изгибающее устройство, сделанное по типу [69]. Кристаллы были вырезаны параллельно плоскости (110) с точностью  $< 200 \text{ мкрад}$ , затем отполированы и протравлены для получения плоской поверхности. Гониометр мог изменять ориентацию кристалла шагами по  $4 \text{ мкрад}$  и перемещать его перпендикулярно пучку. Протоны, отклоненные кристаллом в горизонтальной плоскости на угол  $8,5 \text{ мрад}$  в направлении центра SPS, детектировались в  $20 \text{ м}$  за кристаллом. Выведенный пучок наблюдался визуально с помощью сцинтилляционного экрана (CsI). Профили пучка измерялись сцинтилляционным годоскопом из 32 горизонтальных и 32 вертикальных стрипов по  $1 \text{ мм}$  шириной. Два набора горизонтальных микростриповых газовых камер (MSGC), отстоящих на расстояние  $1 \text{ м}$  друг от друга, измеряли расходимость и профили выведенного пучка. Три сцинтилляционных счетчика, S1, S2 и S3, использовались в совпадениях, как триггер для детекторов.

Измерения проводились на пучке протонов  $120 \text{ ГэВ}$  интенсивностью  $\sim 5 \cdot 10^{11}$ . При этой энергии на SPS незаметны нелинейные эффекты и естественная диффузия, что обеспечивает время жизни пучка  $> 100$  часов. Кристалл размещался в  $\geq 10 \text{ мм}$  ( $6-10 \sigma$ ) от оси пучка, где гало невозмущенного пучка практически не содержит частиц. Пучок возмущался в горизонтальной плоскости электрическим полем конденсаторных пластин. Поле конденсатора представляло собой белый шум в широком диапазоне и обеспечивало среднее квадратичное отклонение частиц  $\sim 0,001 \text{ мкрад}$  за каждое прохождение конденсаторных пластин. Согласно моделированию [70] протоны должны были попадать на кристалл с прицельными параметрами (глубина заброса) порядка

микрона и угловой расходимостью  $< 5 \text{ мкрад}$  ( $\theta_c = 14 \text{ мкрад}$ ). Столь же малая глубина заброса частиц на кристалл ожидается и на будущих ускорителях (раздел 4.3). Это требует высокого качества кристаллической структуры на краю кристалла.

Эффективность вывода, определенная как отношение количества выведенных протонов к количеству потерянных в SPS за тот же интервал времени, составила  $\cong 10 \%$ . Ширина углового скана интенсивности выведенного пучка,  $200 \text{ мкрад fwhm}$ , оказалась значительно большей, чем  $\theta_c$  и расходимость падающего пучка. Эта ширина, а также другие наблюдаемые эффекты (изменение профилей выведенного пучка с разориентацией кристалла, зависимость оптимального угла кристалла и ширины углового скана от вертикальной координаты падающего пучка) объясняются нежелательными угловыми искажениями торцов кристалла из-за применяемой техники изгиба (см. рис. 23). Всем этим эффектам было найдено количественное подтверждение в моделировании [65] программой SATCH, учитывавшем геометрию кристалла с искажениями и эффекты многократного прохождения частиц через кристалл. Эффективность вывода в [65] составила (пик) от  $12$  до  $18 \%$  в угловом интервале ( $fwhm$ )  $140-260 \text{ мкрад}$ , в зависимости от вертикальной координаты падающего пучка на кристалле и его вертикального эмиттанта. В моделировании было получено, что экспериментальные результаты хорошо воспроизводятся лишь в предположении несовершенства кристалла вблизи его поверхности (на глубине до  $\sim 1 \text{ мкм}$ ), делающего неэффективным первое прохождение частиц через кристалл. Канализование и вывод частиц были возможны только при повторных прохождениях, когда глубина заброса рассеянных частиц была высокой. Этот пример хорошо иллюстрирует и основную проблему — желательность высокого качества приповерхностного слоя кристалла, и основное достоинство работы кристалла при выводе, т.е. возможность многократного прохождения частиц.

