



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2003–33
ОП, ОУ У-70

А.Г. Афонин, В.Т. Баранов, В.М. Бирюков, Ю.М. Иванов¹,
А.А. Кардаш, В.И. Котов, В.А. Маишеев, В.И. Терехов,
Е.Ф. Троянов, Ю.С. Федотов, В.Н. Чепегин, Ю.А. Чесноков

ВЫВОД ПУЧКА ПРОТОНОВ ИЗ УСКОРИТЕЛЯ ИФВЭ С ПОМОЩЬЮ КОРОТКИХ КРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ

Направлено в ЭЧАЯ

¹ С.-Петербургский институт ядерной физики
им. Б.П. Константинова

Аннотация

Афонин А.Г., Баранов В.Т., Бирюков В.М. и др. Вывод пучка протонов из ускорителя ИФВЭ с помощью коротких кристаллов кремния: Препринт ИФВЭ 2003–33. – Протвино, 2003. – 49 с., 44 рис., 5 табл., библиогр.: 46.

В работе приводится физическое обоснование вывода частиц из ускорителя ИФВЭ с использованием коротких изогнутых кристаллов кремния, дается обоснование схем вывода, анализируются результаты исследований, подробно рассматривается режим одновременной работы вывода и нескольких внутренних мишеней, обсуждаются результаты исследований на созданном стенде испытания кристаллов. Экспериментально показано, что при использовании коротких кристаллов можно получать выведенные пучки с интенсивностью $\sim 10^{12}$ протонов/цикл при эффективности $\sim 85\%$.

Abstract

Afonin A.G., Baranov V.T., Birjukov V.M. et al. Proton beam extraction by a short silicon crystal from the IHEP accelerator: IHEP Preprint 2003–33. – Protvino, 2003. – p. 49, figs. 44, tables 5, refs.: 46.

This paper presents the physical background for a particle extraction from IHEP accelerator by means of short bent silicon crystals, explains the extraction schemes, analyses the results of the studies, considers in detail the regime of simultaneous work of crystal extraction and several internal targets, discusses the outcome of the studies on the created crystal test bench. 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 $\sim 85\%$.

Содержание

Введение	2
1. Каналирование заряженных частиц в ориентированных кристаллах	2
1.1. Изогнутый кристалл	4
1.2. Деканалирование	7
1.3. Эффективность отклонения пучков частиц изогнутым кристаллом	8
2. Идеология эффективного вывода ускоренных частиц с помощью изогнутых кристаллов. Схемы вывода на ускорителе протонов ИФВЭ	8
2.1. Движение частиц в магнитном поле циклических ускорителей	11
2.2. Схемы вывода пучка протонов кристаллом на ускорителе У-70 ИФВЭ	15
3. Типы используемых кристаллов и кристаллические станции	18
4. Диагностика пучка при выводе изогнутым кристаллом	21
4.1. Измерение интенсивности пучка	23
4.2. Измерение геометрических характеристик пучка	24
4.3. Измерение потерь пучка	26
4.4. Обратная связь по пучку и измерение относительной интенсивности	27
4.5. Дополнительные средства диагностики	27
5. Результаты исследований режимов вывода пучка протонов изогнутыми кристаллами	29
6. Одновременная работа вывода пучка протонов с помощью изогнутого кристалла и двух внутренних мишеней	33
7. Стенд для проведения исследований с кристаллами	40
Заключение	47
Список литературы	48

Введение

На протяжении двадцати пяти 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 за цикл при эффективностях вывода $10^{-4} \div 10^{-3}$, которые имели весьма ограниченное применение.

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

Причины невысоких значений эффективности вывода в экспериментах, проведенных в ЦЕРН и ФНАЛ, 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 иметь полноценный вывод частиц с эффективностью вывода $\sim 85\%$.

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

1. Канализование 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 заряженных частиц, летящих между кристаллографическими плоскостями или в окрестности кристаллографических осей, т.е. в пространстве, где нет атомов. Проверить это предположение он предлагал в экспериментах с протонными пучками. Однако оно было забыто и лишь в начале 60-х годов возродилось вновь. Предсказанный Штарком эффект, названный впоследствии эффектом канализования, был заново открыт в компьютерном моделировании и затем подтвержден экспериментами.

Объяснение эффекта канализования 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 Ψ относительно одной или другой плоскости. Это означает, что поперечная составляющая p_x импульса частицы p значительно меньше продольной составляющей p_s . Несложно показать [1], [2], [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, $d = 1,92 \times 10^{-8}$ см.

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

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

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

В кристалле кремния (110) для протонов с импульсом 70 ГэВ/с значение Ω равно $2,6 \times 10^5$ 1/м, а длина волны

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

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

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

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

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

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

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 $a_{TF} = 0.8853 a_B Z^{-1/3}$, где $a_B = 0.529 \times 10^{-10}$ м – радиус Бора, Z – атомный номер), будут сильно рассеиваться на ядрах и быстро выбывать из каналирования. Поэтому критическим можно считать эллипс с полуосями

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

$$\Psi_C = \sqrt{\frac{2U(x_C)}{p\nu}} = \Psi_L \left(1 - \frac{2a_{TF}}{d} \right).$$

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 η_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]. Эта идея была впервые подтверждена экспериментом, выполненным в 1979 г. совместной группой ОИЯИ – ФНАЛ 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, пучков вторичных частиц с импульсом до 12 ГэВ/с 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

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

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

Смещение центра колебаний увеличивается с уменьшением радиуса изгиба кристалла. При некотором радиусе изгиба R_c (критический радиус) равно

$$R_c = \frac{p v}{U'(x_c)} \quad (11)$$

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 в области энергий 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

$$A_{\max} = x_c \left(1 - \frac{R_c}{R} \right), \quad (13)$$

$$x'_{\max} = A_{\max} \Omega = \Psi_c \left(1 - \frac{R_c}{R} \right),$$

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 уменьшается на множитель $\left(1 - \frac{R_c}{R} \right)^2$.

Уравнение (9) можно представить в виде

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

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

является эффективным потенциалом, представляющим суперпозицию межплоскостного и «центробежного» потенциалов (см. рис. 1).

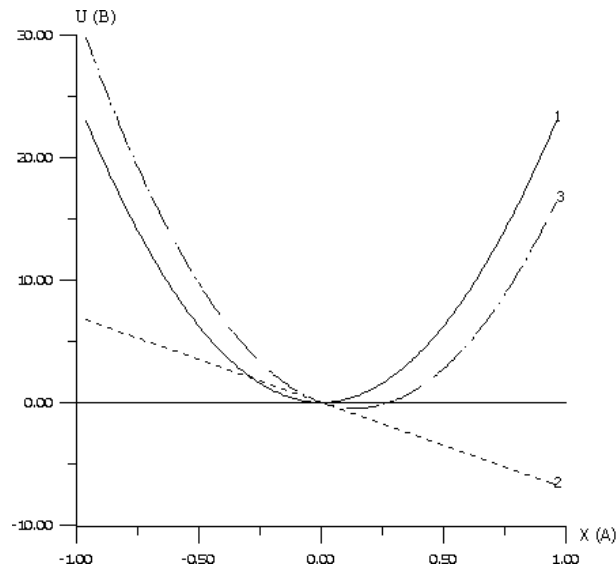


Рис. 1. Вид потенциальной ямы для прямого (1) и изогнутого (3) кристаллов; (2) – «центробежный» потенциал.

