

УДК 621.384.663

**ВЫВОД ПУЧКА ПРОТОНОВ  
ИЗ УСКОРИТЕЛЯ ИФВЭ  
С ПОМОЩЬЮ КОРОТКИХ  
КРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ**

*А. Г. Афонин, В. Т. Баранов, В. М. Бирюков,  
А. А. Кардаш, В. И. Котов, В. А. Машиев, В. И. Терехов,  
Е. Ф. Троянов, Ю. С. Федотов, В. Н. Чепегин, Ю. А. Чесноков*

ГНЦ РФ «Институт физики высоких энергий», Протвино, Россия

*Ю. М. Иванов*

Санкт-Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова,  
Санкт-Петербург, Россия

ВВЕДЕНИЕ	43
КАНАЛИРОВАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ОРИЕНТИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ	44
ИДЕОЛОГИЯ ЭФФЕКТИВНОГО ВЫВОДА УСКОРЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ ИЗОГНУТЫХ КРИСТАЛЛОВ. СХЕМЫ ВЫВОДА НА УСКОРИТЕЛЕ ПРОТОНОВ ИФВЭ	51
ТИПЫ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ КРИСТАЛЛОВ И КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СТАНЦИИ	61
ДИАГНОСТИКА ПУЧКА ПРИ ВЫВОДЕ ИЗОГНУТЫМ КРИСТАЛЛОМ	65
РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ РЕЖИМОВ ВЫВОДА ПУЧКА ПРОТОНОВ ИЗОГНУТЫМИ КРИСТАЛЛАМИ	74
ОДНОВРЕМЕННАЯ РАБОТА ВЫВОДА ПУЧКА ПРОТОНОВ С ПОМОЩЬЮ ИЗОГНУТОГО КРИСТАЛЛА И ДВУХ ВНУТРЕННИХ МИШЕНЕЙ	78
СТЕНД ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ С КРИСТАЛ- ЛАМИ	86
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	95
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	97

УДК 621.384.663

## ВЫВОД ПУЧКА ПРОТОНОВ ИЗ УСКОРИТЕЛЯ ИФВЭ С ПОМОЩЬЮ КОРОТКИХ КРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ

*А. Г. Афонин, В. Т. Баранов, В. М. Бирюков,  
А. А. Кардаш, В. И. Котов, В. А. Машиев, В. И. Терехов,  
Е. Ф. Троянов, Ю. С. Федотов, В. Н. Чепегин, Ю. А. Чесноков*

ГНЦ РФ «Институт физики высоких энергий», Протвино, Россия

*Ю. М. Иванов*

Санкт-Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова,  
Санкт-Петербург, Россия

Основное внимание уделяется применению изогнутых кристаллов для вывода ускоренных пучков из ускорителей высоких энергий. Дается физическое обоснование вывода частиц из ускорителя ИФВЭ с использованием коротких изогнутых кристаллов кремния, анализируются результаты исследований, подробно рассматривается режим одновременной работы вывода и нескольких внутренних мишеней. Экспериментально показано, что при использовании коротких кристаллов можно получать выведенные пучки с интенсивностью  $\sim 10^{12}$  протон/цикл при эффективности  $\sim 85\%$ . Обсуждаются возможности дальнейшего развития методов управления пучками заряженных частиц при использовании изогнутых кристаллов.

In the review, major attention is paid to the application of bent crystals for extraction of accelerated beams from high-energy accelerators. This paper presents the physical background for particle extraction from IHEP accelerator by means of short bent silicon crystals, analyses the results of the studies, considers in detail the regime of simultaneous work of crystal extraction and several internal targets. It has been shown experimentally that by use of short crystals one can obtain extracted beams with intensity of  $\sim 10^{12}$  proton/cycle with efficiency of  $\sim 85\%$ . Finally we discuss some new possibilities of steering high-energy charged-particle beams by bent crystals.

### ВВЕДЕНИЕ

На протяжении почти тридцати лет в нескольких лабораториях мира развивался новый метод управления пучками частиц высоких энергий, основанный на применении изогнутых кристаллов. В результате использования этого метода на ускорителях были получены первые выведенные пучки заряженных частиц умеренной интенсивности, до  $10^7$  частиц/цикл, при эффективности вывода  $10^{-4} \div 10^{-3}$ , которые имели весьма ограниченное применение.

В дальнейших исследованиях режима вывода с использованием изогнутых кристаллов на ускорителях ЦЕРН и FNAL удалось достичь существенно более высоких значений эффективности вывода,  $\sim 20$  и  $30\%$  соответственно. Но такой вывод все же значительно уступал классическому медленному выводу, эффективность которого на современных ускорителях достигает  $\sim 98\%$ .

Причины невысоких значений эффективности вывода в экспериментах, проведенных в ЦЕРН и FNAL, заключались в том, что использование достаточно длинных кристаллов (30 и 40 мм) приводило к существенной потере частиц в результате деканализирования и многократного рассеяния на длине кристалла. Чтобы уменьшить влияние этих процессов и дать возможность проявиться механизму роста эффективности вывода за счет многократного прохождения частиц через кристалл, необходимо использовать короткие кристаллы, изогнутые на малые углы. В этом случае, как показали расчеты применительно к ускорителю ИФВЭ, с кристаллами длиной  $1 \div 2$  мм и углами изгиба  $1 \div 2$  мрад можно обеспечить вывод частиц с эффективностью  $\sim 85\%$ .

Разработка такого вывода была начата на ускорителе ИФВЭ в 1997 г. и в основном завершена к концу 2001 г.

## 1. КАНАЛИРОВАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ОРИЕНТИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ

В 1912 г. Штарк, основываясь на результатах экспериментов по дифракции рентгеновских лучей на кристаллической решетке, доказавших упорядоченное расположение атомов в кристалле, заселяющих кристаллографические плоскости и оси, предположил, что кристалл должен быть относительно прозрачным для положительно заряженных частиц, летящих между кристаллографическими плоскостями или в окрестности кристаллографических осей, т. е. в пространстве, где нет атомов. Однако это предположение было забыто и лишь в начале 60-х гг. возродилось вновь. Предсказанный Штарком эффект, названный впоследствии эффектом каналирования, был заново открыт в компьютерном моделировании (Robinson M. T., Oen O. S. // Phys. Rev. 1963. V. 132(5). P. 2385) и затем подтвержден экспериментами (Piercy G. R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 10(4). P. 399).

Объяснение эффекта каналирования заряженных частиц в кристаллах было дано Линдхардом [1]. Он показал, что при малом угле влета заряженной частицы по отношению к кристаллографической плоскости (или оси) ее взаимодействие с последовательностью атомов скоррелировано и можно рассматривать движение заряженной частицы в усредненном электрическом поле плоскостей (или осей). При этом движение тяжелых релятивистских частиц (протонов, ионов) можно исследовать в рамках классической механики. Этот же подход применим и для легких частиц (электронов, позитронов) при

энергиях выше 100 МэВ. В дальнейшем мы сосредоточим свое внимание исключительно на плоскостном каналировании протонов высоких энергий.

Суперпозиция усредненных полей от двух соседних плоскостей образует в пространстве между ними потенциальную яму  $U(x)$  для положительно заряженных частиц. Пусть частица высокой энергии пролетает со скоростью  $v$  в межплоскостном пространстве под малым углом  $\Psi$  относительно одной или другой плоскости. Это означает, что поперечная составляющая  $p_x$  импульса частицы  $p$  значительно меньше продольной составляющей  $p_s$ . Несложно показать [1–3], что в этом случае энергия продольного движения частицы сохраняется, а следовательно, сохраняется и энергия ее поперечного движения:

$$E_x = \frac{pv}{2}\Psi^2 + U(x) = \text{const.} \quad (1)$$

Отсюда следует, что движение частиц в межплоскостном усредненном потенциале  $U(x)$  будет устойчивым, если

$$E_x = \frac{pv}{2}\Psi^2 + U(x) < U_0,$$

где  $U_0$  — глубина потенциальной ямы. Из ряда используемых аппроксимаций межплоскостного потенциала (Мольера, Линдхарда и др.) самой простейшей, позволяющей аналитически рассмотреть процесс каналирования, является гармонический потенциал

$$U(x) = \frac{4U_0}{d^2}x^2, \quad (2)$$

где  $d$  — межплоскостное расстояние. Для кристалла кремния ориентации (110)  $U_0 \approx 20$  эВ,  $d = 1,92 \cdot 10^{-8}$  см.

Уравнение движения частицы в потенциальной яме (2) прямого кристалла непосредственно следует из (1). Дифференцируя (1) по продольной координате  $s$  с учетом того, что  $\Psi = dx/ds$ , и подставляя из (2) выражение для  $U(x)$ , будем иметь

$$\frac{d^2x}{ds^2} + \Omega^2x = 0, \quad (3)$$

где

$$\Omega^2 = \frac{8U_0}{pvd^2}.$$

В кристалле кремния (110) для протонов с импульсом 70 ГэВ/с значение  $\Omega$  равно  $2,6 \cdot 10^5$  м<sup>-1</sup>, а длина волны

$$\lambda = \frac{2\pi}{\Omega} = 2,4 \cdot 10^{-5} \text{ м.}$$

Решение уравнения (3) с начальными условиями  $x_0, x'_0$  может быть записано в виде

$$x = A \cos(\Omega s - \varphi), \quad x' = -A\Omega \sin(\Omega s - \varphi), \quad (4)$$

где

$$A = \sqrt{x_0^2 + \frac{x_0'^2}{\Omega^2}}, \quad \varphi = \operatorname{arctg} \frac{x_0'}{\Omega x_0}.$$

Из (4) видно, что на фазовой плоскости  $(x, x')$  движение частиц представляется семейством концентрических эллипсов:

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{x'^2}{A^2\Omega^2} = 1. \quad (5)$$

Предельный эллипс с полуосями  $A_{\max} = d/2$  и  $x'_{\max} = (d/2)\Omega$  ограничивает область захватываемых в каналирование частиц. Предельный угол

$$x'_{\max} = \frac{d}{2}\Omega = \Psi_L = \sqrt{\frac{2U_0}{pv}} \quad (6)$$

называют углом Линдхарда.

Для протонов с импульсом 70 ГэВ/с этот угол в кристалле кремния с плоскостной ориентацией (110) составляет 24 мкрад. На самом деле для более точной оценки области захвата частиц в каналирование необходимо учитывать следующее обстоятельство. Частицы, пролетающие близко к кристаллографическим плоскостям (на расстоянии, меньшем радиуса экранирования Томаса–Ферми  $a_{\text{ТФ}} = 0,8853a_B Z^{-1/3}$ , где  $a_B = 0,529 \cdot 10^{-10}$  м — радиус Бора,  $Z$  — атомный номер), будут сильно рассеиваться на ядрах и быстро выбывать из каналирования. Поэтому критическим можно считать эллипс с полуосями

$$A = x_C = \frac{d}{2} - a_{\text{ТФ}}, \quad (7)$$

$$\Psi_C = \sqrt{\frac{2U(x_C)}{pv}} = \Psi_L \left(1 - \frac{2a_{\text{ТФ}}}{d}\right).$$

Тогда фазовая площадь захваченного в каналирование пучка будет равна  $S_C = \pi x_C \Psi_C$ . Если на кристалл падает пучок с угловой расходимостью  $\pm\phi$ , существенно превышающей  $\pm\Psi_C$  (наиболее характерный случай), то вероятность захвата в каналирование  $\eta_0$  составит

$$\eta_0 = \frac{\pi x_C \Psi_C}{2d\phi}. \quad (8)$$

**1.1. Изогнутый кристалл.** На выходе из прямого кристалла каналированные и рассеянные частицы будут двигаться вместе. Для их пространственного разделения и обеспечения возможности управления каналированным пучком Э. Н. Цыганов в 1976 г. предложил использовать изогнутый кристалл [4]. В 1979 г. эта идея была впервые подтверждена экспериментом, выполненным совместной группой ОИЯИ–FNAL на выведенном пучке протонов с энергией 8,4 ГэВ синхрофазотрона ОИЯИ [5]. В то же время были опубликованы результаты исследований по отклонению электронов с энергией 900 МэВ, выполненных в Томском политехническом институте [6], и, несколько позже, исследований пучков вторичных частиц с импульсом до 12 ГэВ/с, проведенных в ЦЕРН [7].

Уравнение поперечного движения частиц в изогнутом по радиусу  $R$  кристалле в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\frac{d^2x}{ds^2} + \Omega^2 x = \frac{1}{R}. \quad (9)$$

Решение этого уравнения представляет собой гармонические колебания, которые в отличие от прямого кристалла совершаются относительно центра, смещенного в направлении радиуса изгиба кристалла на величину

$$\bar{x} = \frac{1}{\Omega^2 R} = \frac{pvx_C}{U'(x_C)R}, \quad (10)$$

где

$$U'(x_C) = \left. \frac{dU}{dx} \right|_{x=x_C}.$$

Смещение центра колебаний увеличивается с уменьшением радиуса изгиба кристалла. При некотором радиусе изгиба  $R$  (критический радиус), равном

$$R_C = \frac{pv}{U'(x_C)}, \quad (11)$$

центр колебаний достигает границы рабочей области  $\bar{x} = x_C$ . Чтобы иметь достаточно интенсивный каналированный пучок, радиус изгиба должен удовлетворять требованию  $R > 3R_C$ . Величина  $R_C$  растет пропорционально энергии частиц. Например, при энергии протонов 70 ГэВ значение  $R_C$  для кристалла кремния ориентации (110) составляет 15,3 см, а при энергии в области нескольких ТэВ достигает метров.

Смещение центра колебаний (10) с учетом (11) можно представить в виде

$$\bar{x} = \frac{R_C}{R} x_C. \quad (12)$$

Движение частиц относительно смещенного центра на фазовой плоскости будет представляться системой концентрических эллипсов (5) при замене в

них  $x$  на  $x - \bar{x}$ . Полуоси эллипса, ограничивающего область захватываемых в каналирование частиц, в этом случае будут равны

$$\begin{aligned} A_{\max} &= x_C \left(1 - \frac{R_C}{R}\right), \\ x'_{\max} &= A_{\max} \Omega = \Psi_C \left(1 - \frac{R_C}{R}\right), \end{aligned} \quad (13)$$

а вероятность захвата частиц

$$\eta = \frac{\pi x_C \Psi_C}{2d\phi} \left(1 - \frac{R_C}{R}\right)^2 = \eta_0 \left(1 - \frac{R_C}{R}\right)^2 \quad (14)$$

по сравнению с прямым кристаллом уменьшится на множитель  $(1 - R_C/R)^2$ .

Уравнение (9) можно представить в виде

$$pv \frac{d^2 x}{ds^2} + \frac{dU_{\text{эф}}}{dx} = 0,$$

где

$$U_{\text{эф}} = \frac{4U_0}{d^2} x^2 - \frac{pv}{R} x \quad (15)$$

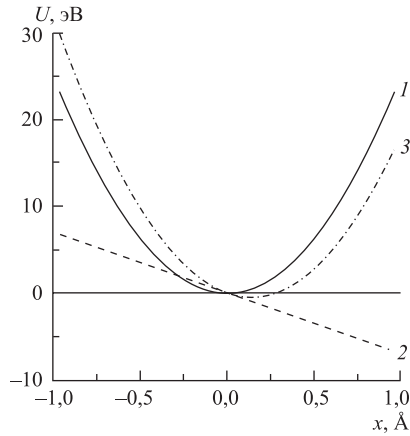


Рис. 1. Вид потенциальной ямы для прямого (1) и изогнутого (3) кристаллов; 2 — «центробежный» потенциал

является эффективным потенциалом, представляющим суперпозицию межплоскостного и «центробежного» потенциалов (см. рис. 1). Из сопоставления прямого и изогнутого кристаллов (рис. 1) видно, что в изогнутом кристалле потенциальная яма сужается, а ее глубина уменьшается.

Потенциал (15) определен с точностью до постоянного члена. Его обычно выбирают так, чтобы минимум потенциальной ямы был расположен на оси  $x$ . В частности, если (15) дополнить постоянным членом  $U(x_C)(R_C/R)^2$ , то выражение для  $U_{\text{эф}}$  можно представить в виде

$$U_{\text{эф}}(x) = U(x_C) \left[ \frac{x - \bar{x}}{x_C} \right]^2. \quad (16)$$

Отсюда следует, что  $U_{\text{эф}}$  в изогнутом кристалле в приближении гармонического потенциала также является гармоническим.

На практике часто возникает необходимость использования кристалла, изогнутого на фиксированный радиус  $R$ , для отклонения пучков частиц в широком диапазоне энергий. В этом случае также можно получить в явном виде зависимость вероятности захвата частиц от их энергии, введя понятие критической энергии  $(pv)_C = U'(x_C)R$ . Тогда смещение центра колебаний (10) примет вид

$$\bar{x} = \frac{pv}{(pv)_C} x_C, \quad (17)$$

а глубина потенциальной ямы будет равна

$$U_{\text{эф}}(x_C) = U(x_C) \left[ 1 - \frac{pv}{(pv)_C} \right]^2. \quad (18)$$

Продельвая такие же выкладки, как при выводе формулы (14) для вероятности захвата частиц в режим каналирования, получаем

$$\eta = \eta_0 \left[ 1 - \frac{pv}{(pv)_C} \right]^2. \quad (19)$$

Здесь  $\eta_0$  уже не является постоянной величиной, а зависит через  $\Psi_C$  от  $\rho v$  (см. (7) и (8)). Величина  $(pv)_C$  для кристалла кремния ориентации (110), изогнутого по радиусу  $R = 1$  м, составляет  $\sim 400$  ГэВ.

**1.2. Деканализирование.** В процессе каналирования частицы, находящиеся в потенциальной яме в области, ограниченной  $x_C \leq d/2 - a_{\text{ТФ}}$ , будут испытывать многократные столкновения в основном с электронами и постепенно выбывать из нее. Такого типа процессы обычно рассматривают в рамках диффузионной теории. Здесь мы не будем останавливаться на выводе диффузионного уравнения для функции распределения частиц и деталей его решения (эти вопросы подробно изложены в [2, 3, 8]), а обсудим лишь основные результаты.

В глубине изогнутого кристалла  $S$  доля каналированных частиц независимо от начальных условий будет убывать по экспоненциальному закону  $\sim e^{S/L_D}$ , где  $L_D$  — длина деканализирования. Она определяется следующим выражением:

$$L_D = \frac{64U_{\text{эф}}(x_C)}{9\pi^2 D_0}. \quad (20)$$

Здесь  $D_0$  — коэффициент трения, связанный со средним квадратом угла рассеяния  $\theta$  соотношением

$$D_0 = \frac{pv}{2} \left\langle \frac{(\delta\theta)^2}{\delta s} \right\rangle. \quad (21)$$



Подставляя в (20) значения  $U_{\text{эф}}(x_C)$  из (16) и (18), можно записать выражения для длин деканализации в зависимости от радиуса изгиба кристалла и энергии частиц в виде

$$L_D = L_D^0 \left(1 - \frac{R_C}{R}\right)^2 \quad \text{или} \quad L_D = L_D^0 \left(1 - \frac{pv}{(pv)_C}\right)^2, \quad (22)$$

где

$$L_D^0 = \frac{64U(x_C)}{9\pi^2 D_0} \quad (23)$$

является длиной деканализации в прямом кристалле.