В последующей конструкции устройства изгиба была устранена зависимость ориентации торца кристалла

от вертикальной координаты [30]. При этом ширина углового скана снизилась до  $\cong 70$  мкрад (рис. 24), в то же время эффективность вывода осталась прежней, как это и предсказывалось в компьютерном моделировании [65] вывода пучка с помощью этой конструкции. Как видно из рис. 24, результаты моделирования находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом. Были получены косвенные свидетельства многооборотности вывода, как, например, большая вертикальная расходимость выведенного пучка (рассеянного при неэффективных прохождениях в кристалле). Дальнейшее совершенствование вывода, по-видимому, связано с улучшением кристаллической структуры на краю дефлектора. Другая возможная, предсказываемая моделированием, — оптимизировать вклад многократных прохождений частиц, уменьшив длину кристалла до  $\sim 1$  см; в этом случае эффективность вывода может достигать  $\sim 40\%$  даже с несовершенным дефлектором [65].

### 5.3. Проекты вывода пучка из мультитэвных ускорителей

Успехи в применении каналирования стимулируют интерес к возможности вывода пучка из будущих мультитэвных ускорителей [73, 74]. Для коллайдерных машин, таких как строящийся в ЦЕРНе Большой адронный коллайдер (LHC), кристалл — практически единственное средство, позволяющее вывести пучок без больших затрат и без серьезной перестройки машины. Выведенный пучок представил бы значительный интерес для изучения В-физики в экспериментах на фиксированной мишени [75, 76].

Поскольку интенсивность выведенного пучка, необходимая для экспериментов [76], невелика,  $\sim 10^8$  с $^{-1}$ , кристалл мог бы находиться в гало циркулирующего пучка ( $\sim 10^{14}$  протонов в LHC), используя небольшую его часть и не мешая основным экспериментам на коллайдере. Гало образуется при рассеянии протонов циркулирующего пучка, в основном в местах встреч пучков, во время работы коллайдера (в LHC гало  $\sim 4 \cdot 10^9$  с $^{-1}$ ), поставляя достаточно частиц для работы кристалла; изучаются также и "активные" методы образования гало, т. е. воздействие на пучок шумами. Из-за нелинейности полей в ускорителе протоны гало медленно диффундируют к периферии, достигая кристалла. Важно, что из-за малой скорости диффузии прицельный параметр первого взаимодействия протонов с кристаллом очень мал,  $b \sim 1$  мкм либо еще меньше [77]. Угловая расходимость протонов, попадающих на кристалл, также мала, порядка  $\pm 1,5$  мкрад  $\cong \theta_c$  для LHC [77], что благоприятствует применению кристаллов. Минимальный угол отклонения протонов кристаллом для вывода из LHC составляет лишь 0,7 мрад [74], что позволило бы достичь очень высокой эффективности отклонения.

Из возможных трудностей можно выделить следующие: необходимость высокого качества поверхности монокристалла; ужесточение требований к однородности ориентации торца кристалла, в особенности его края (угловые искажения  $\geq 1$  мкрад уже будут существенно влиять на эффективность кристалла); необходимость большего совершенства кристаллической решетки (отсутствие дислокаций). Отдельной проблемой стоит образование гало и его диффузия к периферии пучка. Оба процесса сильно зависят, например, от интенсивно-

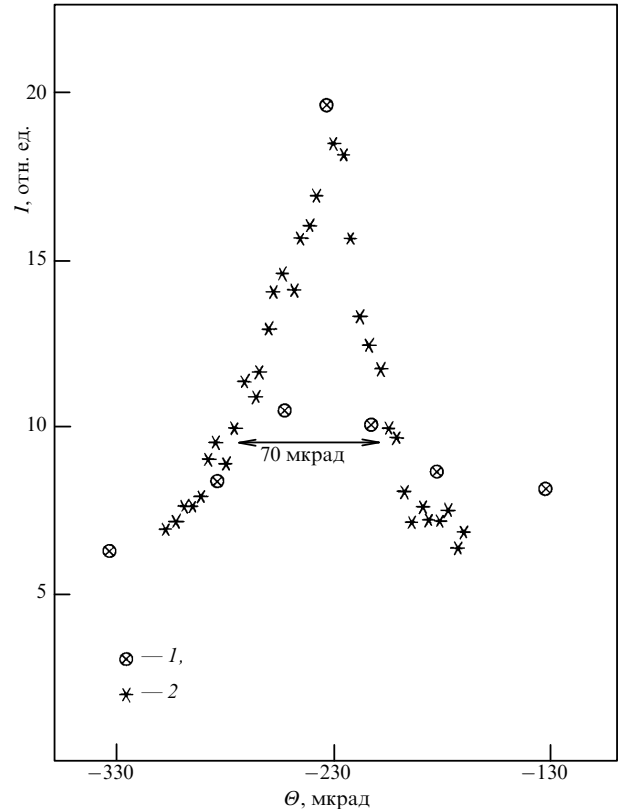


Рис. 24. Зависимость интенсивности пучка протонов, выведенного из SPS, от угла ориентации кристалла. Моделирование (1) [65] и эксперимент (2) [30]