Из сопоставления прямого и изогнутого кристаллов, приведенных на этом рисунке, 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 $U(x_c) \left(\frac{R_c}{R} \right)^2$, то выражение для $U_{эф}$ можно представить в виде

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

Отсюда следует, что $U_{эф}$ 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 $(p\nu)_c = U'(x_c)R$. Тогда смещение центра колебаний (10) примет вид

$$\bar{x} = \frac{p\nu}{(p\nu)_c} x_c, \quad (17)$$

а глубина потенциальной ямы будет равна

$$U_{эф}(x_c) = U(x_c) \left[1 - \frac{p\nu}{(p\nu)_c} \right]^2. \quad (18)$$

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

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

Здесь η_0 уже не является постоянной величиной, а зависит через Ψ_C от $p\nu$ (см. (7) и (8)). Величина $(p\nu)_C$ для кристалла кремния ориентации (110), изогнутого по радиусу $R = 1$ м, составляет ~ 400 ГэВ.

1.2. Деканализирование

В процессе каналирования частицы, находящиеся в потенциальной яме в области, ограниченной $x_C \leq d/2 - a_{T\Phi}$, 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 деталях 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 θ соотношением

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

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

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

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

является длиной деканализирования в прямом кристалле.

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

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

где $n_{эл}(x)$ – плотность электронов в межплоскостном пространстве, $n_{ам}$ – усредненная (аморфная) плотность электронов, m_e – масса покоя электрона, $\left(\frac{\delta E}{\delta s} \right)_{ам}$ – 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

$$L_D^0 = \frac{256}{9\pi^2} \frac{p\nu}{\ln\left(\frac{2E_0\gamma}{I}\right) - 1} \frac{a_{r\phi} d}{Z_i r_e E_0}, \quad (25)$$

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 деканалирования от энергии меняется радикальным образом. В этом случае, как следует из (22) и (25), $L_D \sim p\nu \left(1 - \frac{p\nu}{(p\nu)_c}\right)^2$ (здесь не учитывается слабая логарифмическая зависимость). Наибольшего значения L_D достигает при $p\nu = (p\nu)_c/3$, что следует из условия максимума

$$\frac{d}{d(p\nu)} \left[p\nu \left(1 - \frac{p\nu}{(p\nu)_c}\right)^2 \right] = 0.$$

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 введены обозначения:

$$\rho = \frac{R_c}{R}; \quad \Theta - \text{угол отклонения частицы кристаллом}; \quad \Theta_D = \frac{L_D^0}{R_c} - \text{практически постоянная величина, зависящая от свойств кристалла и определяющая максимально возможный}$$

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 ~ 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 $\sim 10^9$ В/см и выше. В кристалле, изогнутом по дуге окружности радиуса R , для частицы, двигающейся по центру потенциальной ямы, будем иметь

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

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

$$\frac{p\nu}{3R_C} \approx 1.33 \cdot 10^9 \text{ эВ/см} .$$

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

$$\frac{p\nu}{R} = 300 \frac{\nu}{c} B_{\text{экв}} , \quad (28)$$

где $B_{\text{экв}}$ – в эрстедах, $\frac{p\nu}{R}$ – в эВ/см, $\frac{\nu}{c} \approx 1$ 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 $p\nu$ отклоняются на одинаковые углы изогнутым кристаллом и магнитом: $\Theta = \frac{L_K}{R_K} = \frac{L_M}{R_M}$, 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 ≤ 10 Тл, то требуемая длина изогнутого кристалла кремния ориентации (110) будет в 220 и 44 раза меньше длины обычного и сверхпроводящего магнитов 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 синхрофазотроне ОИЯИ в 1984 г. при энергии ускоренных протонов 8,4 ГэВ [10]. Для вывода использовался кристалл кремния ориентации (111) с размерами $11 \times 10 \times 0,4$ мм³ (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 $65 \times 15 \times 0,6$ мм³ изогнуть на большой угол ~ 85 мрад. Ускоренный пучок подводился к кристаллу с помощью локального искажения орбиты. Эффективность этого вывода составила несколько единиц на 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 ЦЕРНе 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 $30 \times 18 \times 1,5$ мм³ [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 $\sim 20\%$.

Интересные исследования по выводу ускоренного с энергией 900 ГэВ пучка протонов были проведены в 1995 г. на сверхпроводящем ускорителе ФНАЛ [13]. В этих экспериментах использовался изогнутый на угол 0,64 мрад кристалл кремния ориентации (110) с размерами $40 \times 10 \times 3$ мм³. Отклонение пучка кристаллом осуществлялось в вертикальной плоскости, а наве-

дение 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 в последующие прохождения, 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 $(10\div 30)$ микрон разрушается 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 гауссовское распределение со среднеквадратичным углом σ , определяемым формулой

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

где L – длина кристалла, L_R – радиационная длина, равная в кремнии 9,36 см. В последующих прохождениях частицами кристалла среднеквадратичный угол рассеяния σ 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 Θ 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, $\rho = \frac{R_C}{R}$, $x = \frac{\Psi_C}{\sigma}$ (для k -го прохождение

ния $x = \frac{\Psi_C}{\sqrt{k} \sigma}$). Из доли не захваченных в режим каналирования частиц $W(1 - F_1)$ при по-

вторном 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 единую 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**. Они проводились для кристаллов кремния разной длины с ориентацией (110), отклоняющих пучок протонов с энергией 70 ГэВ на фиксированный угол 2 мрад. Там же (зачернен-

ными квадратиками) показаны результаты прямого компьютерного моделирования. Различие результатов при малых длинах кристаллов объясняется тем, что в расчетах по формуле (31) в отличие от компьютерного моделирования [13], [14] не учитывается судьба деканализированных частиц, некоторая доля которых, прошедшая большую часть кристалла в режиме каналирования, также может быть выведена.