Чтобы выявить зависимость  $L_D^0$  от характеристик кристалла и энергии каналируемых частиц, представим  $\langle(\delta\theta)^2/\delta s\rangle$ , следуя Линдхарду [1], в виде

$$\left\langle \frac{(\delta\theta)^2}{\delta s} \right\rangle = \frac{m_e v^2}{2(pv)^2} \left( \frac{\delta E}{\delta s} \right)_{\text{ам}} \frac{n_{\text{эл}}(x)}{n_{\text{ам}}}, \quad (24)$$

где  $n_{\text{эл}}(x)$  — плотность электронов в межплоскостном пространстве;  $n_{\text{ам}}$  — усредненная (аморфная) плотность электронов;  $m_e$  — масса покоя электрона;  $(\delta E/\delta s)_{\text{ам}}$  — средние ионизационные потери энергии в аморфном веществе. Потенциал  $U(x)$  также возьмем в аппроксимации Линдхарда [1]. Тогда в области релятивистских энергий частиц ( $\gamma \gg 1$ ) получим для  $L_D^0$  окончательную формулу

$$L_D^0 = \frac{256}{9\pi^2} \frac{pv}{\ln(2E_0\gamma/I) - 1} \frac{a_{\text{ТФ}}d}{Z_i r_e E_0}, \quad (25)$$

где  $E_0 = 0,511$  МэВ — энергия покоя электрона;  $r_e$  — классический радиус электрона;  $Z_i e$  — заряд каналируемой частицы;  $I$  — ионизационный потенциал, равный для кремния 172 эВ.

Из (25) видно, что  $L_D^0$  примерно линейно растет с энергией частиц. Постепенное ослабление этой зависимости дает логарифмический член в знаменателе.

В изогнутом кристалле зависимость длины деканализации от энергии меняется радикальным образом. В этом случае, как следует из (22) и (25),  $L_D \sim pv(1 - pv/(pv)_C)^2$  (здесь не учитывается слабая логарифмическая зависимость). Наибольшего значения  $L_D$  достигает при  $pv = (pv)_C/3$ , что следует из условия максимума

$$\frac{d}{d(pv)} \left[ pv \left(1 - \frac{pv}{(pv)_C}\right)^2 \right] = 0.$$

### 1.3. Эффективность отклонения пучков частиц изогнутым кристаллом.

Эффективность отклонения частиц  $F$  определяется как отношение интенсивности отклоненного пучка частиц к интенсивности пучка на входе в кристалл. Для оценки этой величины мы имеем все необходимые составляющие: вероятность захвата частиц в каналирование и длину деканалирования, определяющую темп выхода частиц из режима каналирования. Выражение для  $F$  в соответствии с (8), (14) и (22) можно представить в универсальном виде

$$F = \eta_0(1 - \rho)^2 \exp\left(\frac{-R\Theta}{L_D^0(1 - \rho)^2}\right) = \\ = \eta_0(1 - \rho)^2 \exp\left(\frac{-\Theta}{\rho(1 - \rho)^2\Theta_D}\right), \quad (26)$$

где  $\rho = R_C/R$ ;  $\Theta$  — угол отклонения частицы кристаллом;  $\Theta_D = L_D^0/R_C$  — практически постоянная величина, зависящая от свойств кристалла и определяющая максимально возможный угол отклонения частиц ( $\sim 0,3$  рад в Si с ориентацией (110)). Расчеты эффективности вывода протонного пучка из ускорителя в зависимости от длины изогнутого кристалла с использованием этой формулы и прямого компьютерного моделирования показали хорошее согласие результатов вплоть до достаточно коротких длин кристаллов,  $\sim 2$  мм (см. рис. 2).

## 2. ИДЕОЛОГИЯ ЭФФЕКТИВНОГО ВЫВОДА УСКОРЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ ИЗОГНУТЫХ КРИСТАЛЛОВ. СХЕМЫ ВЫВОДА НА УСКОРИТЕЛЕ ПРОТОНОВ ИФВЭ

Межплоскостные электрические поля в кристаллах достигают предельно высоких значений,  $\approx 10^9$  В/см и выше. В кристалле, изогнутом по дуге окружности радиуса  $R$ , для частицы, двигающейся по центру потенциальной ямы, будем иметь

$$\frac{pv}{R} = U'(\bar{x}) = \frac{8U_0}{d^2}\bar{x} = U'(x_C)\frac{R_C}{R}. \quad (27)$$

Полагая  $R = 3R_C$ , из (27) для кристалла кремния ориентации (110) получим

$$\frac{pv}{3R_C} \approx 1,33 \cdot 10^9 \text{ эВ/см.}$$

Соотношение (27) можно записать через величину эквивалентного магнитного поля  $B_{\text{эКВ}}$

$$\frac{pv}{R} = 300\frac{v}{c}B_{\text{эКВ}}, \quad (28)$$

где  $B_{\text{эКВ}}$  — в эрстедах,  $pv/R$  — в эВ/см,  $v/c \approx 1$  для ультрарелятивистских частиц. Из (27) и (28) для  $B_{\text{эКВ}}$  при  $R = 3R_C$  будем иметь  $B_{\text{эКВ}} = 440$  Тл.

Представим теперь, что частицы с энергией  $pv$  отклоняются на одинаковые углы изогнутым кристаллом и магнитом:  $\Theta = L_K/R_K = L_M/R_M$ , где  $L_K, R_K$  — длина и радиус изгиба кристалла и  $L_M, R_M$  — соответствующие величины для магнита. При этом также должно выполняться соотношение  $B_{\text{экв}}L_K = B_M L_M$ . Поскольку в обычных магнитах  $B_M \leq 2$  Тл, а в сверхпроводящих  $B_M \leq 10$  Тл, то требуемая длина изогнутого кристалла кремния ориентации (110) будет в 220 и 44 раза меньше длины обычного и сверхпроводящего магнита соответственно.

Таким образом, с помощью достаточно миниатюрных кристаллов длиной от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров можно решать многие проблемы управления пучками частиц, и в частности использовать их для вывода ускоренных пучков протонов из ускорителей высоких энергий. Такое предложение было сделано Д. Г. Кошкаревым в 1977 г. [9]. Первый эксперимент в этом направлении был осуществлен группой Э. Н. Цыганова на синхротроне ОИЯИ в 1984 г. при энергии ускоренных протонов 8,4 ГэВ [10]. Для вывода использовался кристалл кремния ориентации (111) с размерами  $11 \times 10 \times 0,4$  мм (длина, высота, толщина), изогнутый на угол 35 мрад. Наведение ускоренного пучка на кристалл осуществлялось путем уменьшения радиуса равновесной орбиты. Полученная эффективность вывода (отношение интенсивности выведенного пучка к интенсивности наведенного на кристалл пучка) составляла  $10^{-4}$ . В 1989 г. на ускорителе У-70 ИФВЭ был осуществлен вывод пучка протонов с энергиями 50 и 70 ГэВ в один из существующих каналов вторичных частиц [11]. Чтобы направить выводимый пучок в этот канал, необходимо было кристалл кремния ориентации (111) с размерами  $65 \times 15 \times 0,6$  мм изогнуть на большой угол,  $\sim 85$  мрад. Ускоренный пучок подводился к кристаллу с помощью локального искажения орбиты. Эффективность этого вывода составила  $\sim 10^{-4}$  и впоследствии была доведена до  $10^{-3}$  при использовании тонких углеродных пленок для предварительного рассеяния протонного пучка на малые углы.

На ускорителе SPS в ЦЕРН в 1993 г. были проведены исследования вывода пучка протонов с энергией 120 ГэВ при использовании изогнутых на угол 8,5 мрад кристаллов кремния ориентации (110) с размерами  $30 \times 18 \times 1,5$  мм [12]. Для наведения на кристалл ускоренный пучок возмущался в горизонтальной плоскости электрическим полем конденсаторных пластин. Поле между конденсаторными пластинами представляло собой белый шум и обеспечивало среднеквадратичное отклонение частиц  $\sim 0,001$  мкрад при каждом прохождении. Эффективность вывода при этом составляла  $\sim 10\%$ , а при энергии 270 ГэВ достигала 20%.

Интересные исследования по выводу ускоренного с энергией 900 ГэВ пучка протонов были проведены в 1995 г. на сверхпроводящем ускорителе FNAL [13]. В этих экспериментах использовался изогнутый на угол 0,64 мрад кристалл кремния ориентации (110) с размерами  $40 \times 10 \times 3$  мм. Отклоне-

ние пучка кристаллом осуществлялось в вертикальной плоскости, а наведение пучка — в горизонтальной плоскости. Пучок наводился на кристалл отклонением его дефлектором либо путем возбуждения диффузии частиц. В экспериментах была показана уникальная возможность совместности вывода частиц из гало пучка с работой ускорителя в коллайдерном режиме. Эффективность вывода пучка достигала величины  $\sim 30\%$ .

Причина невысокой эффективности вывода в этих экспериментах заключается в том, что при больших длинах и углах изгиба кристаллов захват частиц в каналирование происходит в основном при первом прохождении кристалла. Не захваченные в каналирование частицы сильно рассеиваются и в конечном итоге теряются. Для реализации эффективного многооборотного вывода, когда частицы, не захваченные при первом прохождении кристалла, могут захватиться при последующих прохождениях, как показали расчеты [14, 15], требуются кристаллы небольшой длины с малыми углами изгиба. Эффективность захвата частиц в каналирование в этом случае можно оценить, исходя из следующих соображений. Как правило, регулярная кристаллическая структура приповерхностного слоя кристалла толщиной  $10 \div 30$  мкм нарушается в процессе его обработки. Частицы при прохождении этого слоя будут испытывать многократное кулоновское рассеяние, а часть из них потеряется в результате ядерных взаимодействий. При последующем попадании в кристалл, но уже в его регулярную часть, пучок на входе будет иметь гауссово распределение со среднеквадратичным углом  $\sigma$ , определяемым формулой

$$\sigma = \frac{13,6(\text{МэВ}/c)}{p(\text{МэВ}/c)} \sqrt{\frac{L}{L_R}} \left[ 1 + \frac{1}{9} \lg \left( \frac{L}{L_R} \right) \right], \quad (29)$$

где  $L$  — длина кристалла;  $L_R$  — радиационная длина, равная в кремнии 9,36 см. В последующих прохождениях частицами кристалла среднеквадратичный угол рассеяния  $\sigma$  будет расти по закону  $\sigma_k = \sqrt{k}\sigma$ , где  $k$  — число прохождений.

При первом прохождении регулярной части кристалла доля выведенных частиц составит  $P_1 = F_1 W$ , где  $W = e^{-L/L_N}$  определяет долю частиц, оставшихся в пучке после прохождения аморфного слоя,  $L_N$  — ядерная длина, равная в кремнии 45 см. Величина  $F_1$  является эффективностью отклонения частиц кристаллом на заданный угол  $\Theta$  и определяется формулой (26), которая в случае гауссова распределения частиц на входе в кристалл принимает вид

$$F_1 = \Phi(x) \frac{\pi x_C}{2d} (1 - \rho)^2 \exp \left( -\frac{\Theta}{\rho(1 - \rho)^2 \Theta_D} \right). \quad (30)$$

Здесь  $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-t^2/2} dt$  — интеграл вероятности;  $\rho = R_C/R$ ;  $x = \Psi_C/\sigma$  (для  $k$ -го прохождения  $x = \Psi_C/(\sqrt{k}\sigma)$ ). Из доли не захваченных в

режим каналирования частиц  $W(1 - F_1)$  при повторном прохождении будет выведено  $W^2(1 - F_1)F_2$  частиц и останется  $W^2(1 - F_1)(1 - F_2)$ . Из них в третьем прохождении захватится в режим каналирования доля частиц  $W^3(1 - F_1)(1 - F_2)F_3$  и т.д. Эту последовательность вероятностей захвата частиц при каждом прохождении кристалла можно объединить в формулу

$$P = \sum_{K=1}^N P_K = F_1 W + \sum_{K=2}^N F_K W^K \prod_{m=1}^{K-1} (1 - F_m). \quad (31)$$

Результаты расчетов эффективности вывода протонов по формулам (30) и (31) приведены на рис. 2. Расчеты проводились для кристаллов кремния разной длины с ориентацией (110), отклоняющих пучок протонов с энергией 70 ГэВ на фиксированный угол 2 мрад. Там же (темными квадратами) показаны результаты прямого компьютерного моделирования. Различие результатов при малых длинах кристаллов объясняется тем, что в расчетах по формуле (31), в отличие от компьютерного моделирования [14, 15], не учитывается судьба деканалированных частиц, некоторая доля которых, прошедшая большую часть кристалла в режиме каналирования, также может быть выведена.

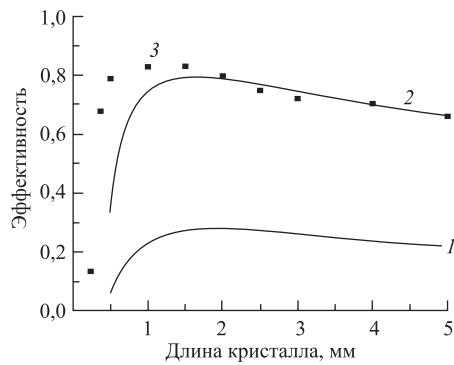


Рис. 2. Зависимость эффективности вывода от длины кристалла для однооборотного (1) и многооборотного (2) вывода; 3 — прямое компьютерное моделирование

представляют большой интерес, поскольку реализация такого вывода открывает новые, более эффективные подходы к планированию и проведению экспериментов на ускорителях высоких энергий.

**2.1. Движение частиц в магнитном поле циклических сильнофокусирующих ускорителей.** Как известно [16], в циклических ускорителях с сильной фокусировкой в области устойчивости движение частиц относительно равновесной орбиты в вертикальной и горизонтальной плоскостях можно предста-

Как видно из рис. 2, при многооборотном выводе по сравнению с однооборотным можно достичь примерно в 3 раза больших эффективностей вывода. При этом максимальные эффективности (~80%) обеспечивают короткие кристаллы длиной  $\sim 1 \div 2$  мм. Что касается ограничений на толщину кристаллов, то они довольно расплывчаты, и, как показывают оценки, можно использовать кристаллы толщиной  $0,3 \div 0,6$  мм без существенного влияния на эффективность.

Исследования многооборотного вывода ускоренного пучка частиц с помощью изогнутых кристаллов

вить в виде

$$\begin{aligned} x(s) &= \sqrt{E\beta} \cos(\Psi + \delta), \\ x'(s) &= -\sqrt{\frac{E}{\beta}} \alpha \cos(\Psi + \delta) - \sqrt{\frac{E}{\beta}} \sin(\Psi + \delta), \end{aligned} \quad (32)$$

где  $s$  — продольная координата вдоль равновесной орбиты;  $\alpha$  и  $\beta$  — структурные функции ускорителя, при этом  $\beta' = -2\alpha$ ,  $\Psi' = 1/\beta$ ;  $E$  и  $\delta$  — произвольные постоянные, зависящие от начальных условий.

Исключая из (32) тригонометрические функции, найдем первый интеграл движения, определяющий на фазовой плоскости  $(x, x')$  эллипс, ограничивающий пучок частиц:

$$x^2\gamma + 2\alpha xx' + \beta x'^2 = E, \quad (33)$$

где  $\gamma = (1 + \alpha^2)/\beta$  и  $\gamma\beta - \alpha^2 = 1$ . Здесь  $E$  является инвариантом, равным эмиттансу пучка. Коэффициенты  $\gamma$  и  $\beta$  непосредственно связаны с проекциями эллипса на угловую  $x'$  и пространственную  $x$  оси координат соответственно (см. рис. 3). При этом

$$\left( x_{\max} = \sqrt{\beta E}, \quad x' = -\frac{\alpha}{\beta} x_{\max} \right), \quad \left( x = -\frac{\alpha}{\gamma} x'_{\max}, \quad x'_{\max} = \sqrt{\gamma E} \right). \quad (34)$$

Из рис. 3 видно, что  $x_{\max}$  и  $x'_{\max}$  играют роль пространственной и угловой огибающих пучка частиц. Коэффициент  $\alpha$  определяет наклон эллипса.

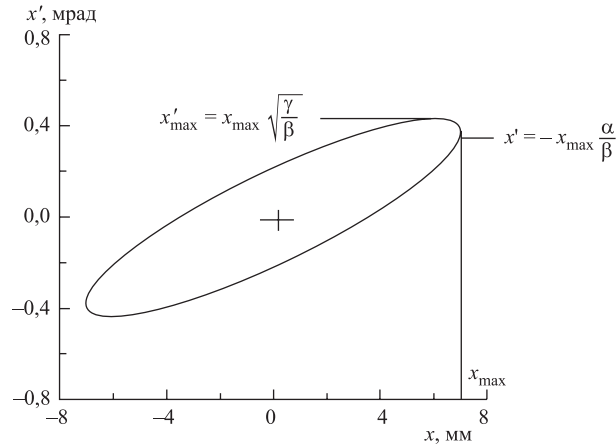


Рис. 3. Фазовый портрет циркулирующего пучка

Если измерить полуразмер пучка  $x_{\max}$ , то из (34) можно вычислить его фазовую площадь  $S = \pi E = \pi(x_{\max}^2/\beta)$  и максимальный угол частиц в пучке

$x'_{\max} = x_{\max} \sqrt{\gamma/\beta}$ . В частности, определенная таким способом фазовая площадь ускоренного пучка в горизонтальной плоскости ускорителя У-70 ИФВЭ, в которой осуществляется вывод, примерно равна  $2\pi$  мм · мрад при интенсивности выше  $10^{12}$  протонов за цикл ускорения.

Пучок частиц, наводимый на кристалл в этой плоскости, начинает соприкасаться с ним в точке  $x_{\max}$ ,  $x' = -(\alpha/\beta)x_{\max}$ . Поскольку в приповерхностном слое кристаллическая структура, как правило, оказывается нарушенной, то при первом прохождении пучка через кристалл он будет испытывать многократное рассеяние, приводящее к увеличению амплитуды колебаний:

$$X = \sqrt{x_{\max}^2 + \beta^2 \sigma^2}, \quad \Delta X = \sqrt{x_{\max}^2 + \beta^2 \sigma^2} - x_{\max} = \frac{\beta^2 \sigma^2}{2X},$$

где  $X \approx x_{\max}$ ;  $\sigma$  — среднеквадратичный угол рассеяния, определяемый формулой (29). Это обстоятельство, как мы уже видели, важно учитывать при расчетах эффективности вывода пучка частиц с помощью изогнутого кристалла.

Остановимся еще на двух моментах, которые надо иметь в виду при создании вывода с использованием изогнутых кристаллов. Для получения эффективного вывода, как мы видели, угол отклонения частиц кристаллом  $\Theta$  должен быть небольшим. Поэтому для вывода пучка из ускорителя необходима установка на трассе отклоненного пучка дополнительных отклоняющих магнитов. При этом взаимное расположение кристалла и первого магнита должно быть таким, чтобы выводимый пучок попадал в рабочую апертуру магнита. Второй момент связан с наведением пучка на кристалл.