сти циркулирующего пучка, которая изменяется в ходе работы коллайдера. Отметим также, что применение кристаллов на LHC, помимо проблем собственно вывода, потребует и согласования системы вывода с системой коллимации пучка (для защиты сверхпроводящих элементов).

Параметры пучка, падающего на кристалл, аналогичны тем, что были созданы в экспериментах на SPS. Однако не существует простого способа экстраполировать полученные там результаты на более высокие энергии, так как многооборотный вывод зависит от множества факторов, изменяющихся по-разному с ростом энергии. Хорошее согласие, достигнутое между экспериментами на SPS и их компьютерным моделированием, позволяет рассмотреть моделирование и в применении к LHC. Рис. 25 показывает эффективность вывода пучка из LHC в зависимости от длины кристалла кремния, смоделированного в [78]. Возможно достичь эффективности 60–70 %, используя кристалл длиной  $\sim 5$  см. Моделирование показало также, что эффективность вывода пучка кристаллом с несовершенной, "аморфной", поверхностью (когда вывод идет лишь за счет повторных попаданий частиц в кристалл) очень мало отличается от эффективности идеального кристалла. Причина лежит в том, что угол рассеяния частиц в кристалле очень мал, порядка угла Линдхарда, при энергии LHC  $\sim 7$  ТэВ. Исследования вывода пучка кристаллом ведутся также и на ускорителе ФНАЛ Тэватрон [72]. Компьютерное моделирование вывода пучка кристаллом для других ускорителей см. в [66, 79, 80].

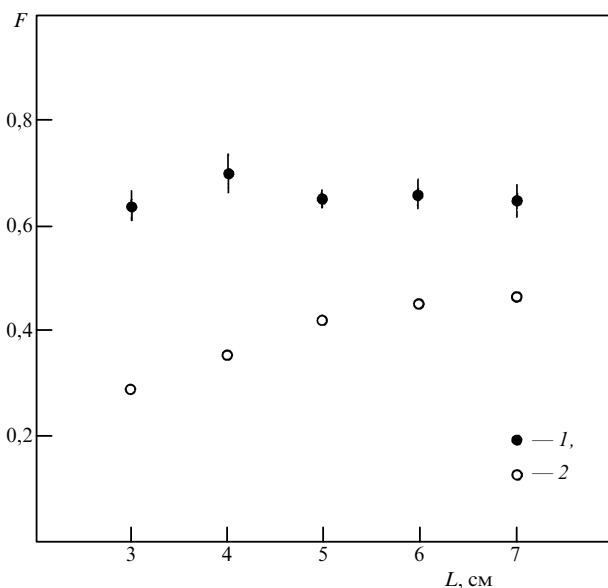


Рис. 25. Эффективность вывода (1) пучка протонов из ЛНС кристаллом кремния (110) в зависимости от длины кристалла. Показан также вклад (2) в эффективность от первого прохождения частиц через совершенный кристалл. Компьютерное моделирование [78]

## 6. Применение изогнутого монокристалла для измерения магнитных моментов короткоживущих частиц

Кроме применения для формирования пучков на ускорителях, изогнутые монокристаллы открывают новые возможности для постановки экспериментов в физике высоких энергий.