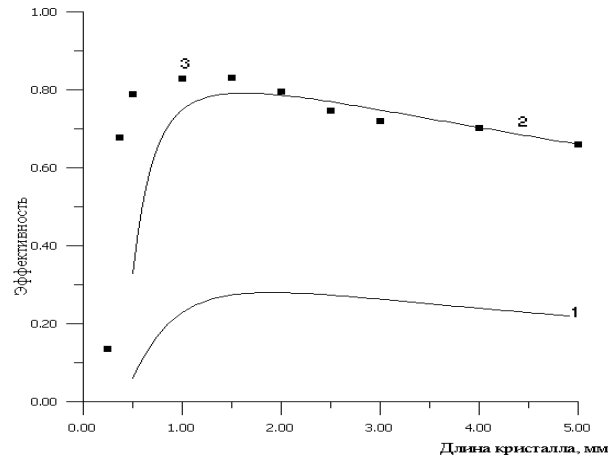


Рис. 2. Зависимость эффективности вывода от длины кристалла для однооборотного (1) и многооборотного (2) вывода; (3) – прямое компьютерное моделирование.

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 ~1÷2 мм. Что касается ограничений на толщину кристаллов, то они довольно расплывчаты, и, как показывают оценки, можно использовать кристаллы толщиной 0,3÷0,6 мм без существенного влияния на эффективность.

Исследования многооборотного вывода ускоренного пучка частиц с помощью изогнутых кристаллов 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 ускорителей

В циклических ускорителях с сильной фокусировкой движение частиц в каждой из поперечных плоскостей (в дальнейшем нас будет интересовать движение в горизонтальной плоскости) определяется уравнением Хилла:

$$x'' + F(s)x = 0 \quad (32)$$

где $F(s)$ – периодическая функция с периодом, равным периоду магнитной структуры. Общее решение уравнения Хилла в области устойчивости всегда можно представить линейной комбинацией двух комплексно сопряженных решений

$$x = b\varphi(s) + b^*\varphi^*(s), \quad (33)$$

$$x' = b\varphi'(s) + b^*\varphi'^*(s),$$

где $\varphi(s) = we^{i\Psi}$, $\varphi^*(s) = we^{-i\Psi}$ – функции Флоке, удовлетворяющие условию нормировки

$$W = \begin{vmatrix} \varphi(s) & \varphi^*(s) \\ \varphi'(s) & \varphi'^*(s) \end{vmatrix} = -2i \quad (34)$$

при

$$\Psi' = \frac{1}{w^2}. \quad (35)$$

Модули функций Флоке и, соответственно, произвольных постоянных b имеют размерности $m^{1/2}$. Подставляя $\varphi(s)$ в (32), для модуля функции Флоке получим уравнение

$$w'' + F(s)w + \frac{1}{w^3} = 0. \quad (36)$$

Решение (33) можно представить в матричной форме:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varphi(s) & \varphi^*(s) \\ \varphi'(s) & \varphi'^*(s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b \\ b^* \end{pmatrix}.$$

Тогда на произвольном отрезке $s_2 - s_1$ решение запишется в виде

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ x_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varphi & \varphi^* \\ \varphi' & \varphi'^* \end{pmatrix}_2 \begin{pmatrix} \varphi & \varphi^* \\ \varphi' & \varphi'^* \end{pmatrix}_1^{-1} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_1' \end{pmatrix},$$

где индекс 1 относится к s_1 , а индекс 2 – к s_2 . Подставляя сюда значения функций Флоке и полагая $w = \sqrt{\beta}$, $ww' = \frac{\beta'}{2} = -\alpha$, где β и α – структурные функции ускорителя, получим

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ x_2' \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} (\cos \Delta\Psi + \alpha_1 \sin \Delta\Psi) & \sqrt{\beta_1 \beta_2} \sin \Delta\Psi \\ -\frac{(1 + \alpha_1 \alpha_2) \sin \Delta\Psi + (\alpha_2 - \alpha_1) \cos \Delta\Psi}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}} & \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} (\cos \Delta\Psi - \alpha_2 \sin \Delta\Psi) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_1' \end{pmatrix}. \quad (37)$$

Здесь $\Delta\Psi = \Psi_2 - \Psi_1$.

Общее решение (33) в области устойчивости можно представить в действительном виде, полагая $b = \frac{A}{2} e^{i\delta}$:

$$x = A\sqrt{\beta} \cos(\Psi + \delta), \quad (38)$$

где A и δ – произвольные величины, зависящие от начальных условий. Для x' отсюда получим

$$x' = -\frac{A\alpha}{\sqrt{\beta}} \cos(\Psi + \delta) - \frac{A}{\sqrt{\beta}} \sin(\Psi + \delta). \quad (39)$$

Исключая из (38) и (39) тригонометрические функции, найдем первый интеграл движения, определяющий на фазовой плоскости xx' эллипс, ограничивающий пучок частиц

$$x^2 \gamma + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = A^2, \quad (40)$$

где $\gamma = \frac{1 + \alpha^2}{\beta}$ и $\gamma\beta - \alpha^2 = 1$.

Величина A^2 является инвариантом, равным эмиттансу пучка E . Коэффициенты γ и β непосредственно связаны с проекциями эллипса на угловую и пространственную оси координат соответственно (см. **рис. 3**).

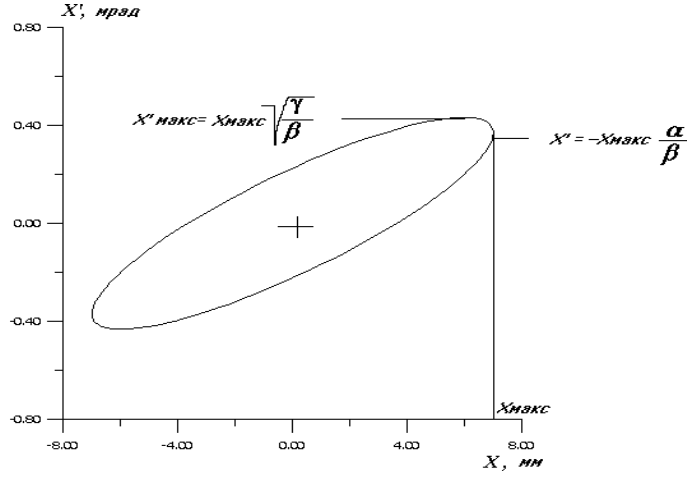


Рис. 3. Фазовый портрет циркулирующего пучка.

$$\left(x_{\max} = \sqrt{\beta A^2}, \quad x' = -\frac{\alpha}{\beta} x_{\max} \right), \quad \left(x'_{\max} = \sqrt{\gamma A^2}, \quad x = -\frac{\alpha}{\gamma} x'_{\max} \right). \quad (41)$$

Отсюда видно, что x_{\max} и x'_{\max} играют роль пространственной и угловой огибающих пучка частиц. Коэффициент α определяет наклон эллипса.

Если измерить полуразмер пучка x_{\max} , то из (41) можно вычислить его фазовый объем $S = \pi E = \pi \frac{x_{\max}^2}{\beta}$ и максимальный угол частиц в пучке $x'_{\max} = x_{\max} \sqrt{\frac{\gamma}{\beta}}$. В частности, определенный таким способом фазовый объем ускоренного пучка в ускорителе У-70 ИФВЭ примерно равен 2π мм·мрад при интенсивности выше 10^{12} протонов за цикл ускорения.