Для рассмотрения этих вопросов воспользуемся известной формулой, определяющей движение частиц на произвольном отрезке  $(s_2 - s_1)$  магнитной структуры ускорителя [16]:

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ x'_2 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} (\cos \Delta\Psi + \alpha_1 \sin \Delta\Psi) & \sqrt{\beta_1 \beta_2} \sin \Delta\Psi \\ -\frac{(1 + \alpha_1 \alpha_2) \sin \Delta\Psi + (\alpha_2 - \alpha_1) \cos \Delta\Psi}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}} & \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} (\cos \Delta\Psi - \alpha_2 \sin \Delta\Psi) \end{bmatrix} \times \begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{pmatrix}, \quad (35)$$

где  $\Delta\Psi = (\Psi_2 - \Psi_1)$  — набег фазы на этом отрезке. Чтобы определить отклонение пучка кристаллом  $x_2$  в месте размещения первого дополнительного магнита, подставим в (35) вместо  $x_1$  и  $x'_1$  их значения  $x_{\max}$  и  $\left(-\frac{\alpha_1}{\beta_1} x_{\max} + \Theta\right)$

соответственно и, проведя несложные вычисления, получим

$$x_2 = x_{\max} \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} \cos \Delta\Psi + \sqrt{\beta_1\beta_2} \Theta \sin \Delta\Psi. \quad (36)$$

Для оптимизации взаимного положения кристалла и следующего за ним отклоняющего магнита найдем, решая уравнение  $\frac{dx_2}{d(\Delta\Psi)} = 0$ , оптимальную величину набега фаз и из (36) соответствующее ей оптимальное значение  $x_2$

$$(x_2)_{\text{опт}} = \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1} (x_{\max}^2 + \beta_1^2 \Theta^2)}. \quad (37)$$

Наведение ускоренного пучка на кристалл можно осуществить, например, путем организации регулируемого локального искажения замкнутой орбиты (так называемого бампа). Для этого в самом простейшем варианте достаточно использовать два магнитных блока ускорителя, отстоящих друг от друга на расстоянии половины длины волны бетатронных колебаний. С помощью дополнительных обмоток в первом магнитном блоке создается возмущение магнитного поля  $\Delta B$ , нарастающее в процессе наведения пучка. Как правило, длина магнитного блока в сильнофокусирующих ускорителях много меньше длины волны бетатронных колебаний и действие возмущающего поля  $\Delta B$  сводится в точечном приближении к изменению угла орбиты в центре магнита  $\Delta x'_0 = (\Delta B/B_0)(L/R_0)$ , где  $L$  — длина блока,  $B_0$  — индукция основного магнитного поля на орбите радиуса  $R_0$ . Подставляя в (35) начальные значения в центре возмущающего магнитного блока  $x_1 = 0$  и  $x'_1 = \Delta x'_0$ , для возмущенной орбиты получаем

$$\begin{cases} x_\delta = \sqrt{\beta_1\beta_2} \Delta x'_0 \sin \Delta\Psi, \\ x'_\delta = \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} (\cos \Delta\Psi - \alpha_2 \sin \Delta\Psi) \Delta x'_0 = \frac{x_\delta}{\beta_2} \left( \frac{\cos \Delta\Psi}{\sin \Delta\Psi} - \alpha_2 \right), \end{cases} \quad (38)$$

где  $\beta_1$  — структурная функция в центре первого магнита;  $\beta_2$  и  $\alpha_2$  — структурные функции ускорителя в месте расположения кристалла;  $\Delta\Psi$  — набег фазы между центром первого магнита и кристаллом. Если теперь во втором магнитном блоке, отстоящем от первого на половину длины волны бетатронных колебаний, создать компенсирующее возмущение поля, то вне области бампа орбита будет иметь вид, близкий к исходному.

Из (38) следует, что с нарастанием бампа пропорционально меняется угол его наведения на кристалл. В результате возникает нарастающее несоответствие между угловым положением кристалла и пучком (см. рис. 4), что



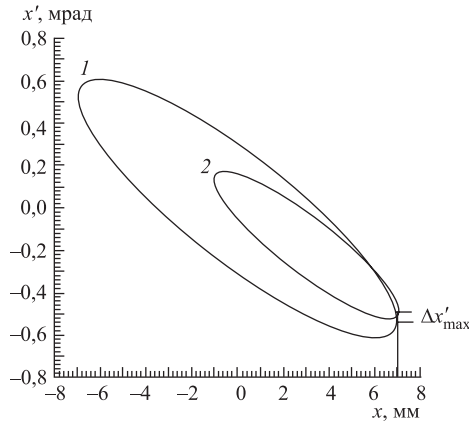


Рис. 4. Эллипсы  $x_{\max} = 7$  мм (1) и  $x_{\max} = 4$  мм (2) (смещенный бампом на 3 мм)

звоняющих менять не только координату, но и угол наклона орбиты на азимуте кристалла. В простейшем случае величина расстройки по углу при полном наведении пучка на кристалл будет равна

$$\Delta x'_{\max} = \frac{x_{\max} \cos \Delta \Psi}{\beta_2 \sin \Delta \Psi}, \quad (40)$$

где  $x_{\max}$  — полуразмер пучка. Чтобы эффективность вывода не менялась в процессе наведения пучка, величина  $\Delta x'_{\max}$  не должна превышать угол Линдхарда.

**2.2. Схемы вывода пучка протонов кристаллом на ускорителе У-70 ИФВЭ.** При отклонении ускоренного пучка кристаллом на малые углы ( $1 \div 2$  мрад) его невозможно непосредственно вывести из ускорителя из-за относительно небольших длин прямолинейных промежутков. Поэтому дополнительно пришлось использовать несколько септум-магнитов существующей системы вывода. Поскольку основные экспериментальные установки на У-70 привязаны к этой трассе вывода, то вывод пучка с помощью кристалла сразу можно было бы использовать для проведения ряда физических экспериментов.

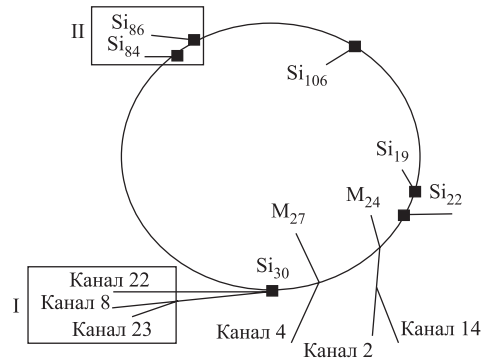
В разных местах ускорителя были установлены три однотипные кристаллические станции Si<sub>19</sub>, Si<sub>22</sub> и Si<sub>106</sub>, указанные на рис. 5. Здесь индекс обозначает номер прямолинейного промежутка либо номер магнита, в котором установлен кристалл. Каждая из станций может обеспечивать вывод протонного пучка в направлении существующей трассы вывода при соответствующей комбинации бампов.

в конечном счете приводит к уменьшению эффективности вывода. Этот эффект пропадает при условии

$$\frac{\cos \Delta \Psi}{\sin \Delta \Psi} - \alpha_2 = 0. \quad (39)$$

Для канонического эллипса ( $\alpha_2 = 0$ ) это условие сводится к  $\cos \Delta \Psi = 0$ , т. е. к  $\Delta \Psi = \pm \pi/2$ . В действующем ускорителе эти условия трудно выполнимы, поскольку нужные места для установки кристаллов, как правило, бывают заняты другими системами, а для имеющихся мест требуется организация более сложных бампов, позволяющих менять не только координату, но и угол наклона орбиты на азимуте кристалла.

Рис. 5. Схема вывода пучков из У-70: Si<sub>19</sub>, Si<sub>22</sub>, Si<sub>30</sub>, Si<sub>84</sub>, Si<sub>106</sub> — изогнутые кристаллы; M<sub>24</sub>; M<sub>27</sub> — внутренние мишени; I — зона экспериментальных установок; II — зона исследований кристаллов



Кроме этих станций на ускорителе были еще размещены станции Si<sub>30</sub>, Si<sub>84</sub> и Si<sub>86</sub>. Кристаллическая станция Si<sub>30</sub> служит для отбора от выведенного в направлении канала 8 пучка малой доли частиц ( $\sim 10^7$  протонов) и отклонения их в канал 22 (угол отклонения  $\sim 9$  мрад). Кристаллические станции Si<sub>84</sub> и Si<sub>86</sub> расположены в тестовой зоне и предназначены для испытания кристаллов перед их установкой в рабочие станции Si<sub>19</sub>, Si<sub>22</sub> и Si<sub>106</sub>, а также для проведения ряда исследований, в частности исследования режимов коллимации пучков с использованием изогнутых кристаллов. Остановимся более детально на выбранных схемах вывода ускоренного пучка с использованием изогнутых кристаллов. На рис. 6 приведены две из этих схем вывода. В первой схеме кристаллическая станция Si<sub>19</sub> с двумя кристаллами (один резервный) установлена в прямолинейном промежутке 19 (ПП-19). Она обеспечивает независимое перемещение каждого из кристаллов по радиусу и изменение его угловой ориентации относительно пучка. Наведение пучка на кристалл осуществляется методом локального искажения орбиты двумя парами магнитных блоков (магнитные блоки 15/21 и 16/22). Частицы, наведенные на кристалл и захваченные в режим каналирования, отклоняются кристаллом на угол  $\sim 1,7 \div 2,5$  мрад (в зависимости от угла изгиба кристалла) и попадают в апертуру септум-магнита ОМ20, минуя токовую перегородку. Отклоняясь затем септум-магнитами ОМ22 и ОМ26 (кривая 2 на рис. 6), частицы выводятся из вакуумной камеры ускорителя в прямолинейном промежутке 30. Эта схема, как мы увидим ниже, в разд. 4, привлекательна тем, что на ее базе была организована одновременная работа вывода пучка с помощью кристалла и двух внутренних мишеней M<sub>24</sub> и M<sub>27</sub> (кривая 1 на рис. 6). При использовании другой кристаллической станции, Si<sub>22</sub>, размещенной в середине магнитного блока 22, вывод протонов был осуществлен через септум-магниты ОМ24 и ОМ26 (кривая 3 на рис. 6). В этом случае для наведения пучка используются две пары магнитных блоков: 20/26 и 18/30. При работе с третьей станцией, Si<sub>106</sub>, установленной в прямолинейном промежутке 106 (на рис. 6

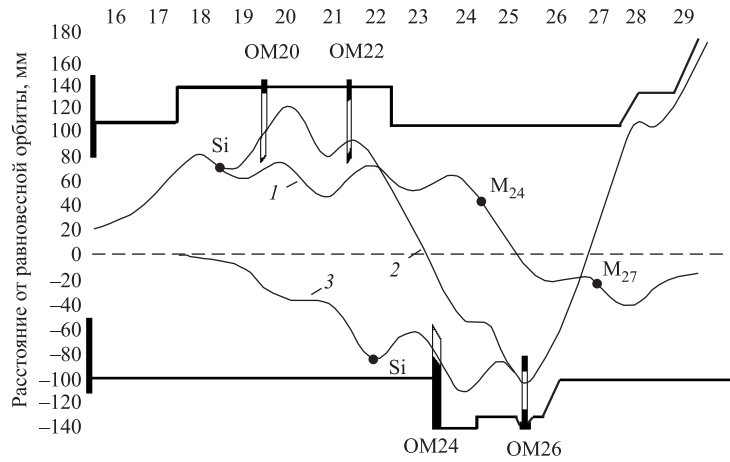


Рис. 6. Схемы вывода протонного пучка с помощью изогнутых кристаллов: 1 — траектория циркулирующего пучка при одновременном наведении на кристалл в прямолинейном промежутке 19 (Si) и внутренние мишени  $M_{24}$  и  $M_{27}$ ; 2 — трасса вывода пучка с кристалла  $K_{19}$  (Si); 3 — трасса вывода пучка с кристалла  $K_{22}$  (Si)

не показана), для наведения пучка на кристалл используются также две пары магнитных блоков: 103/109 в режиме обратной связи и 104/110 в режиме постоянного тока, а вывод пучка был осуществлен как через септум-магниты OM20, OM22 и OM26, так и через септум-магниты OM24 и OM26. Таким образом, третья схема в случае неполадок в первых двух может замещать любую из них.

В табл. 1 приведены значения структурных функций  $\alpha$  и  $\beta$  ускорителя У-70 в местах размещения кристаллов и первых септум-магнитов и величины набегов фаз  $\Delta\Psi$  между ними. В табл. 1 также приводятся вычисленные по формуле (36) расстояния  $x_2$  между выводимым и циркулирующим пучками

Таблица 1

Положение кристаллов	В месте расположения кристалла		Положение септум-магнитов OM	В месте расположения септум-магнитов			Расстояние $x_2$ между выводимым и циркулирующим пучками, мм	Толщина перегородки OM, мм
	$\beta_1$ , м	$\alpha_1$		$\beta_2$ , м	$\alpha_2$	$\Delta\Psi$		
ПП-19	24,54	1,872	ПП-20	21,75	-1,355	0,65	28,0	7,0
ПП-106	34,06	-1,923	ПП-20	21,75	-1,355	17,307	54,0	7,0
Блок 22	41,25	0,0	ПП-24	23,80	-1,123	0,74	42,2	2,4
ПП-106	34,06	-1,923	ПП-24	23,80	-1,123	19,336	31,8	2,4

для кристалла с углом изгиба  $\Theta = 2$  мрад и полуразмером ускоренного пучка  $x_{\max} = 7$  мм на входах первых септум-магнитов.

Из таблицы видно, что разделение пучков достаточно для заброса выводимого пучка в апертуру первых септум-магнитов. Более того, при выводе пучка по схемам  $Si_{106}$ –OM24–OM26 или OM20–OM22–OM26, а также  $Si_{22}$ –OM24–OM26 можно свободно использовать кристаллы с углами изгиба  $\sim 1$  мрад и, как мы увидим ниже (разд. 5), получать высокие эффективности вывода.

В табл. 2 приведены значения структурных функций в центрах первых магнитных блоков системы наведения пучка на кристалл и в местах расположения кристаллов, а также набег фаз между ними.

Таблица 2

Положение кристалла	Бамп	1-й блок бампа		Кристалл		$\Delta\Psi$	Расстройка по углу $\Delta x'_{\max}$ , мкрад
		$\beta_1$ , м	$\alpha_1$	$\beta_2$ , м	$\alpha_2$		
ПП-19	16–22	41,22	0,0	24,54	1,872	1,15	128
ПП-106	104–106	41,22	0,0	34,06	–1,923	1,056	116
Блок 22	20–26	36,03	0,0	41,25	0,0	1,108	85

Там же указаны рассчитанные по формуле (40) для  $x_{\max} = 7$  мм величины расстройки  $\Delta x'_{\max}$  по углу между пучком и кристаллом при полном наведении пучка на кристалл. Как эта расстройка влияет на эффективность вывода, мы обсудим ниже (см. разд. 5) вместе с результатами экспериментов.

### 3. ТИПЫ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ КРИСТАЛЛОВ И КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СТАНЦИИ

Для реализации рассмотренных схем вывода протонного пучка необходимо было найти решение весьма сложной проблемы изгиба коротких кремниевых кристаллов на малые углы. В экспериментах по выводу протонного пучка на ускорителе SPS (ЦЕРН) [12] был использован кристалл кремния U-образной формы, который обеспечивал равномерный изгиб рабочей области длиной 30 мм и шириной 22 мм на угол 8,5 мрад путем сжатия «ножек» толщиной 5 мм каждая. Наличие вещества «ножек» на пути частиц существенно снижало эффективность вывода. Такую конструкцию невозможно использовать для изгиба коротких кристаллов. Необходимо было найти способ существенного сокращения толщины «ножек». С этой целью на первом этапе наших экспериментов в Петербургском институте ядерной физики (ПИЯФ) был разработан кристалл O-образной формы, представляющий собой как бы два U-образных кристалла, состыкованных «ножками» (рис. 7). В этой конструкции толщина каждой «ножки» составляет 1 мм. Изгиб рабочей части

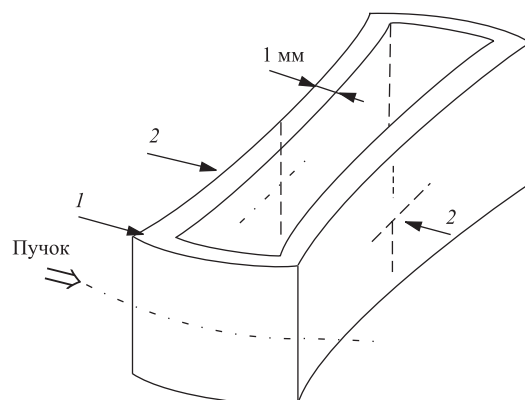


Рис. 7. Схема О-кристалла: 1 — рабочая часть; 2 — место установки сжимающего устройства

кристалла (1) размером  $5 \times 5 \times 0,6$  мм (длина вдоль пучка, высота, толщина) на малый угол  $1 \div 2$  мрад осуществляется путем сжатия «ножек» в районе их центральной части (2) с помощью специального устройства. На рис. 8 представлены образцы О-кристаллов вместе с устройствами для их изгиба.

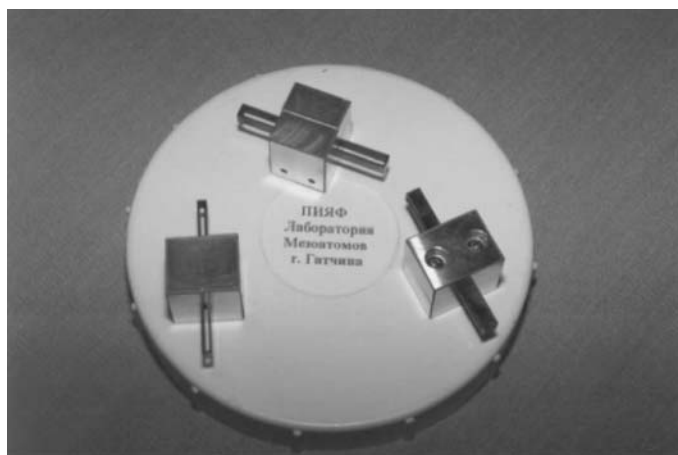


Рис. 8. Образцы О-кристаллов

Эксперименты с кристаллом такого типа, изогнутым на угол  $\sim 2$  мрад, показали достаточно высокую эффективность вывода,  $\sim 65\%$ .

Для дальнейшего повышения эффективности вывода необходимо было избавиться от вещества «ножек» на пути пучка. С этой целью был разработан новый способ изгиба кристалла в виде узкой полоски длиной по пучку  $\sim 2$  мм и высотой  $30 \div 40$  мм (П-кристалл), основанный на использовании анизотропных свойств кристаллических решеток. Из теории упругости известно, что при изгибе кристалла по высоте в поперечном направлении возникают деформации, в результате которых кристаллы принимают седлообразную или бочкообразную форму в зависимости от конкретных анизотропных свойств материала и ориентации кристалла. В кремниевых кристаллах наибольшие поперечные деформации образуются при ориентации (111), и кристаллы приобретают седлообразную форму (см. рис. 9). При этом изгиб кристалла по высоте на угол 100 мрад обеспечивает в поперечном направлении отклонение пучка на угол  $\sim 1$  мрад.