Прекрасным примером такого использования монокристалла является эксперимент [92] по измерению

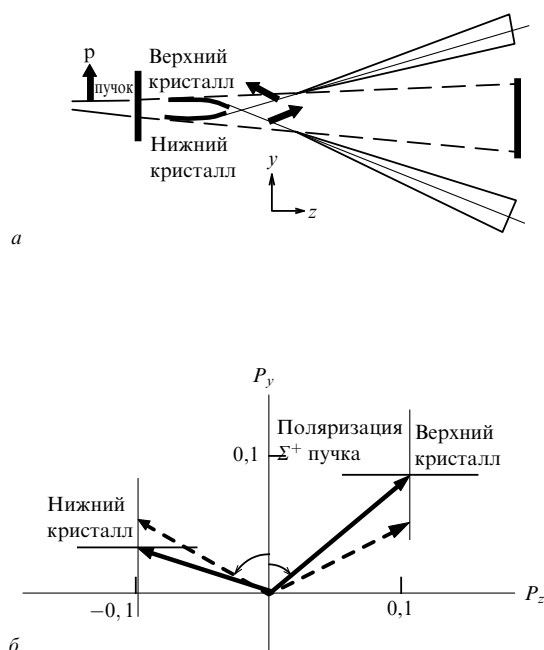


Рис. 26. *a* — Схема, поясняющая эффект прецессии спина в кристаллах. *б* — Измеренные поляризации после вращения спина в кристаллах (показаны статистические ошибки на уровне  $\sigma$ ). Пунктирные стрелки соответствуют теоретическим предсказаниям

магнитного момента  $\Sigma^+$  гиперона, проведенный на ускорителе ФНАЛ (возможность постановки этого опыта на действующем пучке была обоснована в работе В.М. Самсонова и А.В. Ханзадеева [93]).

В.Г. Барышевским [94] и L. Pondrom [95] было показано, что магнитный момент частицы должен прецессировать, если она каналируется в изогнутом монокристалле. В работах В.Л. Любошица [96] и I.J. Kim [97] была разработана детальная теория прецессии спина.

В изогнутом кристалле электростатическое поле атомных плоскостей трансформируется в магнитное поле в системе покоя частицы. В результате угол прецессии спина  $\varphi$  равен [96]

$$\varphi = \frac{1}{2} \gamma \Theta (g - 2) \quad \text{для } \gamma \gg 1,$$

где  $\gamma$  — лоренц-фактор,  $g$  — гиромагнитное отношение,  $\Theta$  — угол отклонения каналированной частицы. Из измерений  $\varphi$  и  $\Theta$  для каналированной частицы можно определить  $g$  и, следовательно, ее магнитный момент

$$\mu = \frac{ge}{2mc} S,$$

где  $e$ ,  $m$  и  $S$  — заряд, масса и спин частицы.

Благодаря сверхсильным полям в кристалле, этот метод позволяет измерить магнитный момент частиц с длиной распада всего несколько сантиметров, что недоступно для классической техники с использованием обычных магнитов.

В опыте [92] впервые наблюдался эффект прецессии спина  $\Sigma^+$ -гиперонов, доказывающий перспективы применения этого метода для измерения магнитных моментов частиц с тяжелыми  $c$ - и  $b$ -кварками.

Экспериментальная установка включала в себя гиперонный спектрометр, состоящий из дипольного магнита и трех станций стриповых кремниевых детекторов, и барионный спектрометр (два дипольных магнита и четыре станции многопроволочных пропорциональных камер).

Два изогнутых кремниевых кристалла (рис. 26, *a*) устанавливались за гиперонным спектрометром в начале распадной зоны. Кристаллы, ориентированные вдоль плоскости (111), имели размеры  $xuz = 25 \times 0,4 \times 45 \text{ мм}^3$  и изгибались по трехточечной схеме.

Верхний кристалл отклонял пучок вниз, а нижний вверх. Углы отклонения были одинаковы. Таким образом, прецессия спина в кристаллах происходила в противоположных направлениях (черные стрелки на рис. 26, *a*).

В кристаллах имплантировались детекторы ионизационных потерь, чтобы различать каналированные частицы.

Средний импульс  $\Sigma^+$ -гиперонов, определяемый геометрией гиперонного канала и величиной магнитного поля, был  $375 \text{ ГэВ } c^{-1}$ , а разброс по импульсам  $\Delta p/p = 7\%$ . Поляризация пучка  $\Sigma^+$ , согласно измерениям, была равна  $12 \pm 1\%$ . На расстоянии 10 м от мишени пучок содержал  $\cong 1\%$   $\Sigma^+$ , оставшиеся частицы были пионы и протоны.