Пучок частиц, наводимый на кристалл, начинает соприкасаться с ним в точке x_{\max} , $x' = -\frac{\alpha}{\beta} x_{\max}$. 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:

$$X = \sqrt{x_{\max}^2 + \beta^2 \sigma^2}, \quad \Delta X = \sqrt{x_{\max}^2 + \beta^2 \sigma^2} - x_{\max} = \frac{\beta^2 \sigma^2}{2X}, \quad (42),$$

где $X \approx x_{\max}$, σ – 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 Θ должен быть небольшим. Поэтому для вывода пучка из ускорителя необходима установка на трассе отклоненного пучка дополнительных отклоняю-

щих магнитов. При этом взаимное расположение кристалла и первого магнита должно быть таким, чтобы выводимый пучок попадал в рабочую апертуру магнита. Подставляя в (37) вместо

x_1 и x'_1 значения x_{\max} и $\left(-\frac{\alpha_1}{\beta_1}x_{\max} + \Theta\right)$, получим величину отклонения пучка x_2

в виде

$$\begin{aligned} x_2 &= x_{\max} \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} (\cos \Delta\Psi + \alpha_1 \sin \Delta\Psi) + \left(\Theta - \frac{\alpha_1}{\beta_1} x_{\max}\right) \sqrt{\beta_1 \beta_2} \sin \Delta\Psi = \\ &= x_{\max} \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} \cos \Delta\Psi + \sqrt{\beta_1 \beta_2} \Theta \sin \Delta\Psi. \end{aligned} \quad (43)$$

Решая уравнение $\frac{dx_2}{d(\Delta\Psi)} = 0$, найдем оптимальную величину набега фазы между кристаллом и следующим за ним отклоняющим магнитом:

$$\operatorname{tg} \Delta\Psi_{\text{opt.}} = \frac{\beta_1 \Theta}{x_{\max}}; \quad \sin \Delta\Psi_{\text{opt.}} = \frac{\beta_1 \Theta}{\sqrt{x_{\max}^2 + \beta_1^2 \Theta^2}}.$$

Подставляя эти значения в (43), получим

$$(x_2)_{\text{opt.}} = \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1} (x_{\max}^2 + \beta_1^2 \Theta^2)}. \quad (44)$$

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 ΔB , нарастающее в процессе наведения пучка. Как правило, длина магнитного блока в сильнофокусирующих ускорителях много меньше длины волны бетатронных колебаний, и действие возмущающего поля ΔB сводится в точечном приближении к изменению угла орбиты в центре магнита $\Delta x'_0 = \frac{\Delta B}{B_0} \frac{L}{R_0}$, где L – длина блока, B_0 – индукция основного магнитного поля на орбите радиуса R_0 . Подставляя в (37) начальные значения в центре возмущающего магнитного блока $x_1 = 0$ и $x'_1 = \Delta x'_0$, для возмущенной орбиты получим

$$\begin{cases} x_\delta = \sqrt{\beta_1 \beta_2} \sin \Delta\Psi \cdot \Delta x'_0, \\ x'_\delta = \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} (\cos \Delta\Psi - \alpha_2 \sin \Delta\Psi) \Delta x'_0 = \frac{x_\delta}{\beta_2} \left(\frac{\cos \Delta\Psi}{\sin \Delta\Psi} - \alpha_2 \right), \end{cases} \quad (45)$$

где β_i – структурная функция в центре первого магнита, β_2 и α_2 – 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 исходной.

Из (45) 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, в конечном счете, приводит к уменьшению эффективности вывода.

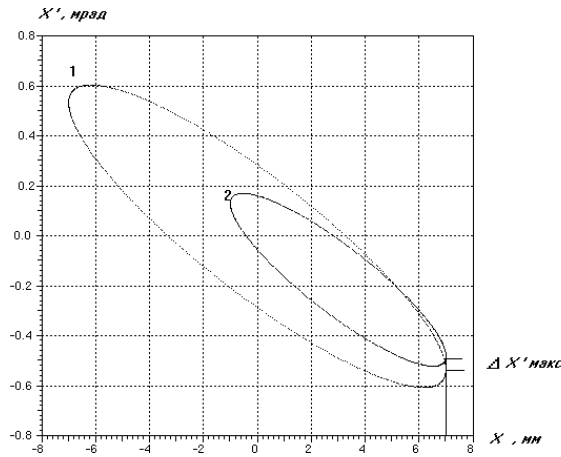


Рис. 4. Эллипсы $X_{\max 1} = 7$ мм и $X_{\max 2} = 4$ мм (смещенный бампом на 3 мм).

Этот эффект пропадает при условии

$$\frac{\cos \Delta \Psi}{\sin \Delta \Psi} - \alpha_2 = 0. \quad (46)$$

Для канонического эллипса ($\alpha_2 = 0$) это условие сводится к $\cos \Delta \Psi = 0$, т.е. к $\Delta \Psi = \pm \frac{\pi}{2}$.

В действующем ускорителе эти условия трудновыполнимы, поскольку нужные места для установки кристаллов, как правило, бывают заняты другими системами, а для имеющихся мест требуется организация более сложных бампов. Величина расстройки по углу при полном наведении пучка на кристалл будет равна

$$\Delta x'_{\max} = \frac{x_{\max} \cos \Delta \Psi}{\beta_2 \sin \Delta \Psi}, \quad (47)$$

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_{19} , Si_{22} и Si_{106} , 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.

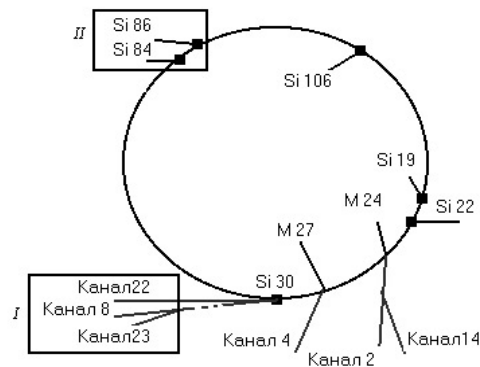


Рис. 5. Схема вывода пучков из У-70: Si 19, Si 22, Si 30, Si 84, Si 106 – изогнутые кристаллы; M 24, M 27 – внутренние мишени; I – зона экспериментальных установок; II – зона исследований кристаллов.