Именно такие кристаллы в виде полосок длиной по пучку  $\sim 2$  мм, подвергнутые специальной химической полировке, показали наилучшую эффективность вывода пучка,  $\sim 85\%$ . Общий вид изгибающего устройства вместе с кристаллом в виде узкой полоски показан на рис. 10.

Для использования изогнутых кристаллов в качестве устройств вывода пучка из ускорителя были созданы так называемые станции кристаллических дефлекторов и система управления ими. Таких станций в настоящее время на ускорителе смонтировано восемь. Три из них используются, как это описано в п. 2.2, для вывода пучка в зону расположения экспериментальных установок.

Типовая станция содержит два независимых механизма, обеспечивающих перемещение двух кристаллов в горизонтальной плоскости. Точность установки кристаллов относительно равновесной орбиты равна  $\sim 0,1$  мм.

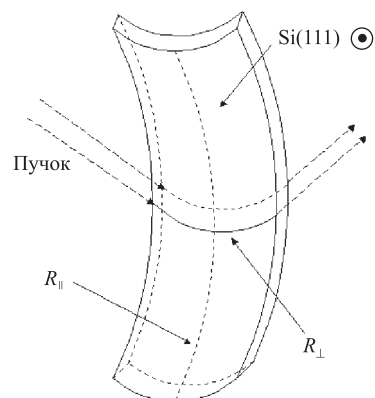


Рис. 9. Принцип изгиба кристалла-полоски

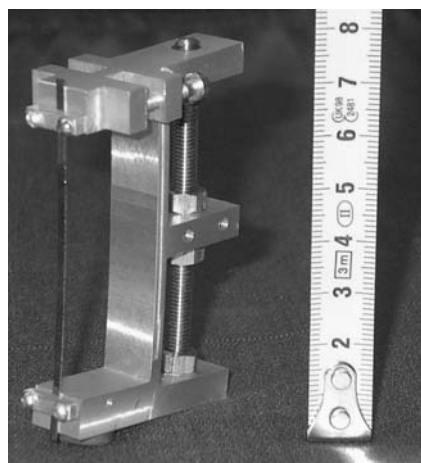


Рис. 10. Конструкция изгибающего устройства с кристаллом

Установка кристаллов по углу относительно наводимого на кристалл пучка обеспечивается с помощью механизмов углового перемещения на основе шаговых электродвигателей. Точность угловой установки кристалла составляет  $\sim 13,5$  мкрад.

Так как сам кристаллический дефлектор устанавливается на фиксированную координату и в цикле работы ускорителя не меняет своего положения, то его рабочая координата должна быть вне размеров рабочей апертуры ускорителя.

Основная операция при настройке вывода с помощью кристалла — это выбор правильной ориентации кристалла по углу относительно падающего на кристалл пучка. При монтаже рамки с кристаллом на станцию и при установке самой кристаллической станции в ускорителе появляются неопределенности в установке кристалла по углу относительно равновесной орбиты. Поэтому при реализации вывода осуществляется начальный поиск оптимального положения кристалла в достаточно широком диапазоне угловых перемещений. Диапазон перемещения по углу составляет  $35 \div 40$  мрад и ограничивается, как и диапазон перемещения по радиусу, концевыми выключателями.

Поскольку в процессе медленного наведения пучка на кристалл происходит некоторое рассогласование по углу между кристаллом и пучком, предусмотрен дополнительный режим коррекции угла в процессе вывода. Он обеспечивается подачей на управление шаговым двигателем заданного числа импульсов. Конкретное число шагов коррекции зависит от длительности вывода, а также доли пучка, наводимого на кристалл. Это число подбирается в процессе эксперимента по измеряемой величине эффективности вывода и равномерности во времени выведенной интенсивности пучка.



Рис. 11. Станция кристаллических дефлекторов, смонтированная на ускорителе У-70

Сами кристаллические станции после их монтажа на ускорителе становятся частью вакуумного объема ускорителя. Поэтому их конструкция рассчитана на рабочий уровень вакуума  $10^{-7}$  мм рт. ст.

На рис. 11 показана одна из смонтированных на ускорителе станций кристаллических дефлекторов.

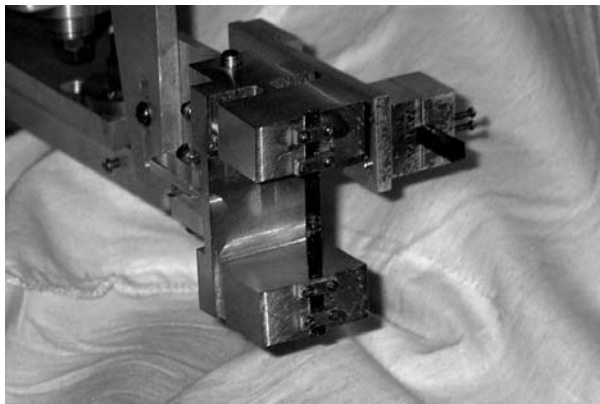


Рис. 12. Изогнутые кристаллы, установленные на станции

На рис. 12 показаны два кристаллических дефлектора, установленные на станции. Слева на рисунке показан П-кристалл с размерами  $5 \times 35 \times 0,5$  мм (длина, высота, толщина), справа — О-кристалл с размерами  $5 \times 5 \times 0,5$  мм (длина, высота, толщина).

#### 4. ДИАГНОСТИКА ПУЧКА ПРИ ВЫВОДЕ ИЗОГНУТЫМ КРИСТАЛЛОМ

Контролируемыми параметрами выведенного пучка являются его интенсивность, измеряемая в пределах  $10^9 \div 10^{12}$  протон/сброс, эффективность вывода, временная структура сброса, геометрические характеристики пучка в наиболее интересных точках трассы вывода, а также уровни радиационных потерь при выводе. Последняя характеристика не относится к прямым параметрам пучка, но имеет большое значение для оптимизации режимов наведения и при исследовательских работах. На рис. 13 показано размещение приборов диагностики пучка при работе с кристаллами, установленными в прямолинейных промежутках 106 и 19 (ПП-106 и ПП-19) ускорителя У-70.

Трассы вывода пучка при работе с этими кристаллами близки к трассе при медленном резонансном выводе, что позволяет при выводе кристаллами использовать единый парк диагностических приборов. В то же время ряд особенностей, характерных для каналированного пучка, потребовал специальных



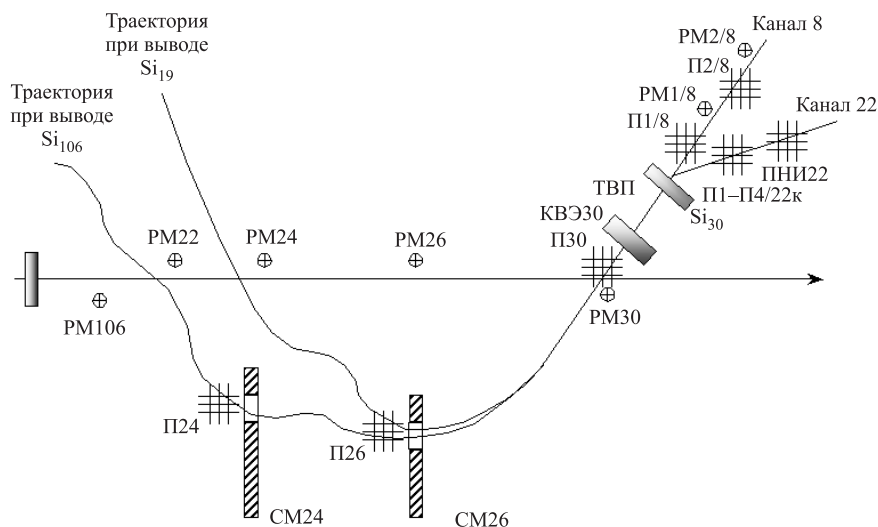


Рис. 13. Размещение средств диагностики пучка по трассе вывода

подходов к технике и процедуре измерений. Прежде всего это связано с необходимостью многократных измерений эффективности вывода и геометрических характеристик пучка за время вывода ввиду сложности динамических процессов при наведении пучка на кристалл. Уменьшенные поперечные размеры отклоненного пучка требуют профилометров с лучшей дискретностью. При отщеплении кристаллом пучка низкой интенсивности (до  $10^7$  протонов) от высокоинтенсивного в двух близко расположенных каналах транспортировки проходят одновременно пучки, различающиеся по интенсивности на несколько порядков. При этом мониторингирование низкоинтенсивного пучка происходит при значительных фоновых полях, обусловленных высокоинтенсивным пучком. Можно отметить и то обстоятельство, что из-за малого геометрического смещения отклоненного пучка от основного размеры детекторов должны быть как можно меньше.

Камера вторичной эмиссии (КВЭ30) служит для измерения интенсивности выведенного кристаллом пучка. Для измерения интенсивности наведенного на кристалл циркулирующего пучка и определения эффективности вывода используется трансформатор циркулирующего пучка (ТЦП). Рядом с КВЭ30 установлен интегрирующий трансформатор тока для измерения интенсивности пучка при быстром выводе — трансформатор выведенного пучка (ТВП). Он также используется и для калибровки КВЭ30.

Профилометры П24, П26, П30, установленные на входах в септум-магниты и на выходе из кольца, а также ряд профилометров в головных частях ка-

налов транспортировки 8 и 22 контролируют геометрические характеристики пучка в обеих плоскостях. Несколько радиационных мониторов (РМ), установленных по трассе вывода, позволяют регистрировать пространственный и временной характер потерь пучка на перегородках отклоняющих магнитов или на стенках вакуумной камеры.

**4.1. Измерение интенсивности пучка.** При исследованиях вывода пучка с помощью изогнутых кристаллов измерение его эффективности с учетом потерь при транспортировке является важной задачей. Определение эффективности производится измерениями интенсивности выводимого пучка. Необходимо обеспечить диапазон измерения выводимой интенсивности от  $10^9$  протон/цикл и выше с точностью измерения не более 5%. Эта задача решается с использованием камеры вторичной эмиссии.

Принцип действия камеры основан на измерении положительного заряда, образованного на тонкой металлической фольге за счет эмиссии электронов с ее поверхностей при прохождении через нее протонного пучка. Максимальная глубина фольги, откуда возможен выход вторичных электронов, не превышает  $10^{-8}$  м, что позволяет использовать весьма тонкие фольги. Для стабильной работы камеры давление окружающего газа должно быть ниже  $10^{-5}$  торр, при этом ионизационная составляющая выходного тока не превысит десятых долей процента от вторично-эмиссионной. Чтобы исключить возврат эмитированных электронов на поверхность фольги, по обе стороны от нее размещаются коллекторные фольги с положительным потенциалом более 100 В, что соответствует начальной части плато ее вольт-амперной характеристики.

К достоинствам КВЭ можно отнести ее линейный отклик в широком диапазоне интенсивностей пучка и высокое быстродействие. Для увеличения чувствительности используют комбинацию из нескольких эмиттеров.

Такая камера для измерения интенсивности пучка при медленном выводе смонтирована перед выходным окном из ускорителя (см. рис. 13), где обеспечивается необходимое для нормальной работы прибора давление порядка  $10^{-6}$  торр. В качестве эмиттеров и коллекторов используются тонкие (10 мкм) каптоновые пленки с напыленными на обе стороны слоями алюминия толщиной 0,3 мкм. Коэффициент вторичной эмиссии такого эмиттера составляет примерно 10% для 70 ГэВ, и полный ток сигнала камеры достигает 30% от тока выведенного пучка. Для упрощения конструкции камера сделана неподвижной, что не является ощутимым недостатком, если принимать во внимание весьма малое количество вносимого в пучок вещества — примерно  $10$  мг/см<sup>2</sup>, а также размещение ее непосредственно перед выходным окном из титановой фольги массой 23 мг/см<sup>2</sup>. Ресурс данной камеры, по экспериментальным оценкам, сохраняется до потока протонов порядка  $10^{19}$  см<sup>-2</sup>.

Измерение созданного пучком заряда производится интегрированием за время сброса суммарного тока трех эмиттеров. Минимальная его величина

находится на уровне десятков пикоампер, поэтому схемотехника интегратора и соответствующие электронные компоненты должны позволять производить регистрацию малых токов с высокой точностью. Многократное измерение интенсивности за время сброса пучка осуществляется простым опросом счетчика. Это дает возможность регистрировать временную структуру сброса в полосе частот до 600 Гц. Детальное описание конструкции камеры приведено в [17].

За долгие годы применения КВЭ на всех крупных ускорителях мира был накоплен экспериментальный материал, позволяющий определить величину коэффициента вторичной эмиссии для большинства металлов при разных энергиях пучка. Однако, ввиду сильного влияния состояния поверхности эмиттера на величину этого коэффициента, точность приведенных данных оценивается на уровне 15%. Стендовая же калибровка КВЭ невозможна. Поэтому достижение приемлемой точности измерения абсолютной интенсивности выведенного пучка возможно только после калибровки КВЭ по другим, более точным приборам при одном и том же пучке. В нашем случае эта проблема решается весьма просто ввиду того, что трассы пучка как при медленном, так и при быстром выводе в местах установки КВЭ и трансформатора тока, измеряющего интенсивность быстро выведенного пучка, совпадают. Трансформатор тока относительно просто калибруется с помощью эталонного электрического заряда с точностью до 0,1%, и эта калибровка может быть осуществлена в любое время дистанционно. Благодаря высокому быстродействию интегральные отклики КВЭ пропорциональны только интенсивности независимо от длительности пучка. Это позволяет производить ее калибровку при быстром выводе по отношению к трансформатору тока, обеспечивающему абсолютную точность не хуже 2% во всем рабочем диапазоне. Процедура повторяется дважды в каждом сеансе, так как имеет место медленное изменение коэффициента вторичной эмиссии при увеличении ин-

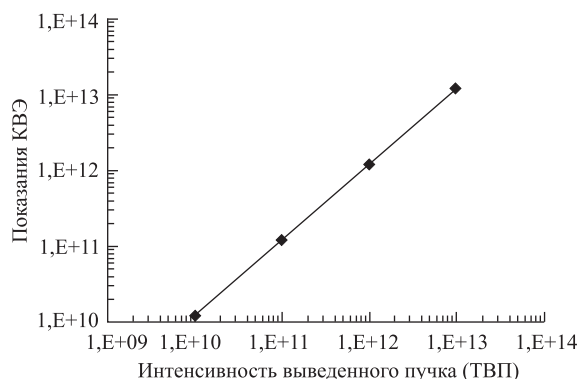


Рис. 14. Калибровка КВЭ при быстром выводе

тетральной интенсивности. На рис. 14 приведен результат одной из таких калибровок. Анализ результатов многократных калибровок, проведенных в процессе работы, позволяет определить погрешность КВЭ с учетом реальных фоновых условий на уровне не хуже 4 % при интенсивностях выше  $10^9$  протон/сброс.

Эффективность вывода определяется как отношение интенсивности выведенного пучка, измеренной с помощью КВЭ, к интенсивности пучка, наведенного на кристалл, измеренной с помощью ТЦП. Точность последнего составляет примерно 1 %, таким образом, точность вычисления эффективности вывода определяется только погрешностью КВЭ и не превышает 4 % в диапазоне  $10^9 \div 10^{12}$  протон/сброс.

**4.2. Измерение геометрических характеристик пучка.** Геометрические размеры выведенного пучка, или профиль, определяются при помощи многоэлектродных детекторов (профилеметров), установленных на пути пучка [18]. Обычно используются двухплоскостные электродные сборки с шагом от 1 до 3,5 мм, чтобы ширина пучка на уровне  $4\sigma$  укладывалась в  $6 \div 8$  каналов. Распределение зарядов на электродах отражает плотность пучка в соответствующей плоскости, т. е. профиль. Их измерение осуществляется двухуровневой электронной аппаратурой. Первый уровень образован так называемой предварительной электроникой, размещаемой в непосредственной близости от профилеметров в подвале туннеля У-70, где радиационное поле существенно ниже, чем на орбите У-70. Именно эта электроника осуществляет параллельную запись и последовательное чтение сигналов с профилеметров. Затем по одному коаксиальному кабелю сигналы передаются в пультовую, где размещена аппаратура второго уровня. Эта аппаратура осуществляет цифровую обработку сигналов, обрабатывает и отображает полезную информацию, вырабатывает управляющие сигналы, считывает статусную информацию и связывается с системой управления У-70.

Размещение и основные характеристики профилеметров приводятся в табл. 3.

Все профилеметры реализованы в трех конструктивных вариантах. В первом варианте (П24–П30) в качестве электродов используются тонкостенные (30 мкм) капиллярные трубки из никеля диаметром 0,5 и 1,5 мм. Они очень просты, дешевы и обладают повышенной долговечностью. Во втором варианте (П1–П4) электроды составлены из тонких алюминиевых полос, напыленных на каптоновую пленку. Это обеспечивает весьма малое количество вносимого в пучок вещества. Обе версии используют эффект вторичной электронной эмиссии. Отметим, что капиллярные электроды обеспечивают более высокие уровни сигналов благодаря цилиндрической поверхности. Применяются также ионизационные мониторы (ПНИ) с воздушным заполнением при давлении от 1 до 10 торр. Они используются при низкой интенсивности и расположены по одному в каналах 8, 22.

Таблица 3

Размещение или обозначение	Режим вывода	Кол-во каналов		Шаг, мм		Кол-во вещества, мг/см <sup>2</sup>	Вариант исполнения
		X	Y	X	Y		
П24	БВ, МРВ, МВК	16	16	2	1,5	175	Ni-капилляры
П26	БВ, МРВ, МВК	16	16	2,5	1,5	175	Ni-капилляры
П30	БВ, МРВ, МВК	16	16	1,6	1,6	140	Ni-капилляры
П1/канал 8	БВ, МРВ, МВК	16	16	2,5	2,5	7	Каптон
П2/канал 8	БВ, МРВ, МВК	16	16	2,5	2,5	7	Каптон
ПНИ/канал 8	МРВ, МВК	16	16	5	5	360	Ионизацион.
П1/канал 22	БВ, МРВ, МВК	16	16	2,5	2,5	7	Каптон
П2/канал 22	БВ, МРВ, МВК	16	16	2,5	2,5	7	Каптон
П3/канал 22	БВ, МРВ, МВК	16	16	2,5	2,5	7	Каптон
П4/канал 22	БВ, МРВ, МВК	16	16	1	1	7	Каптон
ПНИ/канал 22	МРВ, МВК	16	16	2,5	2,5	360	Ионизацион.

*Примечание.* БВ — быстрый вывод; МРВ — медленный резонансный вывод; МВК — медленный вывод с помощью кристалла.

На рис. 15 показан капиллярный профилометр для П26 с приводом на основе малогабаритного соленоида, а на рис. 16 — ионизационный монитор и каркас предварительной электроники.