Вертикальный размер пучка в месте расположения кристаллов был равен 1,8 см при угловой расходимости 1,4 мрад. Только небольшая фракция пучка  $\sim 2,5 \cdot 10^{-4}$  захватывалась в режим каналирования (эта цифра соответствовала расчету).

Канализованные частицы идентифицировались по углу отклонения  $\theta$  и относительно низким ионизационным потерям  $\Delta E$  в кристаллах.

Углы отклонения частиц в верхнем и нижнем кристаллах составляли величину  $\theta = -1,649 \pm 0,030$  мрад и  $1,649 \pm 0,043$  мрад соответственно (магнитный момент при этом должен прецессировать на угол  $\varphi \sim 1$  рад).

Для измерения поляризации отбирались  $\Sigma^+$ , распадающиеся по каналу  $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$  ( $\cong 52\%$  общего числа распадов). Точность определения вершины распада в 10-метровой распадной зоне составила 50 см. С помощью критерия отбора событий, использующего ограничения на кинематические переменные, было отобрано  $2167 \pm 47$  событий.

Мода распада  $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$  имеет большой параметр асимметрии  $\alpha = -0,98$  и является поэтому чувствительным критерием поляризационного состояния  $\Sigma^+$ . Для каждого из кристаллов были определены компоненты вектора поляризации  $\Sigma^+$  гиперонов. В сравнении с расчетными данными они показаны на рис. 26, б. Измеренные углы прецессии спина для верхнего и нижнего кристаллов равны  $+51^\circ \pm 23^\circ$  и  $-72^\circ \pm 26^\circ$  соответственно. Средняя величина прецессии спина для двух кристаллов, равная  $60^\circ \pm 17^\circ$ , согласуется с теоретически предсказанной величиной  $62^\circ \pm 2^\circ$ .

Усредненная величина вектора поляризации для двух кристаллов  $P = 11,8 \pm 3,6\%$  соответствует значению поляризации  $12 \pm 1\%$ , измеренному без отклонения в кристаллах. Это означает, что не наблюдалось деполяризации в процессе каналирования.

Измеренный магнитный момент  $\Sigma^+$  гиперона равен  $(2,15 \pm 0,61)\mu_N$  и  $(2,74 \pm 0,71)\mu_N$  для верхнего и нижнего кристаллов соответственно ( $\mu_N = eh/m_p$  — ядерный магнетон). Усредненная величина  $\mu = (2,40 \pm 0,46)\mu_N$  находится в согласии с известными мировыми данными  $(2,42 \pm 0,05)\mu_N$ . Систематическая ошибка измерений не превышала  $0,40\mu_N$ .

Эксперимент доказал эффект прецессии спина каналированных частиц в изогнутом монокристалле. Опробованную методику было предложено использовать для измерения магнитного момента  $\Lambda_c^+$  — короткоживущей частицы, которая из-за большого параметра асимметрии может рождаться с большой поляризацией.

## 7. Заключение

В заключение хотелось бы подчеркнуть два важных момента, вытекающих из анализа результатов исследований каналирования заряженных частиц высоких энергий в кристаллах. Во-первых, основные положения теории каналирования достаточно хорошо согласуются с результатами экспериментов. Созданные вычислительные программы типа SATCH позволяют анализировать результаты экспериментов с учетом реальных условий их проведения. Во-вторых, исследования и разработки по применению изогнутых кристаллов на ускорителях вселяют надежду, что в недалеком будущем они пополнят арсенал средств управления пучками частиц высоких энергий и обеспечат реализацию проектов, ранее казавшихся проблематичными или вообще невыполнимыми. Уже сейчас изогнутые кристаллы находят применение в каналах частиц и системах вывода ускоренных пучков, при этом открываются новые возможности для постановки экспери-

ментов и повышается эффективность использования ускорителя.

В обзоре мы не рассматривали предложения и идеи, не получившие пока развития. В основном они отражают различные аспекты применения кристаллов для постановки экспериментов в пучках частиц сверхвысоких энергий и подробно обсуждаются в [98].

Мы не касались также большого круга вопросов, связанных с исследованием электромагнитных процессов, возникающих при прохождении через ориентированный кристалл электронов, позитронов и  $\gamma$ -квантов высоких энергий. Исследования в этой области, открывающие новые возможности применения ориентированных монокристаллов (в частности, для получения на протонных ускорителях поляризованных  $e^\pm$ - и  $\gamma$ -пучков высоких энергий), достаточно полно освещены в материалах всесоюзного совещания "Проблемы применения эффектов каналирования частиц кристаллами в физике высоких энергий" (ИФВЭ, Протвино, 1991), обзорах [9, 10] и монографиях [11–13].