Кроме этих станций на ускорителе были еще размещены станции Si₃₀, Si₈₄ и Si₈₆. Кристаллическая станция Si₃₀ служит для отбора от выведенного в направлении канала № 8 пучка малой доли частиц ($\sim 10^7$) и отклонения их (угол отклонения ~ 9 мрад) в канал № 22. Кристаллические станции Si₈₄ и Si₈₆ расположены в тестовой зоне и предназначены для испытания кристаллов перед их установкой в рабочие станции Si₉ и Si₂₂ и Si₁₀₆, а также для проведения ряда исследований, в частности 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 Si₁₉ с двумя кристаллами (один резервный) установлена в прямолинейном промежутке № 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 (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 OM20, минуя токовую перегородку. Отклоняясь затем септум-магнитами OM22 и OM26 (кривая 2 на рис. 6), частицы выводятся из вакуумной камеры ускорителя в 30-м прямолинейном промежутке. Эта схема, как мы увидим ниже, в разделе 4, привлекательна тем, что на ее базе была организована одновременная работа вывода пучка с помощью кристалла и двух внутренних мишеней M₂₄ и M₂₇ (кривая 1 на рис. 6).

При использовании другой кристаллической станции Si₂₂, размещенной в середине магнитного блока № 22, вывод протонов был осуществлен через септум-магниты OM24 и OM26 (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 Si₁₀₆, установленной в прямолинейном промежутке № 106 (на рис. 6 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, 22 и 26, так и через септум-магниты OM24 и OM26. Таким образом, третья схема в случае неполадок в первых двух может замещать любую из них.

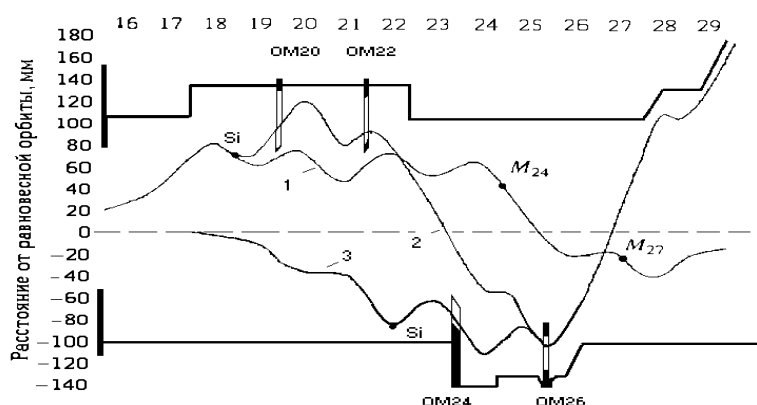


Рис. 6. Схемы вывода протонного пучка с помощью изогнутых кристаллов: **1** – траектория циркулирующего пучка при одновременном наведении на кристалл в прямолинейном промежутке № 19 (Si) и внутренние мишени M_{24} и M_{27} ; **2** – трасса вывода пучка с кристалла Si_{19} ; **3** – трасса вывода пучка с кристалла Si_{22} .

В **табл. 1** приведены значения структурных функций α и β ускорителя У-70 в местах размещения кристаллов и первых септум-магнитов, а также величины набегов фаз $\Delta\Psi$ между ними.

Таблица 1.

Положение кристаллов	Кристалл		Положение септум-магнитов OM	В месте расположения OM			Расстояние между выводимым и циркулирующим пучками, мм	Толщина перегородки X_2 OM, мм
	β_{1M}	α		β_{2M}	α_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

Используя эти значения, несложно определить по формуле (43) при заданном угле изгиба кристалла Θ и полуразмере ускоренного пучка X_{max} расстояние X_2 между выводимым и циркулирующим пучками на входах первых септум-магнитов. Их значения для $\Theta=2$ мрад и $X_{max}=7$ мм, приведенные в таблице, показывают, что такое разделение пучков достаточно для заброса выводимого пучка в апертуру первых септум-магнитов. Более того, при выводе пучка по схемам Si_{106} -24-26 или 20-22-26, а также Si_{22} -24-26 можно свободно использовать кристаллы с углами изгиба ~ 1 мрад и, как мы увидим ниже (раздел 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
		β_{1M}	α_1	β_{2M}	α_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 (47) 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. раздел 5) совместно 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 в Петербургском Институте ядерной физики (ПИЯФ) был разработан кристалл O-образной формы, представляющий собой как бы два U-образных кристалла, состыкованных ножками. В этой конструкции толщина “ножек” составляет по 1 мм каждая при общей длине рабочей части кристалла ~ 5 мм. Изгиб рабочей части кристалла на малый угол 1÷2 мрад осуществляется путем сжатия “ножек” в районе их центральной части. Общий вид O-образного кристалла с размерами рабочей части 5×5×0,6 мм (длина, высота, толщина) представлен на рис. 7.

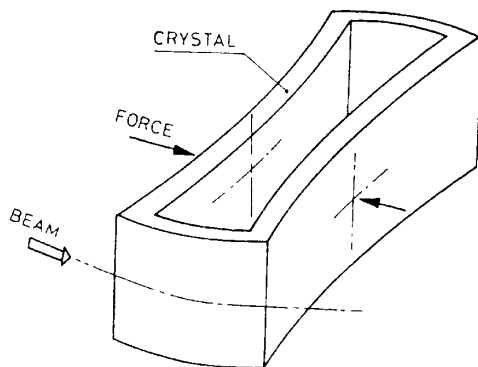


Рис. 7. Отклонение протонов O-кристаллом.

На **рис. 8** представлены образцы О-кристаллов вместе с устройствами их изгиба.

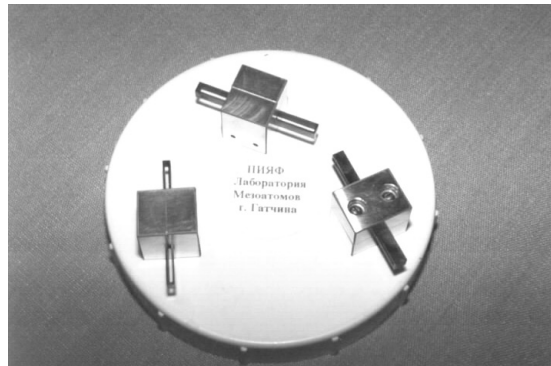


Рис. 8. Образцы О-кристаллов.

Эксперименты с кристаллом такого типа, изогнутым на угол ~ 2 мрад, показали достаточно высокую эффективность вывода $\sim 67\%$.

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 узких полосок длиной по пучку ~ 2 мм и высотой $30 \div 40$ мм (П-кристалл), основанный на использовании анизотропных свойств кристаллических решёток. Из теории упругости известно, что при изгибе кристалла по высоте в поперечном направлении возникают деформации, принимающие 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 приобретают седловидную форму (см. **рис. 9**). При этом изгиб кристалла по высоте на угол 100 мрад обеспечивает в поперечном направлении отклонение пучка на угол ~ 1 мрад.