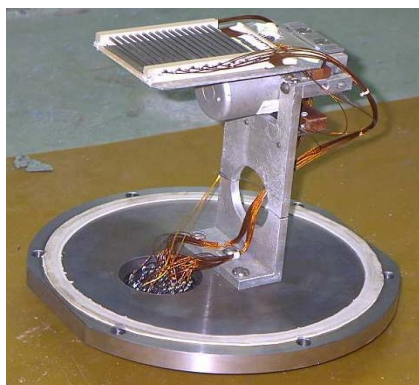


Рис. 15. Капиллярный профилометр с приводом

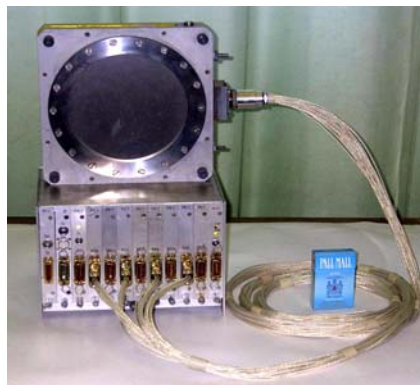


Рис. 16. Профилометр пучка низкой интенсивности с каркасом предварительной электроники

Большинство мониторов оснащены приводами и могут быть выведены из пучка после настройки. Концевые переключатели позволяют контролировать положения мониторов. Благодаря малому количеству вносимого вещества число одновременно введенных в пучок датчиков может быть любым.

Токовые сигналы с электродов профилометров по индивидуальным коаксиальным кабелям поступают на входы 32 идентичных зарядочувствительных усилителей с последующими схемами выборки и хранения. Зафиксированные по окончании строба напряжения на выходах схем выборки и хранения последовательно мультиплексируются к общему выходному драйверу, обеспечивающему высокую помехоустойчивость.

Электроника верхнего уровня образована многоходовым 12-бит АЦП, таймерными и управляющими модулями.

**4.3. Измерение потерь пучка.** Измерение потерь при оптимизации настройки вывода с применением изогнутого кристалла производится двумя независимыми системами, интегрированными в систему управления У-70. В качестве датчиков в этих системах используются ионизационные камеры с воздушным заполнением. Первая из них осуществляет непрерывное мониторирование потерь по всему кольцу У-70 [19]. Однако при оптимизации пространственного и углового положения кристалла, а также настройке тракта вывода весьма ценной является более гибкая, с точки зрения как временного, так и пространственного разрешения, отдельная система измерения потерь пучка при выводе из У-70. На трассе вывода и головных участках каналов транспортировки установлены 16 датчиков этой системы. Она обеспечивает многократные измерения потерь за время вывода с разрешением 10 мс.

**4.4. Обратная связь по пучку и измерение относительной интенсивности.** Для обеспечения равномерности процесса наведения пучка протонов на кристаллы и для измерения относительной интенсивности сбрасываемого на кристаллы протонного пучка созданы системы обратной связи [20] на базе сцинтилляционных детекторов. Они включают в себя по два монитора, устанавливаемых на уровне орбиты и удаленных на расстояние  $6 \div 20$  м от кристаллических дефлекторов. В мониторах используются фотоумножители ФЭУ-93 с пластмассовыми сцинтилляторами. Радиационная стойкость обеспечивает их работоспособность без заметного ухудшения параметров в течение двух лет. Один из мониторов является непосредственно монитором обратной связи, другой — измерительным монитором.

Сигнал от монитора обратной связи (МОС) через катодный повторитель по коаксиальному кабелю поступает на управляющее звено источника питания системы локального искажения орбиты. Величина сигнала в цепи обратной связи меняется в пределах  $1 \div 30$  В. Полоса частот всего тракта находится в диапазоне до 10 кГц.

Сигнал с монитора относительной интенсивности подается на вход интегрирующего электронного блока. Величина этого сигнала пропорциональна доле пучка, ядерно взаимодействующего с веществом кристалла. Она минимальна при оптимальном угловом положении кристалла, и эта особенность используется при настройке режимов вывода [21].

**4.5. Дополнительные средства диагностики.** Рассмотренными выше средствами парк приборов диагностики, используемых при работе с кристаллами, не исчерпывается. Для настройки режима каналирования и оптимизации тракта вывода применяются телевизионная система и сцинтилляционные детекторы.

Телевизионные средства диагностики пучка с использованием люминофорных экранов широко и успешно используются во всех ведущих ускорительных центрах мира [22–24]. Они обеспечивают получение большого объема информации как визуально на телевизионном экране, так и с возможностью оцифровки изображения. Основные достоинства этих систем — это простота реализации, высокая пороговая чувствительность и широкий диапазон интенсивностей. Важнейшим фактором для них является радиационная стойкость как самих люминофорных экранов, так и передающих телевизионных камер.

В ИФВЭ такие системы используются на ускорителе для контроля первого оборота протонов и в системах вывода пучка из У-70. Штатная система телевизионной диагностики комплекса вывода включает в себя 12 точек наблюдения, при этом 6 из них расположены непосредственно в кольцевом зале У-70 и позволяют наблюдать за пучком в местах расположения элементов вывода.

Поскольку станции кристаллических детекторов расположены перед первыми элементами тракта вывода, то вся совокупность телевизионных мониторов использовалась при работе с кристаллами. Помимо этого для контроля наведения пучка на кристалл в прямолинейных промежутках ПП-19 и ПП-30 были установлены дополнительно комплекты телевизионной диагностики.

В качестве люминофорных экранов использовались неорганические сцинтилляторы в виде пластинок из  $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{Cr})$ . Эти сцинтилляторы обладают высокой пороговой чувствительностью к протонам ( $\sim 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$ ) и характеризуются высокой радиационной стойкостью ( $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-2}$ ) [23]. Что касается ресурса самих передающих телевизионных камер, то длительный опыт ( $\sim 10$  лет) использования промышленных камер типа КТП-83 показал, что наиболее уязвимым узлом в них являются фотообъективы из-за потемнения стекла под действием радиации. На рис. 17 представлено изображение каналированного пучка в апертуре отклоняющего магнита ОМ20, полученное с использованием системы телевизионной диагностики. Цена деления по горизонтали и вертикали 5 мм.

Для контроля взаимодействия пучка с кристаллом были созданы дополнительные мониторы (МП), располагающиеся вблизи кристаллических дефлекторов [25]. Сцинтилляционный детектор разработан на основе пластмассового сцинтиллятора и ФЭУ-85. Нагрузочное сопротивление анода фотомножителя выбрано с постоянной времени  $\tau = 3$  мс. Широкий диапазон регулирования высокого напряжения ФЭУ позволяет контролировать потери

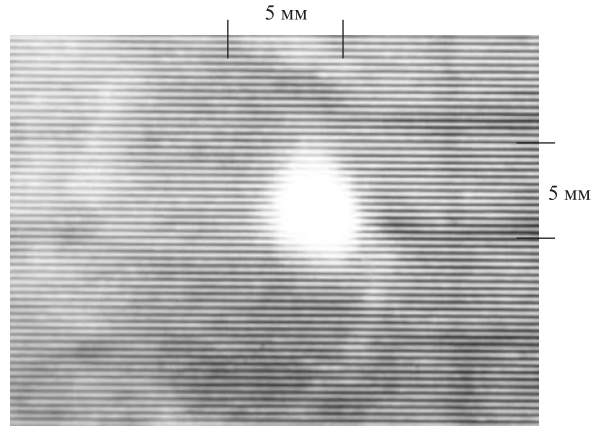


Рис. 17. Изображение пучка, заброшенного кристаллом в апертуру магнита ОМ20

пучка на уровне 0,1 % интенсивности. Наличие такой чувствительной методики дает возможность легко и надежно контролировать положение пучка относительно кристалла и элементов системы вывода. Так, на рис. 18 представлена зависимость показаний одного из мониторов от величины тока бампа 16/22, который используется при наведении пучка на один из кристаллов.

Одновременно регистрировалась доля интенсивности циркулирующего пучка, которая поглощается на септум-магните ОМ20 при различных значениях токов бампа. Так, при токе 140 А поглощается 2–3 % интенсивности, а при токе 145 А уже до 10 % всей интенсивности. Из рис. 18 видно, что монитор надежно регистрирует потери пучка на уровне значительно ниже 1 % процента интенсивности.

Для измерения потерь используются активные интеграторы, сигналы которых обрабатываются и поступают на устройство отображения информации. Сигналы с ФЭУ поступают также на вход осциллографа для визуального наблюдения, что дает возможность контролировать оптимальность настройки магнитооптического оборудования тракта вывода. Так, на рис. 19 представлена зависимость показаний монитора МП30, а на рис. 20 — зависимость эффективности вывода, полученной с помощью КВЭ, от величины тока в выводном магните ОМ26, измеренные в одном из сеансов.

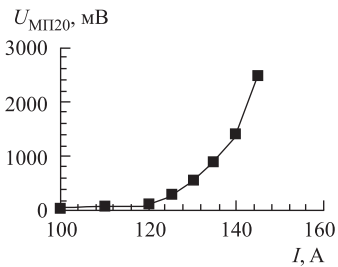


Рис. 18. Зависимость показаний монитора МП20 от тока бампа 16/22



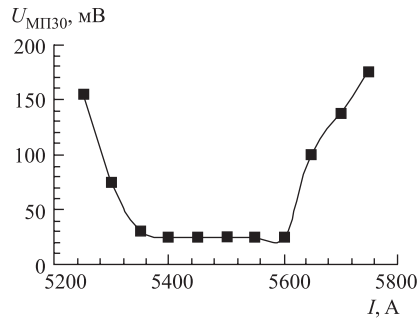


Рис. 19. Зависимость показаний монитора МП30 от тока ОМ26

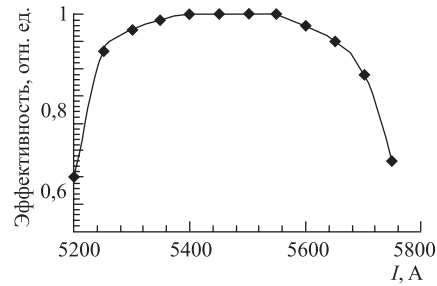


Рис. 20. Зависимость эффективности вывода от тока ОМ26

На рис. 20 за единицу принята эффективность вывода в оптимальном режиме. Как видно из сравнения этих рисунков, снижение эффективности всего на несколько процентов сопровождается значительным ростом показаний монитора потерь МП30, что позволяет четко и надежно производить настройку режима.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ РЕЖИМОВ ВЫВОДА ПУЧКА ПРОТОНОВ ИЗОГНУТЫМИ КРИСТАЛЛАМИ

Работы по исследованию и созданию вывода протонов при помощи изогнутых кристаллов проводились на ускорителе ИФВЭ на протяжении шести лет. Промежуточные результаты этих исследований были опубликованы и докладывались на российских и международных конференциях по ускорителям заряженных частиц [26–42]. Остановимся лишь на основных из них.

Исследования вывода протонного пучка проводились в основном при энергиях 70 и 50 ГэВ с использованием кристаллов в виде полосок (П-тип)

Таблица 4

№ п/п	Место установки	Тип	Угол изгиба, мрад	Размеры $l \times h \times R$ , мм	Эффективность, %	Энергия, ГэВ	Схема вывода
1	ПП-106	П	1,0	$2,0 \times 35 \times 0,5$	85	70	106–24–26
2	ПП-106	О	0,7	$3,5 \times 5,0 \times 0,7$	80	70	106–20–22–26
3	ПП-19	П	2,0	$5,0 \times 45 \times 0,5$	67	70	106–24–26
4	ПП-19	О	2,1	$5,0 \times 5,0 \times 0,7$	65	70	20–22–26
5	Блок 22	П	0,8	$1,9 \times 45 \times 0,5$	85	70	24–26
6	Блок 22	П	0,9	$1,8 \times 45 \times 0,5$	80	50	24–26

с ориентацией (111) и О-кристаллов (О-тип) с ориентацией (110). Характеристики кристаллов и максимальные достигнутые значения эффективности вывода приведены в табл. 4. В ходе экспериментов интенсивность ускоренного пучка находилась на уровне  $(1 \div 2) \cdot 10^{12}$  протонов.

При вводе кристалла в режим каналирования его положение варьировалось как по координате, так и по углу. На рис. 21 приведена типичная ориентационная кривая при энергии протонов 70 ГэВ, выводимых по схеме 106–24–26 с использованием П-кристалла № 1 (см. табл. 4).

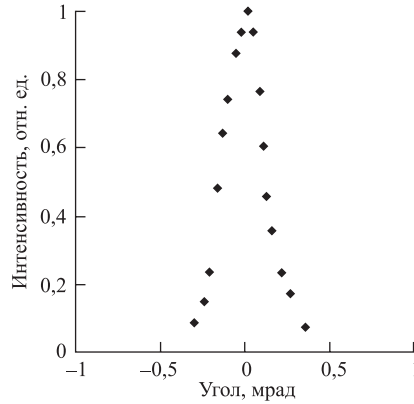


Рис. 21. Зависимость интенсивности выведенного пучка от ориентации кристалла

Некоторая асимметрия этой кривой связана с тем, что наряду с каналированными частицами также выводится некоторая доля отраженных от кристаллических плоскостей частиц (подробно процесс отражения частиц от кристаллических плоскостей рассмотрен в [8]). Рабочее положение кристалла соответствует максимуму ориентационной кривой.

Эффективность вывода (отношение интенсивности выведенного пучка к доле интенсивности, наведенной на кристалл) определялась с набором статистики в течение нескольких сотен циклов. Измеренные и рассчитанные по существующим программам эффективности вывода в зависимости от доли интенсивности, наводимой на кристалл при энергии 70 ГэВ, представлены на рис. 22 для двух схем вывода: 106–24–26 (рис. 22, а) и 22–24–26 (рис. 22, б).

При выводе по схеме 106–24–26 измеренная эффективность, достигающая  $\sim 85\%$ , с увеличением доли пучка, наведенного на кристалл, уменьшается на величину  $\sim 10\%$ , что связано с дрейфом угла наведения (см. разд. 2), в результате которого угловая ориентация кристалла по отношению к пучку становится неоптимальной. Расчетная кривая (2) примерно на  $3 \div 5\%$  выше экспериментальной, что свидетельствует об удовлетворительном их согласии.

При выводе по схеме 22–24–26 (рис. 22, б) наблюдается некоторый рост эффективности (примерно на  $4\%$ ) с увеличением доли пучка, наводимого на кристалл. Его можно объяснить, если предположить, что пучок непроканализированных частиц в начале процесса вывода частично попадает на токовую перегородку септум-магнита и, следовательно, некоторая доля его теряется.

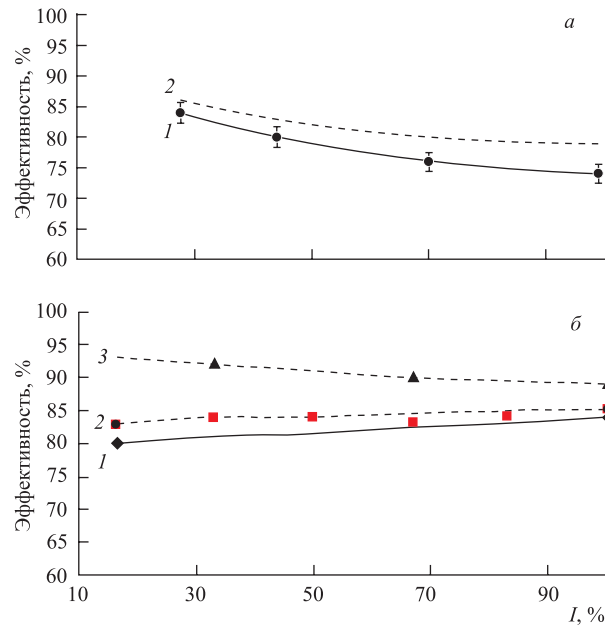


Рис. 22. Зависимость эффективности вывода от доли пучка, наводимого на кристалл: а) схема вывода 106–24–26; б) схема вывода 22–24–26

По мере уменьшения эмиттанса пучка в процессе вывода эти потери уменьшаются, а эффективность повышается. Этот процесс был промоделирован, и оказалось, что при попадании некоторой доли непроканализованного пучка на край септум-магнита глубиной 0,3 мм экспериментально наблюдаемая зависимость хорошо согласуется с расчетной (кривая 2). Если изменить положение кристалла, приблизив его к равновесной орбите на величину  $\geq 0,3$  мм,

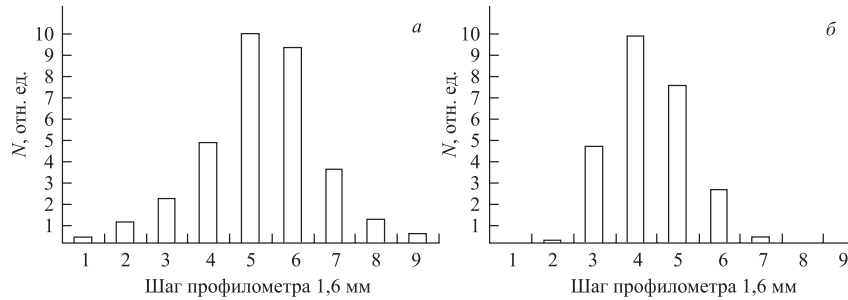


Рис. 23. Профили пучка в выходном окне вакуумной камеры ускорителя

то наблюдаемый эффект пропадает, а эффективность вывода увеличивается до 90 % (кривая 3). Таким образом, хотя мы и достигли достаточно высокой эффективности вывода,  $\sim 85\%$ , расчеты показывают, что ее можно попытаться довести до 90 %.

В ходе наших исследований измерялись и другие характеристики выведенных пучков, важные для планирования и проведения физических экспериментов: размеры выведенного пучка, его интенсивность, длительность вывода и стабильность его работы. В качестве примера ниже приводятся результаты таких исследований, проведенных при выводе протонов с энергией 50 ГэВ по схеме 24–26 с помощью кристалла № 6 (см. табл. 4). На рис. 23 показаны профили выведенного пучка в выходном окне вакуумной камеры ускорителя. Видно, что выведенный пучок достаточно хорошо сформирован. Его размеры на полувысоте составляют 3,7 мм по горизонтали и 2,0 мм по вертикали. Эти размеры существенно меньше диаметра выходного окна, равного 38 мм.

Рис. 24 и 25 иллюстрируют достаточно стабильную работу системы вывода на некотором временном отрезке длительностью 180 циклов работы

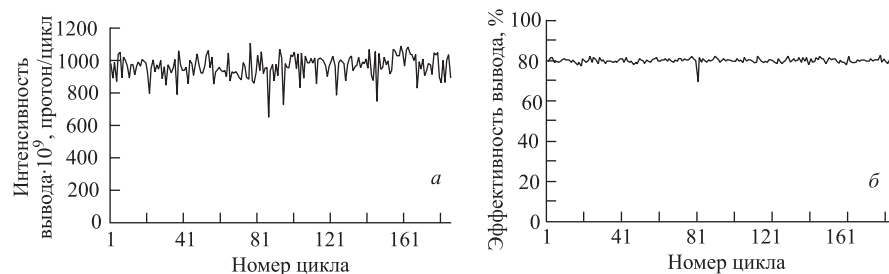


Рис. 24. Графики интенсивности (а) и эффективности (б) вывода пучка протонов с энергией 50 ГэВ по схеме 22–24–26

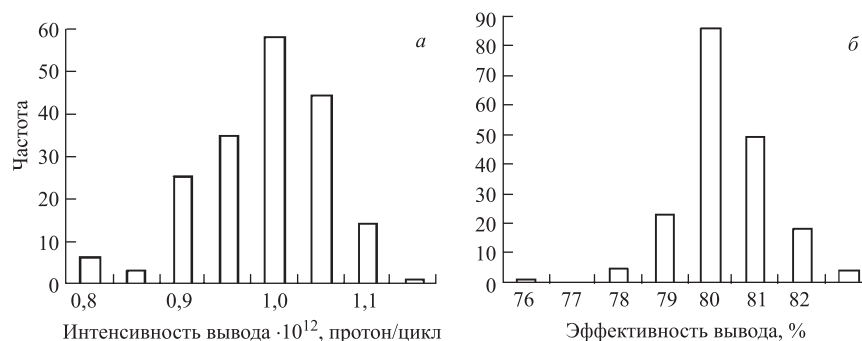


Рис. 25. Гистограммы интенсивности (а) и эффективности (б) вывода пучка протонов с энергией 50 ГэВ по схеме 22–24–26

ускорителя (длительность цикла  $\sim 9,5$  с). Эффективность вывода при энергии 50 ГэВ достигает 80 %, а интенсивность выведенного пучка составляет  $10^{12}$  протон/цикл.