## Список литературы

1. Stark J *Phys. Zs.* **13** 973 (1912)
2. Robinson M T, Oen O S *Phys. Rev.* **132** (5) 2385 (1963)
3. Piercy G R, Brown F, Davies J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **10** (4) 399 (1963)
4. Линдхард Й *УФН* **99** (2) 249 (1969)
5. Gemmel D S *Rev. Mod. Phys.* **46** (1) (1974)
6. Кумахов М А, Ширмер Г *Атомные столкновения в кристаллах* (М.: Атомиздат, 1980)
7. Feldman L C, Mayer J W, Picraux S T *Materials Analysis by Ion Channeling* (New York: Academic Press, 1982)
8. Оцuki Ё-Х *Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами* (М.: Мир, 1985)
9. Байер В Н, Катков В М, Страховенко В М *УФН* **159** 455 (1989)
10. Барышевский В Г, Тихомиров В В *УФН* **159** 529 (1989)
11. Базылев В А, Жеваго Н К *Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях* (М.: Наука, 1987)
12. Байер В Н и др. *Электромагнитные процессы при высоких энергиях в ориентированных кристаллах* (Новосибирск: Наука, 1989)
13. Ахизер А И, Шульга Н Ф *Электродинамика высоких энергий в веществе* (М.: Наука, 1991)
14. Forster J S et al. *Nucl. Phys. B* **318** 301 (1989)
15. Tsyganov E N Fermilab TM-682, TM-684 (Batavia, 1976)
16. Elishev A A et al. *Phys. Lett. B* **88** 387 (1979)
17. Sun C R et al. *Nucl. Instr. and Meth.* **230** 60 (1984)
18. Андреев А Г и др. Препринт ИФВЭ 87-121 (Протвино, 1987); Бавижев М Д и др. Препринт ИФВЭ 87-148 (Протвино, 1987); Бавижев М Д и др. Препринт ИФВЭ 89-77 (Протвино, 1989); Галеев Н А и др. Препринт ИФВЭ 90-19 (Протвино, 1990); Архипенко А А и др. Препринт ИФВЭ 90-91 (Протвино, 1990)
19. Андреев В А, Баублис В В, Дамаскинский Е А и др. *Письма ЖЭТФ* **36** (9) 340 (1982); **38** (2) 58 (1984); **44** (2) 101 (1986)
20. Bak J F et al. *Phys. Lett. B* **93** 387 (1980); Bak J F et al. *Nucl. Phys. B* **242** 1 (1984)
21. Baker S I et al. *Phys. Lett. B* **137** 129 (1984); Gibson W M et al. *Nucl. Instr. and Meth. B* **2** 54 (1984); Baker S I et al. *Nucl. Instr. and Meth. A* **234** 602 (1985); Baker S I et al. *Nucl. Instr. and Meth. A* **248** 308 (1986)
22. Адиев Ю Н и др. *Письма ЖЭТФ* **5** 1485 (1979); Medenwaldt R et al. *Phys. Lett. B* **260** 235 (1991)
23. Бельзер Л И и др. *Письма ЖЭТФ* **46** 303 (1987)
24. Chesnokov Yu et al. Preprint ИИЯИ 91-155 (Протвино, 1991)
25. Elsener K et al. Contributed paper to IEEE Part. Accel. Conference, Washington DC, 1993 (to be published)
26. Авдейчиков В В и др. *Кр. сообщ. ОИЯИ (Дубна)* (1) 3 (1984)
27. Асеев А А, Бавижев М Д и др. *Nucl. Instr. and Meth. A* **309** 1 (1991); Препринт ИФВЭ 89-57 (Протвино, 1989)