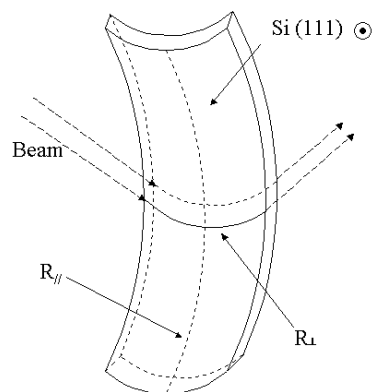


Рис. 9. Схема изгиба кристалла-полоски.

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

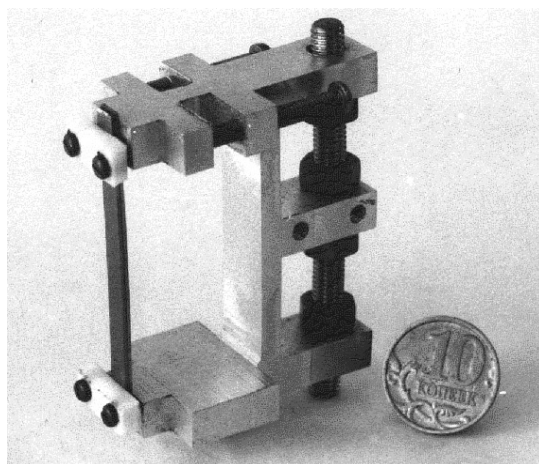


Рис.10. Реализованная конструкция изгиба полоски.

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 8. Три из них используются, как это описано в разделе 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. 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 ожидаемой установке кристалла по углу относительно равновесной орбиты. Поэтому при реализации вывода осуществляется начальный поиск оптимального положения кристалла в достаточно широком диапазоне угловых перемещений. Перемещение по углу, так же как и перемещение по радиусу, ограничивается концевыми выключателями и находится в диапазоне $35 \div 40$ мрад.

В системе управления угловым перемещением реализованы быстрый и медленный режимы. Быстрый режим реализуется подачей на модуль управления шаговым двигателем серии импульсов с периодом $T=20$ мс. Он предназначен для быстрого прохождения всего диапазона углового перемещения. Во втором режиме обеспечивается автоматический поиск оптимального положения кристалла по углу относительно падающего пучка. В этом режиме задаются две величины:

1-я – “шаг” – число шагов, которые делает шаговый двигатель по команде;

2-я – “цикл” – число циклов работы ускорителя, через которые шаги повторяются.

При этом обеспечена блокировка перемещения в данном цикле при отсутствии пучка в ускорителе. После того как оптимальное положение кристалла по углу найдено, управление переводится в режим “шаг”. В этом режиме обеспечивается ручная точная настройка режима угловой ориентации кристалла.

Поскольку в процессе медленного наведения пучка на кристалл происходит некоторое рассогласование по углу между кристаллом и пучком, предусмотрен особый режим коррекции угла в процессе вывода. Он обеспечивается подачей на управление шаговым двигателем заданного числа импульсов с периодом 50 или 100 мс. 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.

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

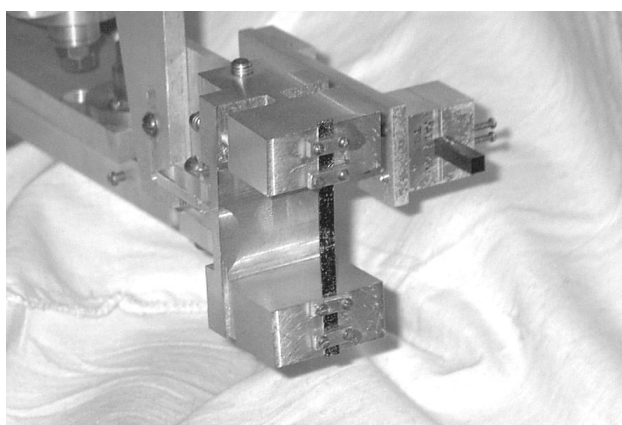


Рис. 12. Изогнутые кристаллы, установленные на станции.

На **рис. 12** показаны два кристаллических дефлектора, установленные на станции. Слева на рисунке показан П-кристалл с размерами $5 \times 35 \times 0,5$ мм³ (длина, высота, толщина). Справа – О-кристалл с размерами $5 \times 5 \times 0,5$ мм³ (длина, высота, толщина).

4. Диагностика пучка при выводе изогнутым кристаллом

Контролируемыми параметрами выведенного пучка являются его интенсивность, измеряемая в пределах $10^9 \div 10^{12}$ протонов/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 (пп106 и пп19) ускорителя У-70.

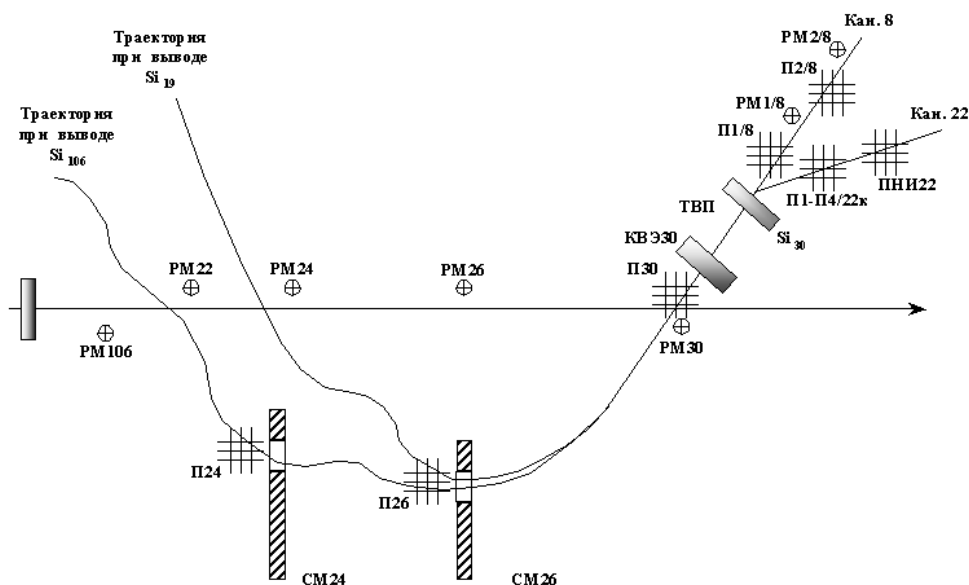


Рис. 13. Размещение средств диагностики пучка по трассе вывода.

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 подходов к технике и процедуре измерений. Прежде всего, это связано с необходимостью многократных измерений эффективности вывода и геометрических характеристик пучка за время вывода, учитывая сложность 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, отличающиеся 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 физические размеры детекторов должны быть как можно меньше.