Важным для применения кристаллов на ускорителях является вопрос их радиационной стойкости. Оценка предельного потока частиц, который может выдержать кристалл, получена в экспериментах, проведенных в ЦЕРН и BNL, и составляет величину  $\sim 2 \cdot 10^{20}$  см $^{-2}$ . Наши эксперименты также подтверждают этот результат: кристаллы работали на протяжении двух сеансов, длительность каждого из них достигала 1400 ч. Что касается тепловых нагрузок, то наш опыт показал, что кристалл с эффективностью  $80 \div 85$  % надежно обеспечивает вывод пучков с интенсивностью до  $10^{12}$  частиц/цикл и длительностью  $1 \div 2$  с/цикл, что удовлетворяет требованиям большинства проводимых на ускорителе У-70 экспериментов. При наведении на кристалл пучка интенсивностью  $\sim 10^{13}$  протон/цикл он теряет свои каналирующие свойства. Чтобы определить в этом коридоре более точно верхний предел наводимой интенсивности на короткий кристалл, требуются специальные исследования, включающие также поиск путей, способствующих улучшению теплоотвода с кристалла.

## **6. ОДНОВРЕМЕННАЯ РАБОТА ВЫВОДА ПУЧКА ПРОТОНОВ С ПОМОЩЬЮ ИЗОГНУТОГО КРИСТАЛЛА И ДВУХ ВНУТРЕННИХ МИШЕНЕЙ**

Вывод протонного пучка с помощью изогнутого кристалла в принципе допускает параллельную работу нескольких внутренних мишеней, что было подтверждено экспериментально в 1991 г. на ускорителе У-70 [43]. Реализация такого режима с использованием коротких кристаллов открывает возможность одновременной работы нескольких экспериментальных установок на всей плоской части (плато) магнитного цикла ускорителя, что приводит к существенному сокращению средств, необходимых для проведения экспериментов. Заметим, что классический резонансный медленный вывод ускоренных частиц несовместим с параллельной работой внутренних мишеней. В этом случае плато магнитного цикла делится между медленным выводом и внутренними мишенями.

Для создания режима одновременной работы вывода и внутренних мишеней использовалась схема вывода с кристаллической станцией, размещенной в прямолинейном промежутке 19 (см. рис. 6). Для вывода протонного пучка использовались кристаллы кремния длиной 5 мм с углом изгиба 1,7 мрад в первых экспериментах и 2,3 мрад на последующих этапах работы. Их эффективность в автономном режиме достигала  $\sim 60$  %. Для наведения ускоренного пучка на кристалл и две внутренние мишени  $M_{24}$  и  $M_{27}$ , расположенные со-

ответственно в магнитных блоках 24 и 27 ускорителя, необходимо было создать локальное искажение орбиты специальной формы (кривая 1 на рис. 6, там же показана трасса выводимого пучка — кривая 2). Система локального искажения орбиты включала в себя три пары магнитных блоков У-70. Кроме того, для оптимизации режимов наведения добавлялись еще две пары магнитных блоков, которые работали в режиме постоянного тока. Наведение пучка на кристалл и внутренние мишени, а также поддержание равномерности этого процесса обеспечивалось тремя системами обратной связи по пучку.

Внедрение в практику режима одновременной работы вывода с помощью изогнутого кристалла и внутренних мишеней потребовало расширения средств контроля за работой систем вывода. Одна из проблем заключается в том, что при одновременной работе нескольких потребителей не представляется возможным измерять парциальную интенсивность. Кроме того, если для оценки интенсивности, потребляемой внутренними мишенями, используются так называемые интегральные мониторы [21], сигнал которых определяется ядерным взаимодействием пучка протонов с веществом мишени, то для кристалла такая методика не подходит. При выводе пучка кристаллом этот сигнал зависит не только от величины сбрасываемой интенсивности, но и от того, насколько оптимально ориентирован кристалл относительно падающего пучка, т. е. от эффективности вывода.

Для надежного измерения эффективности работы кристалла в таком режиме был определен минимальный набор контролируемых параметров:

- интенсивность циркулирующего пучка перед началом вывода;
- полная потребляемая интенсивность или разность ускоренной интенсивности и остатка;
- выводимая кристаллом интенсивность в головной части канала транспортировки и в ПП-30;
- сигнал всех интегральных мониторов;
- значения высоких напряжений на ФЭУ, обеспечивающих работу систем обратных связей по пучку.

Сбор информации и ее отображение на экране монитора ведется непрерывно в каждом цикле работы ускорителя. Одновременно происходит накопление информации для ее последующей обработки. Окончательная обработка производится с помощью пакета «Excel».

Примеры результатов обработки собранной информации представлены на рис. 25, 26, 29. Более подробное описание системы можно найти в [25].

Эффективность кристалла в режиме одновременной работы с внутренними мишенями невозможно измерять непосредственно. Поэтому для оценки эффективности в этом случае необходимо использовать показания интегральных мониторов, контролирующих наведение пучка на внутренние мишени. Изменяя долю отбираемой интенсивности при сохранении режима наведения

на мишени, можно получать величину эффективности работы кристалла. Иллюстрацией к этому служит эксперимент, результаты которого представлены

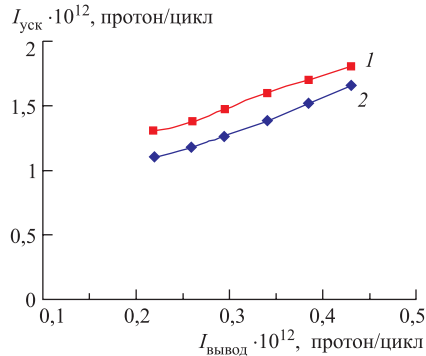


Рис. 26. Зависимость интенсивности ускоренного пучка (1) и потребляемой интенсивности пучка (2) от интенсивности, выводимой кристаллом

на рис. 26, где показаны зависимости интенсивности ускоренного пучка, а также полной потребляемой интенсивности пучка от величины интенсивности пучка, выводимой кристаллом.

Разница между интенсивностью ускоренного пучка и потребляемой интенсивностью объясняется тем, что для поддержания долговременной стабильной работы потребителей целесообразно иметь некоторый (до 20%) запас интенсивности. В ходе этого эксперимента мы постепенно увеличивали интенсивность пучка, выводимого кристаллом. При этом интенсивность пучка, потребляемого внутренними мишенями, сохранялась. Таким образом, все увеличение потребляемой интен-

сивности приходилось на работу кристалла. Определив из этого графика отношение прироста выводимой интенсивности к приросту потребляемой интенсивности, мы получили эффективность работы кристалла в этом эксперименте, которая оказалась равной  $\sim 45\%$ . При этом она сохранялась постоянной при изменении выводимой интенсивности в 2 раза.

Эффективность использования выведенного пучка протонов экспериментальной установкой во многом зависит от стабильности положения пучка на внешней мишени и стабильности его размеров. Как показывает эксперимент, в нашем случае основными причинами, определяющими эти параметры, являются изменения в цикле токов всех систем, обеспечивающих наведение пучка на кристалл и внутренние мишени, и нестабильность этих токов от цикла к циклу. Осциллограмма тока в одной из систем наведения представлена на рис. 27 (кривая 2). Там же отображены сигнал интенсивности циркулирующего в ускорителе пучка (кривая 1) и сигнал монитора обратной связи кристалла (кривая 3).

Экспериментально показано, что в стабильном режиме работы ускорителя регулярные изменения токов всех систем наведения приводят почти к двукратному увеличению размеров пучка на внешней мишени и смещению центра тяжести пучка в процессе вывода. Этот эффект был существенно уменьшен за счет программирования токов в септум-магнитах в течение цикла. Такая методика успешно используется для устранения подобного эффекта при медленном резонансном выводе [44].

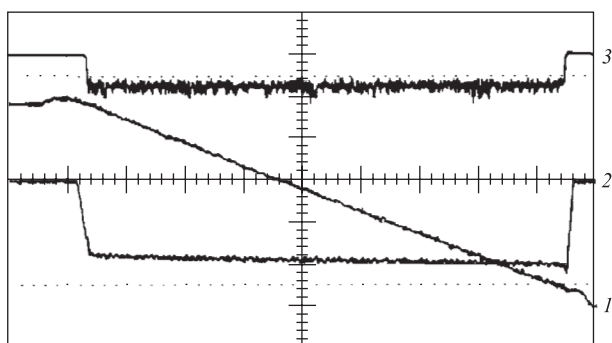


Рис. 27. Осциллограммы режима вывода: 1 — интенсивность ускоренного пучка; 2 — ток в системе локального искажения орбиты; 3 — сигнал монитора обратной связи. Цена деления по вертикали:  $5 \cdot 10^{11}$  протонов (1), 50 А (2), 5 В (3); по горизонтали — 200 мс

Для повышения стабильности работы систем наведения и максимального использования плато магнитного поля была проведена модернизация источников питания систем локального искажения орбиты [45].

Стабильность работы в таком режиме иллюстрирует рис. 28, где в качестве примера представлены результаты измерений сигналов монитора, кон-

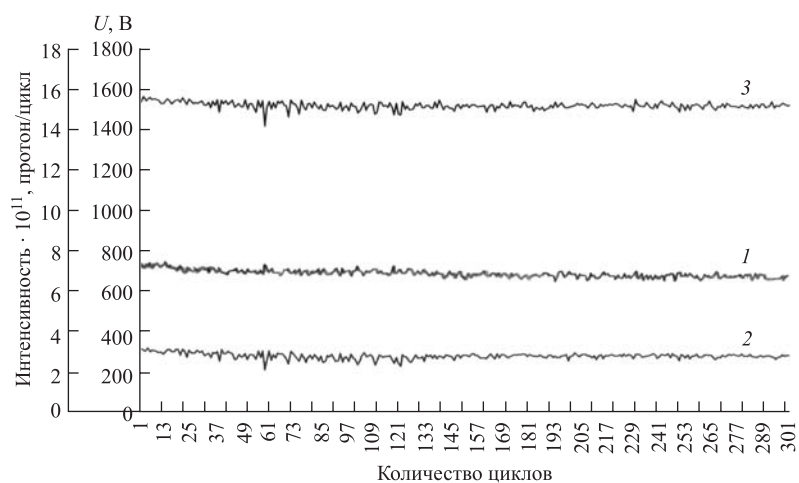


Рис. 28. Иллюстрация работы модернизированной системы наведения ускоренного пучка на кристалл: 1 — сигнал монитора наведения на кристалл; 2 — интенсивность выведенного пучка протонов; 3 — использованная интенсивность



Таблица 5

Основные параметры режима	1-й сеанс	2-й сеанс	3-й сеанс
Средняя интенсивность ускоренного пучка, протон/цикл	$3,0 \cdot 10^{12}$	$2,5 \cdot 10^{12}$	$2,7 \cdot 10^{12}$
Средняя использованная интенсивность, протон/цикл	$2,8 \cdot 10^{12}$	$2,2 \cdot 10^{12}$	$2,5 \cdot 10^{12}$
Угол изгиба кристалла, мрад	1,7	2,3	2,3
Средняя выведенная кристаллом интенсивность, протон/цикл	$3,0 \cdot 10^{11}$	$4,5 \cdot 10^{11}$	$5,5 \cdot 10^{11}$

тролирующего наведение пучка на кристалл (1), интенсивности выведенного пучка протонов (2) и использованной всеми потребителями интенсивности ускоренного пучка (3) для одного из периодов работы.

Основные характеристики работы на физические установки в первых трех сеансах представлены в табл. 5.

В этих сеансах на выведенном пучке работала установка «Комплекс меченых нейтрино» (КМН), располагающаяся на канале 23 (см. рис. 5). Для обеспечения работы этой установки требовалась высокая интенсивность выводимого пучка с максимальной длительностью. Такие требования не могли быть обеспечены ранее, до введения режима вывода кристаллом. Из табл. 5 видно, что от сеанса к сеансу увеличивалась средняя выведенная интенсивность пучка на установку. При этом существенно, более чем в 2 раза, возросла эффективность использования ускоренного пучка.

На установке КМН проводились исследования трехчастичных распадов  $K^\pm$ -мезонов:  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$ ,  $K^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0$ . Поскольку выход  $K^+$ -мезонов существенно выше, чем  $K^-$ -мезонов, то при смене режимов необходимо пропорционально увеличивать или уменьшать интенсивность выведенного протонного пучка. Для обеспечения такого режима использовалась методика изменения рабочего напряжения монитора обратной связи, отвечающего за наведение пучка на кристалл (см. рис. 29). Из этого рисунка отчетливо видно, что имеется хорошее согласие между изменением интенсивности вторичных частиц на экспериментальной установке ( $I_{23}$ ) и показаниями интегрального монитора ( $S_{19}$ ), контролирующего величину сброса пучка протонов на кристалл. При этом показания интегральных мониторов ( $S_{24}$ ,  $S_{27}$ ), контролирующих наведение на внутренние мишени, практически не менялись.

При работе на физических установках одним из важнейших параметров выводимого пучка является его временная структура в течение вывода. При проведении экспериментов желательны минимальные изменения числа ча-

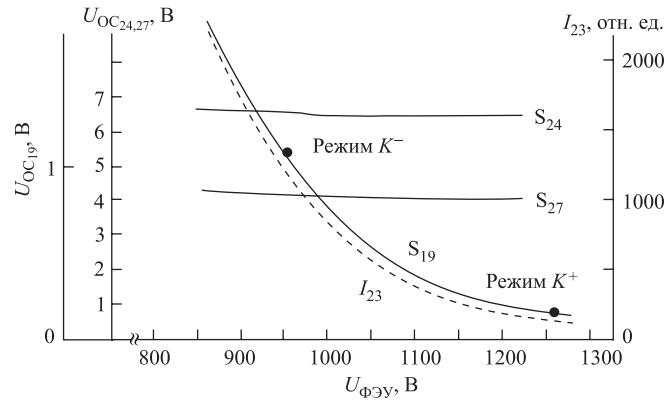


Рис. 29. Зависимость параметров одновременного (параллельного) режима от напряжения на ФЭУ системы обратной связи, обеспечивающей наведение на кристалл.  $S_{19}$ ,  $S_{24}$ ,  $S_{27}$  — показания интегральных мониторов;  $I_{23}$  — интенсивность вторичных частиц на экспериментальной установке

стиц во времени. В рассматриваемом режиме временная структура устраивала все одновременно работающие экспериментальные установки. Осциллограммы токов соответствующих мониторов представлены на рис. 30.

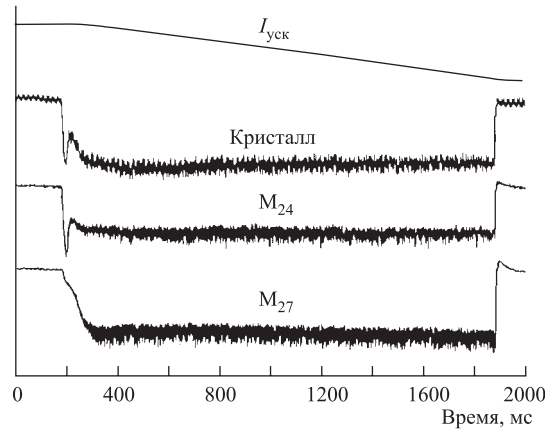


Рис. 30. Осциллограммы сигналов мониторов, обеспечивающих наведение пучка на кристалл и внутренние мишени  $M_{24}$ ,  $M_{27}$

Эффективное время вывода при такой работе достигало 98%. Характеристики сформированных пучков удовлетворяют физиков-экспериментаторов по совокупности параметров: интенсивности, длительности, качеству пучка,

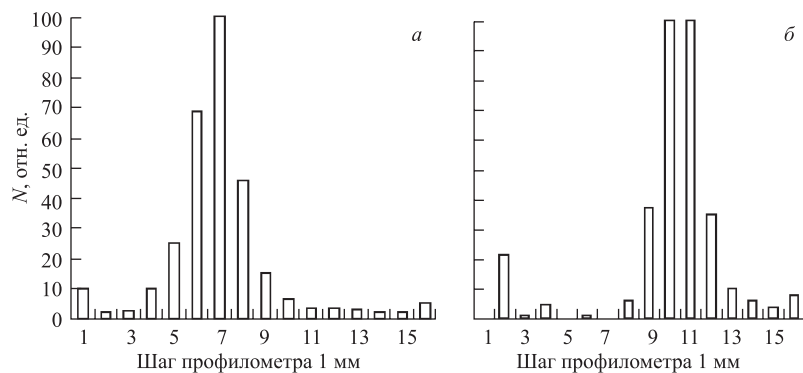


Рис. 31. Профили выведенного пучка на внешней мишени установки КМН в горизонтальной (*а*) и вертикальной (*б*) плоскостях

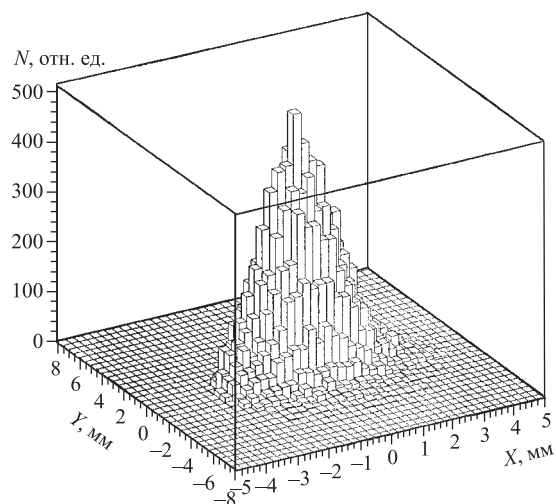


Рис. 32. Профили каналированного пучка на экспериментальной установке СВД:  $X$  — горизонтальная плоскость;  $Y$  — вертикальная плоскость

размерам на мишенях. На рис. 31 в качестве примера представлены профили пучка на внешней мишени установки КМН, а на рис. 32 — профиль пучка на мишени установки СВД (спектрометр с вершинным детектором), расположенной на канале 22 (см. рис. 5).

Одной из особенностей работы кристалла одновременно с внутренними мишенями является значительное увеличение размеров циркулирующего пучка

за счет рассеяния на внутренних мишенях. Этот эффект приводит к тому, что при наведении пучка на кристалл работают одновременно два механизма. Один из них — механизм наведения бампом. Другой — механизм подведения частиц к кристаллу за счет рассеяния на мишенях. На рис. 33 представлена зависимость показаний интегрального монитора от координаты кристалла относительно равновесной орбиты без включения бампа наведения на кристалл.