28. Асеев А А, Бавижев М Д и др. *Nucl. Instr. and Meth. A* **324** 31 (1993); Препринт ИФВЭ 91-182 (Протвино, 1991)
29. Akbari H et al. *Phys. Lett. B* **313** 491 (1993)
30. RD22 Second Status Report. CERN DRDC/94-11 (1994)
31. Kudo H. *Nucl. Instr. and Meth.* **189** 609 (1981)
32. Ellison J. *Nucl. Phys.* **206** 205 (1982)
33. Kaplin V V, Vorobiev S A *Phys. Lett. A* **67** 135 (1978)
34. Beloshitsky V V, Komarov F F, Kumakhov M A *Phys. Rep.* **139** (6) 293 (1986)
35. Таратин А М, Воробьев С А *ЖТФ* **55** (8) 1598 (1985)
36. Белошицкий В В, Кумахов М А *ДАН* **212** 846 (1973)
37. Waho T *Phys. Rev. B* **14** 4830 (1976)
38. Particle Data Group *Phys. Lett. B* **239** (1990)
39. Бирюков В М, Галаяев Н А и др. Препринт ИФВЭ 92-156 (Протвино, 1992); *Nucl. Instr. and Meth. B* **86** 245 (1994)
40. Бавижев М Д, Бирюков В М, Гаврилов Ю Г *ЖТФ* **61** (2) 136 (1991); *Rad. Effect.* **25** 139 (1993)
41. Ohtsuki Y H, Nitta H In *Relativistic Channeling* (Eds. R A Carrigan, Jr, J Ellison) (New York: Plenum Press, 1987) p. 59
42. Taratin A M et al. *Phys. Stat. Sol. b* **100** 273 (1980); **107** 521 (1981)
43. Bavizhev M D, Biryukov V M SSCL report SSCL-N-775 (1991)
44. Бавижев М Д, Бирюков В М, Гаврилов Ю Г Препринт ИФВЭ 89-222 (Протвино, 1989)
45. Forster J S In *Relativistic Channeling* (Eds. R A Carrigan, Jr, J Ellison) (New York: Plenum Press, 1987) p. 39
46. Dearnaley G et al. *Can. J. Phys.* **46** 587 (1968); Маркус А М и др. *ЖЭТФ* **61** 332 (1971)
47. Biryukov V M, Chesnokov Yu A et al. *Nucl. Instr. and Meth. B* **73** 153 (1973)
48. Галаяев Н А и др. Препринт ИФВЭ 90-147 (Протвино, 1990); *Nucl. Instr. and Meth. B* **69** 247 (1992)
49. Кудряшов Н А, Петровский С В, Стриханов М Н *ЯФ* **48** 666 (1988); *ЖТФ* **59** 68 (1989)
50. Mannami M et al. *Nucl. Instr. and Meth. B* **33** 62 (1988)
51. Biryukov V M In *The IVth All-Union Conference on Interaction of Radiation with Solids* (Moscow, 1990) p 171; *Rad. Eff.* **25** 143 (1993)
52. Taratin A M, Tsyganov E N, Vorobiev S A *Phys. Lett. A* **72** 145 (1979)
53. Møller S P et al. CERN SL 93-32 (EA); *Nucl. Instr. and Meth. B* **84** 434 (1994)
54. Biryukov V M *CATCH 1.4 User's Guide*. SL/Note 93-74 (AP) (CERN, 1993)
55. Møller S P et al. *Phys. Lett. B* **256** 91 (1991)
56. Jensen B N et al. *Nucl. Instr. and Meth. B* **71** 155 (1992)
57. Biryukov V M SL/BT/Min/CE/92-12 (CERN, 1992)
58. Taratin A M, Vorobiev S A *Nucl. Instr. and Meth. B* **47** 247 (1990)
59. Biryukov V M, Carboni G, Costantini F *Status Report on H8 Analysis* (RD22 experiment) (Pisa: INFN, 1992)
60. Biryukov V M, Bavizhev M D, Tsyganov E N SSCL report SSCL-N-777 (October 1991)
61. Quere Y *Phys. Stat. Sol.* **30** 713 (1968)
62. Koshkarev D G Preprint ИТЕР No. 30 (Moscow, 1977)
63. Biryukov V M *Nucl. Instr. and Meth. B* **53** 202 (1991)
64. Taratin A M, Vorobiev S A *Phys. Lett. A* **119** 425 (1987)
65. Biryukov V M SL/Note 93-78 (AP) (CERN, 1993)
66. Shih H-J, Taratin A M SSCL report SSCL-389 (March 1991)
67. Bavizhev M D, Biryukov V M et al. In *Proc. of the IEEE Inter. Conference on Particle Accelerations* (San Francisco, 1991) p. 177
68. Коломенский А А, Лебедев А Н *Теория циклических ускорителей* (М.: Наука, 1963)