Камера вторичной эмиссии (КВЭ30) служит для измерения интенсивности выведенного кристаллом пучка. Для измерения забираемой интенсивности циркулирующего пучка и расчета эффективности вывода используется трансформатор циркулирующего пучка (ТЦП). Рядом с КВЭ30 установлен интегрирующий трансформатор тока для измерения интенсивности пучка при быстром выводе (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 каналов 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 эффективности самого кристалла и всего тракта вывода является наиболее важной задачей. Измерения эффективности обеспечиваются измерениями интенсивности выводимого пучка. Желательно обеспечить диапазон измерения выводимой интенсивности от 10^9 протонов/цикл и выше. Желаемая точность измерения составляет 5%. Эта задача решается с использованием камеры вторичной эмиссии (КВЭ).

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} Тор, 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 вольтамперной характеристики.

К достоинствам КВЭ можно отнести ее линейный отклик в широком диапазоне интенсивностей пучка, многократно перекрывающем интенсивности действующих ускорителей, и высокое быстродействие. Для увеличения производимого сигнала на практике часто используют комбинацию из нескольких эмиттеров.

Такая камера для измерения интенсивности пучка при медленном выводе смонтирована в вакуумном объеме кольца У-70 перед выходным окном из ускорителя (см. рис. 13), где обеспечивается необходимое для нормальной работы прибора давление порядка 10^{-6} Тор. 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, учитывая весьма малое количество вносимого в пучок вещества – примерно 10 мг/см², а также размещение ее непосредственно перед выходным окном из титановой фольги массой 23 мг/см². Ресурс данной камеры, по экспериментальным оценкам, сохраняется до потока порядка 10^{19} протонов/см².

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 регистрацию малых токов с высокой точностью. Многократное измерение интенсивности за время сброса пучка осуществляется простым многократным опросом счетчика. Это позволяет регистрировать временную структуру сброса в полосе частот до 600 Гц. Детальное описание конструкции камеры приведено в [16].

Многолетняя практика применения КВЭ на всех крупных ускорителях мира позволила накопить 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, т.к. имеет место медленное изменение коэффициента вторичной эмиссии при увеличении интегральной интенсивности. На **рис. 14** приведен результат одной из таких калибровок. Анализ результатов многократных калибровок, проведенных за последние два года, позволяет определить погрешность КВЭ с учетом реальных фоновых условий на уровне не хуже 4% при интенсивностях выше 10^9 протонов/сброс.

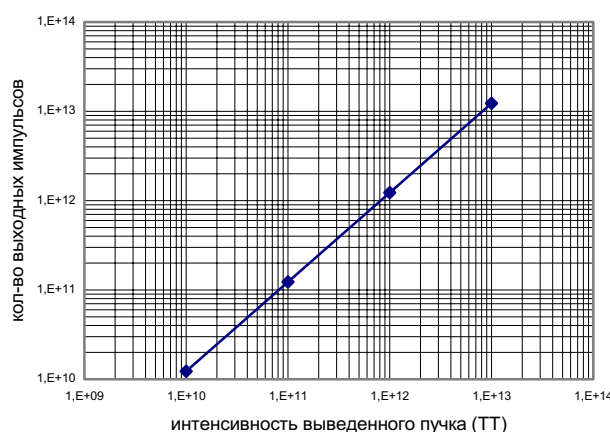


Рис. 14. Калибровка КВЭ при быстром выводе.

Эффективность вывода определяется как отношение интенсивности выведенного пучка, измеренной с помощью КВЭ, к интенсивности циркулирующего пучка, забранной из ускорителя в процессе вывода и 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 $10^9 \div 10^{12}$ протонов/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 мм до 3,5 мм. Последний выбирается таким, чтобы ширина пучка на уровне 4σ укладывалась в $6 \div 8$ каналов. Распределение зарядов на электродах отражает плотность пучка в соответствующей плоскости, т.е. профиль. Их измерение осуществляется электронной аппаратурой, выполненной в двух уровнях. Первый 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 последова-

тельное чтение сигналов с профилометров. Эта информация по одному коаксиальному кабелю передается в пульттовую, где размещена аппаратура второго уровня. Последняя 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 профилометров приводятся в **табл. 3**.

Таблица 3.

Размещение или обозначение	Режим вывода	Кол-во каналов		Шаг, мм		Кол-во вещества, мг/см ²	Вариант исполнения
		X	Y	X	Y		
ПП24	БВ, МРВ, МВК	16	16	2	1,5	175	Ni капилляры
ПП26	БВ, МРВ, МВК	16	16	2,5	1,5	175	Ni капилляры
ПП30	БВ, МРВ, МВК	16	16	1,6	1,6	140	Ni капилляры
П1/к.8	БВ, МРВ, МВК	16	16	2,5	2,5	7	Каптон
П2/к.8	БВ, МРВ, МВК	16	16	2,5	2,5	7	Каптон
ПНИ/к.8	МРВ, МВК	16	16	5	5	360	Каптон/Иониз
П1/к.22	БВ, МРВ, МВК	16	16	2,5	2,5	7	Каптон
П2/к.22	БВ, МРВ, МВК	16	16	2,5	2,5	7	Каптон
П3/к.22	БВ, МРВ, МВК	16	16	2,5	2,5	7	Каптон
П4/к.22	БВ, МРВ, МВК	16	16	1	1	7	Каптон
ПНИ/к.22	МРВ, МВК	16	16	2,5	2,5	360	Каптон/Иониз

В графе «Режим вывода» табл. 3 использованы следующие сокращения: БВ – быстрый вывод; МРВ – медленный резонансный вывод; МВК – медленный вывод с помощью кристалла.

Все профилометры реализованы в трех конструктивных вариантах.

В первом варианте (ПП24-ПП30) 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 Тор. Они используются при низкой интенсивности и расположены по одному в каналах № 8, 22.

На **рис. 15** показан капиллярный профилометр для ПП26 с приводом на основе малогабаритного соленоида, а на **рис. 16** – ионизационный монитор и каркас 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.

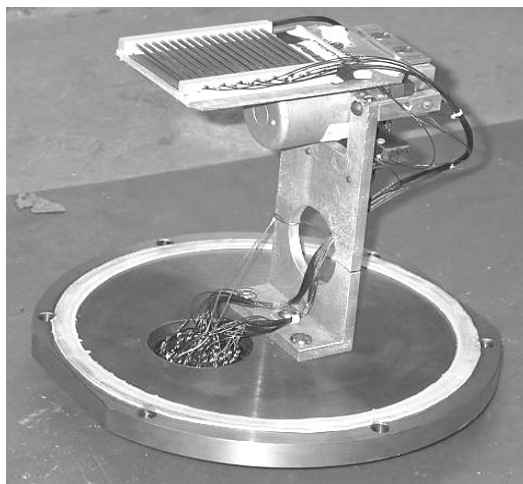


Рис. 15. Капиллярный профилометр с приводом.