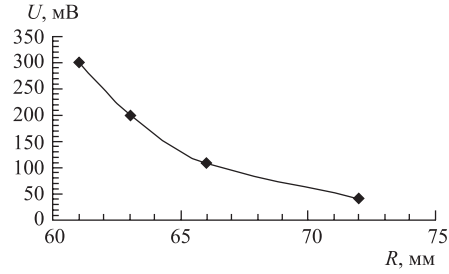


Рис. 33. Зависимость показаний интегрального монитора от координаты кристалла

Из этого рисунка видно, что рассеянные частицы достигают кристалла даже без бампа. Этот эффект использовался нами при работе кристалла для вывода низкой интенсивности. Равномерность вывода при этом определялась равномерностью сбросов пучка на внутренние мишени. Интенсивность каналированного пучка в этом случае достигала  $I = 10^6$  протон/цикл.

Разработанная и внедренная на ускорителе схема вывода протонного пучка с помощью изогнутых кристаллов открывает путь для некоторых дальнейших модификаций. В частности, для повышения количества одновременно проводимых на ускорителе У-70 экспериментов в прямолинейном промежутке 30 была смонтирована еще одна станция кристаллических дефлекторов с кристаллом, изогнутым на угол  $\sim 9$  мрад, который соответствовал направлению канала 22. Этот кристалл отклонял малую долю ( $\sim 10^7$  протон/цикл) уже выведенного в направлении канала 23 пучка на другую экспериментальную установку, расположенную на канале 22 (см. рис. 5).

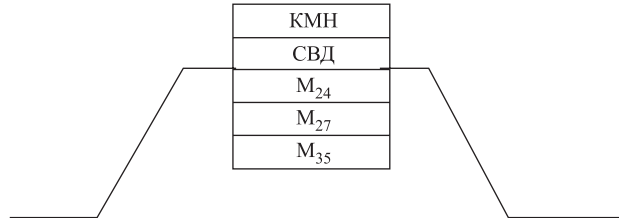


Рис. 34. Использование плат магнитного цикла У-70 при работе изогнутых кристаллов одновременно с внутренними мишенями M<sub>24</sub>, M<sub>27</sub>, M<sub>35</sub>

В результате введения такого режима удалось увеличить количество одновременно работающих установок на плоской части магнитного цикла до пяти (см. рис. 34) без учета возможности работы «в тени» еще двух внутренних мишеней. Такая схема работы наиболее эффективна, когда на основных

экспериментальных установках не планируются существенные перестройки режимов.

В перспективе при работе с пучком протонов с энергией 50 ГэВ появляется возможность увеличения длительности плоской части магнитного цикла до 4 с. В этом случае использование разработанных схем вывода с применением изогнутых кристаллов представляется наиболее адекватным и результативным.

Первый такой эксперимент был выполнен в 2003 г. В этом эксперименте, проводившемся при энергии 50 ГэВ, получена длительность вывода с помощью кристалла 3,2 с.

Рассмотренные режимы работы системы вывода с помощью изогнутых кристаллов существенно повышают так называемый коэффициент одновременности, т. е. количество одновременно работающих на ускорителе экспериментальных установок, а также сокращают время проведения экспериментов за счет увеличения длительности вывода и интенсивности выведенного пучка. Начиная с 1999 г. использование изогнутых кристаллов для обеспечения выполнения исследований по физике высоких энергий стало регулярным во всех сеансах работы ускорителя У-70.

## 7. СТЕНД ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ С КРИСТАЛЛАМИ

В процессе ускорения протонных пучков в современных ускорителях неизбежны потери частиц. Эти потери имеют место в течение всего времени работы ускорителя. Ускоренный пучок имеет также и гало. Его величина обычно в несколько раз превышает размер основного ядра пучка. Наличие гало ухудшает условия работы физических установок. И, наконец, даже в оптимальных условиях работы ускорителя в конце рабочего плато имеется некоторая доля интенсивности пучка (до  $\sim 10\%$ ), не используемая в физических экспериментах. Все это приводит к активированию оборудования ускорителя.

Принятым методом уменьшения влияния на ускоритель потерь пучка, обрезания гало и локализации неиспользуемой доли интенсивности является сброс этих протонов на специальный поглотитель пучка. Однако для эффективного поглощения энергии протоны должны попадать не на край поглотителя, а в глубь его, на расстояние  $10 \div 20$  мм от края. Отмеченную величину заброса при локализации потерь и устранении гало пучка можно получить с помощью ударных магнитов или изогнутых монокристаллов.

Если кристалл с заданным углом изгиба установить перед поглотителем, то отклоненные частицы попадут на поглотитель и не будут облучать оборудование по периметру ускорителя. Наряду с использованием изогнутых кристаллов для повышения эффективности поглощения неиспользуемого пучка кристаллические дефлекторы могут применяться для защиты сверхпроводящих

элементов современных высокоинтенсивных ускорителей высоких энергий. Как известно, в коллайдерах при удержании частиц на равновесных орбитах в течение длительного времени происходит увеличение поперечных размеров пучка и также образуется гало. Часть этих частиц попадает на сверхпроводящее оборудование и может привести к недопустимому перегреву обмоток и переходу магнитов из сверхпроводящего в нормальное состояние. Если на определенном расстоянии от сверхпроводящего элемента и его защитного коллиматора-поглотителя установить изогнутый кристалл, то частицы этого гало можно забросить на поглотитель и снизить облучение сверхпроводящего оборудования.

Система локализации потерь на ускорителе У-70 включает в себя систему локального искажения орбиты, сам поглотитель, а также комплекс приборов диагностики и контроля параметров пучка [46].

Система локального искажения орбиты позволяет деформировать ее на том участке, где расположен поглотитель, обеспечивая необходимое расстояние между пучком и краем поглотителя для разных режимов работы ускорителя. Требуемая величина отклонения пучка на ускорителе У-70 обеспечивается локальным искажением орбиты, которое создается дополнительными обмотками в магнитных блоках 76, 88, 82, 94. Скорость смещения пучка определяется фронтом бампов и составляет  $\sim 3$  мм/мс. Расположение поглотителя и форма локального искажения орбиты представлены на рис. 35. Здесь нижний ряд чисел соответствует номерам магнитных блоков ускорителя, а вертикальная шкала определяет расстояние от равновесной орбиты.

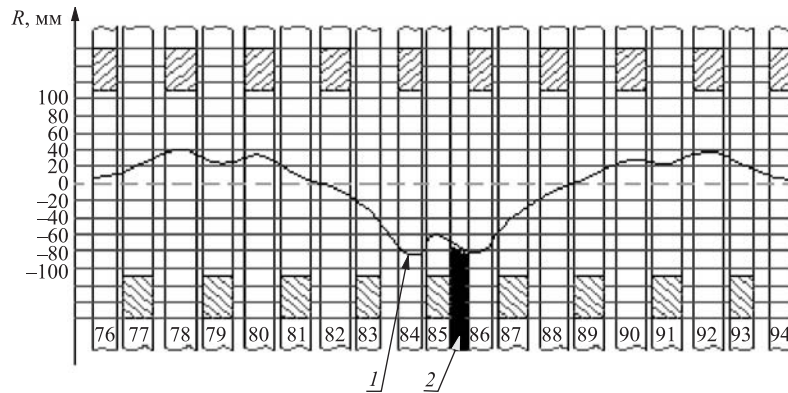


Рис. 35. Схема наведения пучка на поглотитель: 1 — форма локального искажения орбиты; 2 — поглотитель пучка

Из рисунка видно, что за 20 м до поглотителя пучок имеет примерно такое же отклонение, как и в промежутке 86. Это дает возможность уста-

новить в промежутке 84 изогнутый кристалл и на указанной пролетной базе получить достаточное отклонение для заброса пучка на поглотитель. Кроме того, кристалл может быть установлен непосредственно перед поглотителем, и через несколько оборотов протоны попадут на поглотитель с забросом, величина которого будет определяться углом изгиба кристалла и набегом фазы бетатронных колебаний. Поэтому в промежутках 84 и 86 были осуществлены врезки в вакуумную камеру ускорителя и установлены несколько станций кристаллических дефлекторов. Кроме того, разработаны и установлены в соответствующих местах детекторы частиц и создан, таким образом, стенд для проведения широкого круга исследовательских работ с кристаллами во всем энергетическом диапазоне ускоряемых протонов — от 1,5 до 70 ГэВ.

Использование поглотителя, расположенного вблизи циркулирующего пучка, приводит к попаданию выходящих из него вторичных частиц на оборудование ускорителя. Поэтому поглотитель должен обладать такими параметрами, чтобы при сбросе на него протонов облучение магнитных блоков не превышало допустимого уровня. Эта величина определяется количеством попавших на поглотитель и поглощенных в нем протонов. В стальном поглотителе длиной 2,5 м, установленном на У-70, достигается десятикратное ослабление полной энергии пучка заброшенных протонов с энергией 70 ГэВ. Такое ослабление обеспечивается при достаточной величине смещения протонного пучка от края поглотителя. Так как при устранении гало пучка либо при перехвате теряемых протонов с помощью бампов частицы смещаются на несколько микрометров за оборот, то ядерные взаимодействия протонов происходят на кромке поглотителя. В этом случае поглощение частиц, отклоненных вследствие рассеяния внутрь поглотителя, происходит достаточно эффективно, однако поглощения частиц, отклоненных в противоположную сторону, не происходит. При работе в таком режиме эффективность поглощения энергии составляет ориентировочно  $\sim 50\%$ . По мере увеличения величины заброса пучка от края поглотителя эффективность растет и при забросе на 20 мм от кромки достигает  $\sim 90\%$ . Выбранная толщина поглотителя в радиальном направлении составляет 40 мм. Однако при забросе пучка в штатном режиме с помощью бампов эти возможности системы локализации потерь не используются в полной мере. Размеры поглотителя в радиальном и вертикальном направлении определяются апертурой вакуумной камеры. Сам поглотитель установлен несимметрично относительно оси вакуумной камеры, и его внутренняя поверхность расположена на расстоянии 65 мм от равновесной орбиты. На рис. 36 показано сечение поглотителя, установленного на ускорителе У-70 ИФВЭ.

При проведении исследовательских работ с кристаллическими дефлекторами, установленными в промежутках 84 и 86, необходимо было измерять такие параметры, как положение пучка, его размер, интенсивность, радиационное поле вблизи поглотителя. Для этого была создана комплексная система

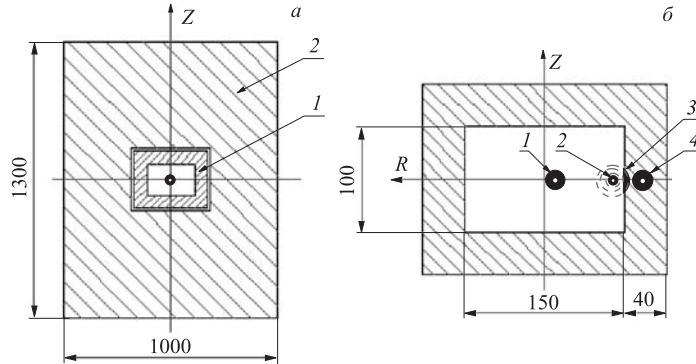


Рис. 36. *a*) Поперечное сечение поглотителя (1) с защитой (2). *б*) Схема положения пучка при работе системы: 1 — циркулирующий пучок; 2 — пучок, смещенный локальным искажением орбиты; 3 — пучок, заброшенный на поглотитель с помощью бампа; 4 — пучок, заброшенный на поглотитель с помощью ударного магнита или кристалла

измерения параметров пучка, включающая в себя двухплоскостной профилометр и мониторы потерь на основе ионизационных камер. Расположение кристаллических станций и устройств диагностики пучка вблизи поглотителя представлено на рис. 37.

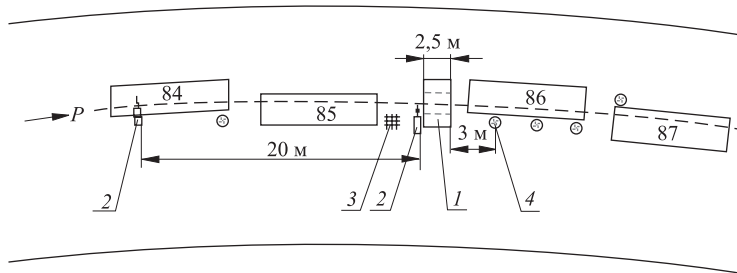


Рис. 37. Расположение кристаллических станций и устройств диагностики пучка вблизи поглотителя: 1 — поглотитель; 2 — кристаллические станции; 3 — профилометр; 4 — ионизационные камеры; 84–87 — магнитные блоки

Профилометры выполнены в виде двух сборок с поперечным размером  $40 \times 40$  мм, в каждой из которых установлены и изолированы 32 никелевых капилляра диаметром 0,5 мм с шагом 1,25 мм [18]. Радиальный и вертикальный профилометры изолированы друг от друга коллекторными фольгами и расположены на расстоянии  $\sim 200$  мм перед поглотителем для уменьшения



влияния обратнорассеянного излучения. Сборка закреплена и ориентирована относительно внутренней границы поглотителя в месте попадания заброшенного пучка в соответствии с рис. 36.

Для измерения радиационного поля вторичных частиц вблизи поглотителя были установлены мониторы потерь на основе ионизационных камер с воздушным заполнением. Эти камеры устанавливались на расстоянии  $\sim 600$  мм от вакуумной камеры ускорителя. Общее число камер могло достигать восьми и менялось в зависимости от требований эксперимента. Кроме того, для контроля подведения пучка к поглотителю и кристаллу использовался сцинтилляционный детектор.

Обработка сигналов с профилометров и ионизационных камер обеспечивается двумя каркасами предварительной электроники, установленными в кольцевом зале ускорителя. Сигналы с профилометров и ионизационных камер поступают в эти каркасы по коаксиальным кабелям. Для уменьшения воздействия радиационного излучения на электронные компоненты каркасы установлены под магнитными блоками на расстоянии  $\sim 10$  м от поглотителя.

В каждом каркасе предварительной электроники осуществляется интегрирование, временное мультиплексирование сигналов и передача их по одному кабелю на пульт ускорителя. В каркасе электроники верхнего уровня происходит их цифровая обработка. Дальнейшая обработка и представление информации о параметрах пучка осуществляются с помощью персонального

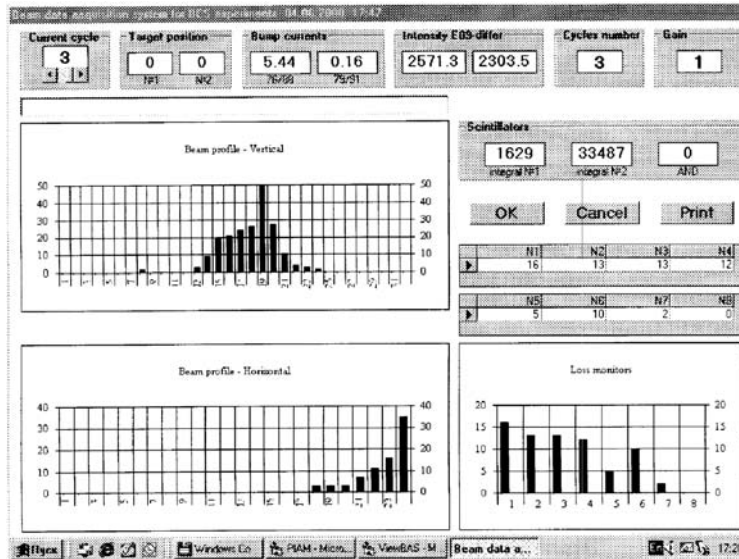


Рис. 38. Отображение информации о параметрах пучка на экране монитора

компьютера в реальном времени в течение каждого цикла. Подробное описание системы измерения представлено в работе [47]. Характерное представление информации на экране монитора компьютера приведено на рис. 38.

Эффективность работы кристаллов определялась с помощью профилометров, а для оценки качества работы системы коллимации применялись ионизационные камеры, установленные вблизи коллиматора, а также система измерения потерь пучка (СИП) по всему периметру ускорителя. Для эффективного поглощения пучка в коллиматоре существенное значение имеет глубина заброса на его торец. Поэтому при локализации пучка с помощью кристалла необходимо оптимизировать такие параметры, как угол его изгиба и координата относительно границы коллиматора. Определяющим фактором, безусловно, является эффективность самого кристалла.

Измерение эффективности кристаллических дефлекторов проводилось путем калибровки профилометров с помощью ударного магнита системы вывода, установленного в промежутке 16. В этом случае весь пучок забрасывался далеко за край поглотителя и суммарный сигнал с профилометра соответствовал 100%-й интенсивности пучка. Отношение интегрального сигнала при забросе пучка кристаллом, установленным в магнитном блоке 84, к сигналу, полученному с помощью ударного магнита, дает абсолютное значение эффективности исследуемого кристалла. В нашем случае точность определения этой величины связана с погрешностью измеряемых сигналов. Анализ проведенных измерений показал, что эта суммарная погрешность не превышает 5%. На рис. 39 приводятся характерные распределения плотности локализованного пучка на торце коллиматора для различных режимов. Для сравнения на рис. 39, *а* приведены профили пучка на поглотителе при забросе с помощью ориентированного кристалла и ударного магнита, а на рис. 39, *б* — для ориентированного кристалла и при забросе пучка только с помощью бампа. Из этого рисунка видно, что кристалл обеспечивает глубокий заброс большей части пучка. Используемый в этих экспериментах кристалл имел длину по пучку  $\sim 2$  мм и угол изгиба 0,9 мрад, и его эффективность составляла  $\sim 60\%$ .

При наведении пучка на кристалл бампом происходит взаимодействие протонного пучка как с поглотителем, так и с кристаллом. При незначительном введении кристалла за край поглотителя пучок взаимодействует в основном с материалом поглотителя. С увеличением координаты кристалла и при обеспечении режима каналирования происходит заброс части пучка на торец поглотителя. Те протоны, которые не захватились в режим каналирования, поглощаются на кромке поглотителя. Поскольку эффективность кристалла зависит от числа прохождений протонов, то при заданном угле изгиба кристалла будет иметь место рост эффективности заброса каналированного пучка при увеличении координаты кристалла. При слишком большой координате кристалла или малом угле его изгиба каналированный пучок может вообще

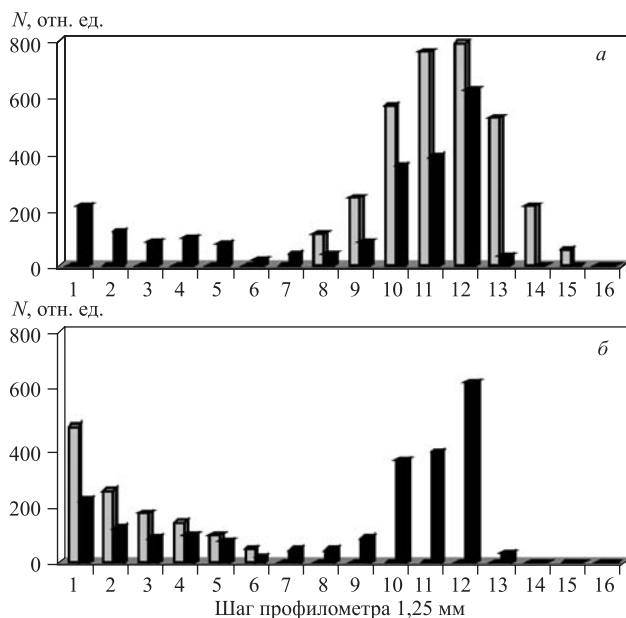


Рис. 39. Профили пучка для различных режимов: *a*) при забросе с помощью ударного магнита (серые столбики) и ориентированного кристалла (черные столбики); *б*) при забросе с помощью бампа (серые столбики) и ориентированного кристалла (черные столбики). Граница поглотителя соответствует первому каналу

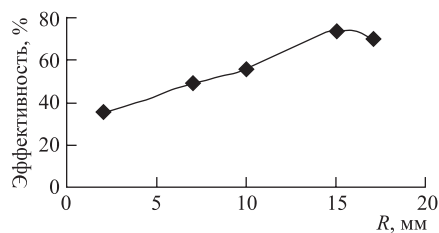


Рис. 40. Зависимость эффективности коллимации от координаты кристалла

не попасть на торец поглотителя. Полученная в наших экспериментах зависимость эффективности коллимации от положения кристалла относительно границы поглотителя представлена на рис. 40.