69. Бавижев М Д, Дзыба А Р Препринт ИФВЭ 89-76 (Протвино, 1989)
70. Herr W CERN SL/92-53 (AP) (1992)
71. Jensen B N et al. A proposal to test beam extraction by crystal channeling at the SPS: a first step towards a LHC extracted beam. DRDC/P29 (CERN, 1991)
72. Carrigan R A, Jr., et al. Proposal for a test of low intensity extraction from the Tevatron using channeling in a bent crystal. FNAL Proposal P853 (1991)
73. Cox B et al. In *Proc. of the Summer Study on High Energy Physics in the 1990's* (Snowmass, June 1988) p. 536
74. Scandale W In *LHC Workshop. Aachen, 1990*. CERN 90-20, p. 760
75. SFT Collab. An expression of interest in a super fixed target beauty facility at the SSC. EO1-14 (May 1990)
76. LHB Collab. Expression of interest In *Proc. of General Meeting on LHC Physics and Detectors* (CERN, 1992)
77. The LHC Pink Book. CERN 91-03 (May 1991)
78. Biryukov V M, Vita P F Simulation of an LHC beam bending with silicon crystal. INFN-Pisa Note (1992)
79. Taratin A M et al. *Nucl. Instr. and Meth. B* **58** 103 (1991)
80. Biryukov V M, Bavizhev M D, Tsyganov E N SSCL Report SSCL-N-776 (October 1991)
81. Сумбаев О И *Кристалл-дифракционные гамма-спектрометры* (М.: Госатомиздат, 1963)
82. Самсонов В М Препринт ЛИЯФ № 278 (Ленинград, 1976)
83. Бавижев М Д, Бирюков В М Препринт ИФВЭ 90-184 (Протвино, 1990)
84. Chesnokov Yu A et al. In *Proc. of 15th Inter. Conference on High Energy Accelerators* (Hamburg, 1992) Vol. 1, p. 173
85. Андреев В А и др. *Письма ЖЭТФ* **41** 408 (1985)
86. Denisov A S et al. *Nucl. Instr. and Meth. B* **69** 382 (1992)
87. Kotov V I et al. In *Proc. of 15th Inter. Conference on High Energy Accelerators* (Hamburg, 1992) Vol. 1, p. 128
88. Clement M et al. CERN SL 92-21 (EA) (1992)
89. Карташев В П, Котов В И *Основы магнитной оптики пучков заряженных частиц высоких энергий* (М.: Энергоатомиздат, 1984)
90. Jensen B N et al. CERN SL 92-14 (EA) (1992)
91. Chesnokov Yu A et al. *Nucl. Instr. and Meth. B* **63** 366 (1992)
92. Chen D et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 3286 (1992)
93. Самсонов В М, Ханзадеев А В Препринт ЛИЯФ № 1476 (Ленинград, 1987)
94. Барышевский В Г *Письма ЖТФ* **5** 182 (1979)
95. Pondrom L In *Proc. of 1982 Summer School on Elementary Particle Physics and future Facilities*. Snowmass, Colorado (Ed. R Donaldson) (Batavia: Fermilab, 1983)
96. Любошиц В Л *ЯФ* **31** 986 (1980)
97. Kim I J *Nucl. Phys. B* **229** 251 (1983)
98. Sun C R In *Relativistic Channeling* (Ed. R Carrigan) (New York: Plenum Press, 1987) p. 379

#### STEERING BEAMS OF HIGH-ENERGY CHARGED PARTICLES BY BENT CRYSTALS

V.M. Biryukov, V.I. Kotov, Yu. A. Chesnokov  
 Institute of High Energy Physics  
 142284, Protvino, Moscow Region, Russia  
 Tel. (7-095) 217-4953

The results obtained during the last fifteen years of investigations of the high-energy particle channelling in a bent crystal are reviewed. These investigations underlie the development of the new topic of using crystals in modern accelerators for steering high-energy beams. The steering can take place in the path of the beam, in beam extraction systems, and in experiments.

Bibliography — 98 references

Received 12 May 1994