Приведенные выше результаты были получены для кристалла длиной 1,8 мм с углом изгиба 0,9 мрад с использованием штатной системы локального искажения орбиты со скоростью наведения пучка на кристалл  $\sim 3,0$  мм/мс. Максимальная эффективность при оптимальном положении кристалла составляла  $\sim 75\%$ .

На стенде также были проведены эксперименты при скорости наведения пучка  $\sim 0,7$  мм/мс на кристалл с углом изгиба 0,8 мрад и длиной по пучку

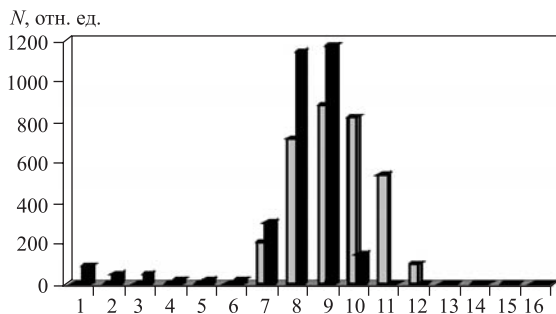


Рис. 41. Профили пучка на поглотителе при забросе протонов ударным магнитом (серые столбики) и ориентированным кристаллом (черные столбики)

1,7 мм. Результаты этих измерений представлены на рис.41, где показаны распределения плотности пучка в горизонтальной плоскости при забросе с помощью ударного магнита и кристалла. Из этих измерений следует, что эффективность достигает 85 %, т.е. такой же величины, что и при выводе пучка из ускорителя (см. разд. 5).

При работе с кристаллами на стенде основным источником информации о параметрах каналированного пучка являлись показания профилометра. Кроме этого, как уже указывалось, применялись и другие детекторы. В частности, использовалась ионизационная камера, установленная между кристаллом и поглотителем в конце блока 84 (см. рис.37), а также сцинтилляционный детектор, который был установлен за поглотителем. Изменение уровней сиг-

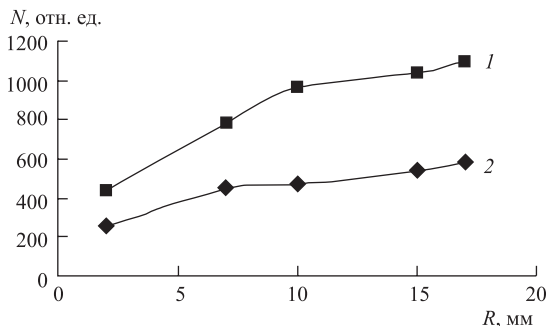


Рис. 42. Зависимость сигнала ионизационной камеры от координаты разориентированного (1) и ориентированного (2) кристалла. Амплитуда сигнала нормирована на интенсивность

налов, полученных с помощью ионизационной камеры, при перемещении кристалла в разориентированном и ориентированном состояниях продемонстрировано на рис.42. Из него следует, что ввод кристалла в режим кана-

лирования приводит к существенному уменьшению числа вторичных частиц, регистрируемых камерой, вследствие уменьшения числа ядерных взаимодействий протонов с кристаллом.

Основным фактором, подтверждающим эффективность применения кристаллических дефлекторов для коллимации пучка, могут служить результаты экспериментов по оценке общего радиационного поля вблизи поглотителя. Для этой цели были проведены измерения с ионизационными камерами, установленными за поглотителем, расположение которых показано на рис. 37. Часть протонного пучка не захватывается в режим каналирования и попадает на край поглотителя. Однако основная часть пучка, как это показано на рис. 39, отклоняется с помощью ориентированного кристалла в глубь поглотителя и поглощается. Величина радиационного поля в этом случае зависит от соотношения доли частиц, падающих в глубь вещества и на его край. На рис. 43 показаны изменения радиационных полей за поглотителем при различных режимах работы системы локализации потерь. Значение  $U/U_0 = 1$  соответствует показанию первой ионизационной камеры за поглотителем при сбросе бампом.

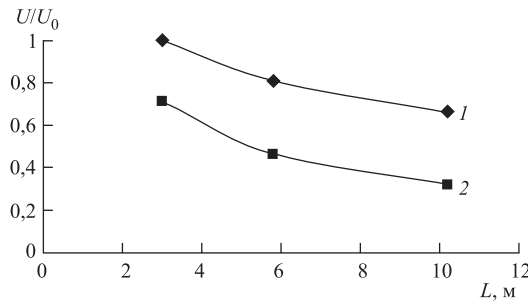


Рис. 43. Изменение сигналов с ионизационных камер при сбросе пучка на поглотитель ( $L$  — расстояние от поглотителя). 1 — сброс пучка на край поглотителя с помощью бампов; 2 — сброс с помощью ориентированного кристалла (ПП-84) с эффективностью 60 %

Как видно из рисунка, при использовании кристаллов с эффективностью  $\sim 60\%$  показания ионизационных камер вблизи блока 86 фиксируют значительное снижение радиационного поля по сравнению с наведением на край поглотителя пучка с помощью бампов. Однако потоки вторичных частиц, образующихся в результате взаимодействия протонов с поглотителем, облучают оборудование не только вблизи поглотителя. Для дополнительного контроля за облучением оборудования ускорителя У-70 были произведены измерения уровней вторичных частиц с помощью системы измерения потерь СИП [17]. Мы показали, что при работе с ориентированным кристаллом в районе магнитных блоков 84–90 эти уровни в 1,6 раза меньше, чем при локализации пучка с помощью бампов. Эти данные согласуются с результатами измерений, приведенных на рис. 43. Очевидно, что с повышением эффективности кристаллов радиационные поля в ускорителе еще больше будут снижаться.

Значительный интерес представляет работа кристаллов в широком диапазоне энергий падающих на кристалл протонов. Проведение таких исследований при выводе пучка из ускорителя крайне затруднительно. Размещение же станций кристаллических дефлекторов вблизи поглотителя позволило провести эксперименты по забросу на поглотитель пучка протонов в широком диапазоне энергий [40]. Результаты экспериментов на ускорителе ИФВЭ по определению эффективности кристалла при различных энергиях протонов, а также результаты численного моделирования представлены на рис. 44. В данных экспериментах использовался кристалл с размерами  $1,8 \times 27 \times 0,5$  мм и углом отклонения  $\sim 0,8$  мрад.

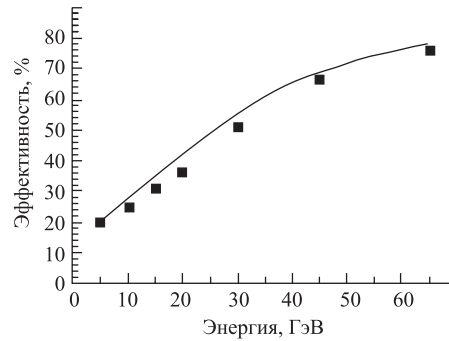


Рис. 44. Зависимость эффективности кристалла от энергии протонов: кривая — расчет; ■ — эксперимент

Из рисунка видно, что имеется хорошее согласие между измеренной и расчетной эффективностью изогнутого кристалла. Снижение эффективности с уменьшением энергии протонов в основном объясняется ростом среднеквадратичного угла многократного кулоновского рассеяния и уменьшением длины деканалирования. Полученная зависимость также показывает, что с использованием одного и того же кристалла можно выводить пучки в достаточно широком диапазоне энергий, 40–70 ГэВ, с эффективностью выше 60 %.

Отметим также, что приведенные на рис. 44 данные получены при использовании кристаллов с параметрами, оптимизированными на достижение предельно возможной эффективности вывода пучка частиц с энергией 70 ГэВ. При этом если продолжить расчетную кривую в область энергий выше 70 ГэВ, то после достижения максимума при 70 ГэВ она начнет достаточно быстро спадать в связи с ростом (пропорционально энергии частиц) критического радиуса кристалла (см. п. 1.1).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате исследований, проведенных на ускорителе ИФВЭ, было показано, что при использовании коротких кристаллов кремния длиной  $\sim 2$  мм возможно достижение высокой эффективности вывода пучка,  $\sim 85$  %, которая в 3 раза превышает лучший результат, полученный на ускорителе FNAL.

С целью повышения эффективности использования ускорителя была также изучена возможность одновременной работы внутренних мишеней и вы-

вода протонов с помощью кристаллов. Показано, что в этом случае можно обеспечить практически равномерные во времени пучки протонов и вторичных частиц на всей плоской части магнитного цикла.

Созданный на ускорителе ИФВЭ вывод с использованием коротких изогнутых кристаллов существенно расширяет возможности проведения экспериментов на пучках высоких энергий, обеспечивая, в зависимости от требований эксперимента, интенсивность выведенных пучков в диапазоне  $10^6 \div 10^{12}$  частиц/цикл, допуская одновременную работу нескольких экспериментальных установок в режиме набора статистики и сокращая тем самым сроки проведения экспериментов. Этот вывод является хорошим дополнением к существующему на ускорителе ИФВЭ резонансному медленному выводу, который обеспечивает получение пучка протонов с интенсивностью  $5 \cdot 10^{11} \div 10^{13}$  частиц/цикл.

Хотелось бы сделать этот вывод конкурентоспособным с резонансным медленным выводом, повысив интенсивность выведенных пучков на порядок (с  $10^{12}$  до  $10^{13}$  протон/цикл). Решить эту задачу представляется возможным, если использовать вместо кристаллов кремния более тепло- и радиационно стойкие кристаллы, например искусственный алмаз, у которого эти параметры соответственно в 3 и 6 раз выше.

Разработанный на ускорителе ИФВЭ высокоэффективный вывод ускоренных частиц с помощью коротких изогнутых кристаллов, несомненно, будет стимулировать дальнейшее развитие этого метода на других ускорителях высоких энергий.

Следует отметить, что эффективное управление пучками частиц с помощью кристаллов возможно не только для протонов, но и для релятивистских ядер. В [8] теоретически было показано, что характеристики каналирования пучков ионов с энергией  $p\nu$  в изогнутых кристаллах будут такими же, как и для протонов с энергией  $p\nu/Z$ , где  $Z$  — заряд иона. Справедливость этого была показана в экспериментах в ОИЯИ, ЦЕРН и RHIC [48–51]. В частности, при использовании изогнутых кристаллов О-типа, описанных в данной работе, на RHIC [50] были достигнуты эффективности каналирования ионов золота ( $p\nu/Z = 250$  ГэВ) около 30% (рекордная величина для ионов).

Диапазон энергий, где применим описываемый метод, необычайно широк. Экспериментально был продемонстрирован диапазон от 3 МэВ [52] до 900 ГэВ [53, 54]. Это делает особенно интересными перспективы применения метода на LHC [15], где моделирование предсказывает эффективности каналирования, превышающие 90% [55]. Здесь можно будет осуществлять, используя изогнутые кристаллы, не только вывод протонов или ионов, но и локализацию потерь. В последнем случае эффективность коллимации по сравнению с обычными скреперами увеличивается, согласно проведенному моделированию, в 10–40 раз [55].

Интересным продолжением данных работ могло бы быть и каналирование частиц в наноструктурах, так называемых нанотрубках диаметром порядка нанометра и более, которые обладают уникальными возможностями, в том числе и в этой области [56, 57]. Длина деканалирования в нанотрубках ожидается в несколько раз выше, чем в кристаллах, и их применение может оказаться решающим при низких энергиях, до 1 ГэВ. Интересны перспективы применения нанотрубок для создания нанопучков ионов с очень малым эмиттансом [58, 59], востребованных в медицине, биологии (облучение живых клеток) и технике (литография). Пока исследования по применению нанотрубок для управления пучками заряженных частиц ограничиваются теорией и компьютерным моделированием (см. работы [56–59]).

Авторы благодарны А. А. Логунову и Н. Е. Тюрину за поддержку данной работы. На отдельных этапах в ней принимали участие и оказали огромную помощь А. А. Архипенко, В. А. Гаврилушкин, Н. А. Галяев, В. Н. Гресь, В. Н. Запольский, Б. А. Зеленов, А. В. Максимов, А. В. Минченко, В. М. Петровский. Особо мы хотим отметить большую работу С. Ю. Гришиной по подготовке рукописи к печати. Мы также благодарны И. Н. Мешкову, который внимательно ознакомился с работой и сделал ряд полезных замечаний.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 01-02-16229).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Линдхард Й.* // УФН. 1969. Т. 99, № 2. С. 249–296.
2. *Бирюков В. М., Котов В. И., Чесноков Ю. А.* // УФН. 1994. Т. 104, № 10. С. 1017.
3. *Biryukov V. M., Chesnokov Y. A., Kotov V. I.* Crystal Channeling and Its Application at High-Energy Accelerators. Berlin: Springer, 1997.
4. *Tsyganov E. N.* Fermilab Preprint TM-682, TM-684. Batavia, 1976.
5. *Водопьянов А. С. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30, вып. 7. С. 474.
6. *Адишев Ю. Н. и др.* // Там же. С. 430.
7. *Vak J. et al.* // Phys. Lett. B. 1980. V. 93. P. 505.
8. *Таратин А. М.* // ЭЧАЯ. 1998. Т. 39, вып. 5.
9. *Кошкарёв Д. Г.* Препринт ИТЭФ № 30. М., 1977.
10. *Авдейчиков В. В. и др.* // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1984. № 1. С. 3.
11. *Aseev A. A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1991. V. 309. P. 1;  
*Aseev A. A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1993. V. 324. P. 31.
12. *Akbari H. et al.* // Phys. Lett. B. 1993. V. 313. P. 491.
13. *Murphy C. T. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1994. V. 90. P. 128.
14. *Taratina A. M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1991. V. 58. P. 103.
15. *Biryukov V. M.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 2471.
16. *Courant E. D., Snyder H. S.* // Ann. Phys. 1958. V. 3. P. 1–48.



17. *Afonin A. G. et al.* // Proc. of EPAC-1998, Stockholm. P. 1613.
18. *Баранов В. Т. и др.* // Тр. XVII Совещ. по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 2000. Т. 1. С. 247.
19. *Gres V. N. et al.* // Proc. of EPAC-1998, Stockholm. P. 1617.
20. *Афонин А. Г., Зеленов Б. А., Сухомлинов В. Ф.* // Тр. XV Совещ. по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 1996. Т. 1. С. 291.
21. *Афонин А. Г. и др.* // Тр. XVII Совещ. по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 2000. Т. 1. С. 233.
22. *Комаров В. В. и др.* Препринт ИФВЭ 72-98. Серпухов, 1972.
23. *Боровков С. Д. и др.* Препринт ИФВЭ 90-34. Протвино, 1990.
24. *Bosser J. et al.* // LHC Project Report 370. Geneva, 2000.
25. *Архипенко А. А. и др.* // ПТЭ. 2000. № 1. С. 16.
26. *Афонин А. Г. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67, вып. 10. С. 741.
27. *Afonin A. G. et al.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 435. P. 240.
28. *Афонин А. Г. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 68, вып. 7. С. 544.
29. *Afonin A. G. et al.* // Proc. of EPAC-1998, Stockholm. P. 2114.
30. *Viruykov V. M.* // Ibid. P. 2091.
31. *Архипенко А. А. и др.* // Тр. XVI Совещ. по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 1998. Т. 1. С. 170.
32. *Afonin A. G. et al.* // Proc. of PAC-1999, New York. P. 53.
33. *Viruykov V. M.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1999. V. 153. P. 461.
34. *Afonin A. G. et al.* // Proc. of EPAC-2000, Vienna. P. 364.
35. *Афонин А. Г. и др.* // Тр. XVII Совещ. по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 2000. Т. 2. С. 290.
36. *Afonin A. G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 094802.
37. *Афонин А. Г. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74, вып. 1. С. 57.
38. *Afonin A. G. et al.* // Proc. of PAC-2001, Chicago. P. 1565.
39. *Viruykov V. M. et al.* // Rev. Sci. Instr. 2002. V. 73. P. 3170.
40. *Afonine A. G. et al.* // Proc. of EPAC-2002, Paris. P. 2511.
41. *Афонин А. Г. и др.* // ПТЭ. 2002. № 4. С. 45.
42. *Афонин А. Г. и др.* // АЭ. 2002. Т. 93, вып. 6. С. 428.
43. *Асеев А. А. и др.* Препринт ИФВЭ 91-46. Протвино, 1991.
44. *Афонин А. Г., Максимов А. В., Соколов С. В.* // Тр. XV Совещ. по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 1996. Т. 2. С. 301.
45. *Белов С. А. и др.* // Тр. XVII Совещ. по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 2000. Т. 2. С. 260.
46. *Ким Л. М. и др.* // Тр. VIII Совещ. по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 1982. Дубна, 1983. Т. 2. С. 175.
47. *Varanov V. T. et al.* // Тр. XVII Совещ. по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 2000. Т. 1. С. 240.

48. *Belzer L. I. et al.* // Proc. of the Workshop on Channeling Application in High Energy Physics, Protvino, 1991. P. 45.
49. *Arduini G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 4182.
50. *Fliller R. P. et al.* // Proc. of EPAC-2002, Paris. P. 200.
51. *Fliller R. P. et al.* // Proc. of PAC-2003, Portland. P. 1691.
52. *Breese M.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1997. V. 132. P. 540.
53. *Carrigan R. A. et al.* // Phys. Rev. ST Accel. Beams AB. 1998. V. 1. P. 022801.
54. *Carrigan R. A. et al.* // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2002. V. 5. P. 043501.
55. *Biryukov V. M.* Invited talk at Symp. on Channeling in Memory of Dr. F. Sellschop, Frankfurt, 2003; physics/0307027.
56. *Biryukov V. M., Bellucci S.* // Phys. Lett. B. 2002. V. 542. P. 111 and Refs. therein.
57. *Bellucci S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. V. 202. P. 236 and Refs. therein.
58. *Bellucci S. et al.* // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2003. V. 6. P. 033502.
59. *Biryukov V. M.* Invited talk to ICNMTA-2004 // Nucl. Instr. Meth. B (to be published).