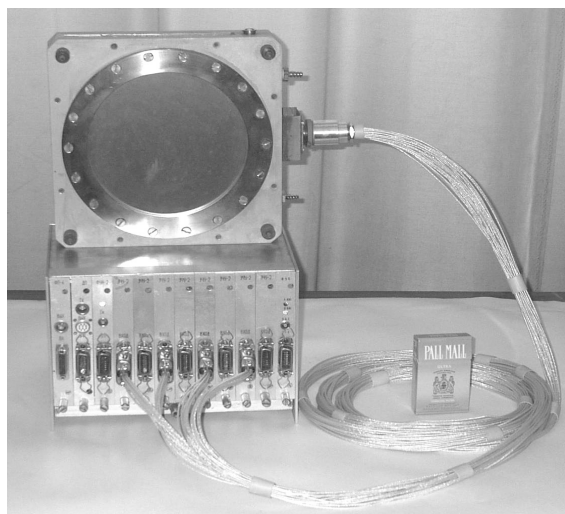


Рис. 16. Профилометр пучка низкой интенсивности с каркасом предварительной электроники.

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. Первая из них осуществляет непрерывное мониторинг 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. Датчики этой системы расположены в 16 точках трассы вывода и головных

участков каналов транспортировки. 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 на базе сцинтилляционных детекторов созданы системы обратной связи [20]. Они включают в себя по два монитора, устанавливаемых на уровне орбиты и удаленных на расстояние 6÷20 м от кристаллических дефлекторов. В мониторах используются фотоумножители ФЭУ-93 со сцинтилляторами из р-Терфенила. Характеристики сцинтилляторов соответствуют спектральным характеристикам ФЭУ-93. Радиационная стойкость обеспечивает их работоспособность без заметного ухудшения параметров в течение 2 лет. Один из мониторов является непосредственно монитором обратной связи, другой является измерительным монитором.

Сигнал от монитора обратной связи через катодный повторитель по коаксиальному кабелю поступает на управляющее звено источника питания системы локального искажения орбиты. Полоса частот всего тракта находится в диапазоне до 10 кГц.

Оба монитора питаются от высоковольтных источников питания с внешним управлением. Напряжение на мониторах устанавливается в диапазоне 700÷1500 В в зависимости от сбрасываемой на кристалл интенсивности пучка протонов. Величина сигнала в цепи обратной связи меняется в диапазоне 1÷30В.

Сигнал с монитора относительной интенсивности подается на вход интегрирующего электронного блока. Величина этого сигнала является пропорциональной доле пучка, ядерно взаимодействующего с веществом кристалла. Однако при изменении угла ориентации кристалла относительно падающего пучка происходит изменение условий оптимальности захвата в режим каналирования, и этот сигнал используется также при настройке рабочих параметров кристалла. Подробнее этот процесс описан в [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], [23], [24]. Они обеспечивают получение большого объема информации как визуально на телевизионном экране, так и с возможностью оцифровки изображения. Основными достоинствами этих систем являются 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 и в каналах перевода. Достаточно широко эта методика применяется для систем вывода пучка из У-70. Штатная система телевизионной диагностики комплекса вывода включает в себя 12 точек наблюдения, при этом шесть 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 19пп и 30пп были установлены дополнительно комплекты телевизионной диагностики.

В качестве люминофорных экранов использовались неорганические сцинтилляторы в виде пластинок из $Al_2O_3(Cr)$. Эти сцинтилляторы обладают высокой пороговой чувстви-

тельностью ($\sim 2 \cdot 10^6$ протон/см²) и характеризуются высокой радиационной стойкостью (10^{18} - 10^{19} протон/см²) [23]. Что касается ресурса самих передающих телевизионных камер, то длительный опыт (~ 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, заброшенного в апертуру отклоняющего магнита ОМ-20, полученное с использованием системы телевизионной диагностики.

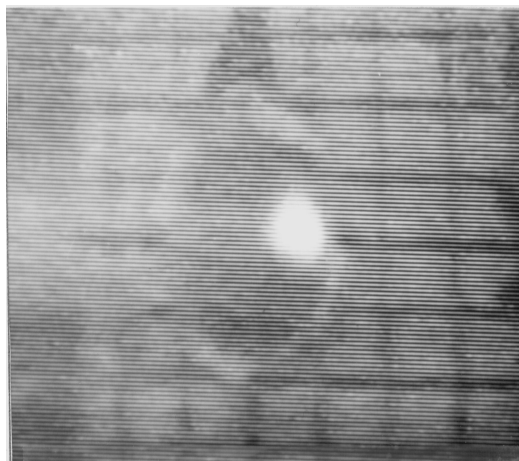


Рис. 17. Изображение пучка, заброшенного кристаллом в апертуру магнита ОМ -20.

Мониторы потерь на основе сцинтилляционных детекторов располагаются вблизи оборудования систем вывода и в головных частях каналов транспортировки в местах ожидаемых потерь пучка [21].

Для контроля взаимодействия пучка с кристаллом были созданы дополнительные мониторы (МП), располагающиеся вблизи кристаллических deflectоров [25]. Сцинтилляционный детектор разработан на основе пластмассового сцинтиллятора и ФЭУ-85. Нагрузочное сопротивление анода фотоумножителя выбрано с постоянной времени $\tau=3$ мс. Широкий диапазон регулирования высокого напряжения ФЭУ позволяет контролировать потери пучка на уровне 0,1% интенсивности. Наличие такой чувствительной методики позволяет 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.

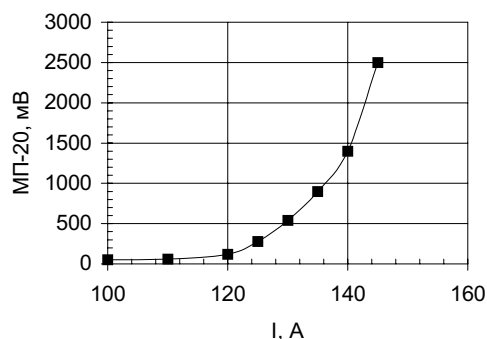


Рис. 18. Зависимость показаний монитора МП-20 от тока бампа 16/22.

Одновременно регистрировалась доля интенсивности циркулирующего пучка, которая поглощается на септум-магните ОМ-20 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 одного процента интенсивности.

Для количественных измерений сигнала 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** также зависимость эффективности вывода, полученной с помощью КВЭ, от величины тока в выводном магните ОМ-26, измеренные в одном из сеансов.

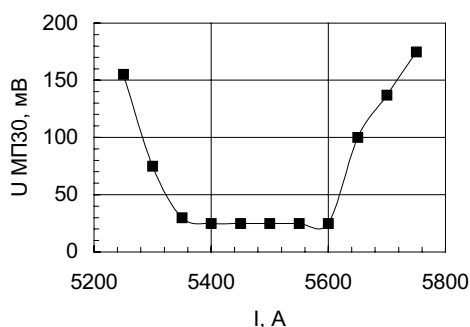


Рис. 19. Зависимость показаний монитора МП30 от тока ОМ-26.

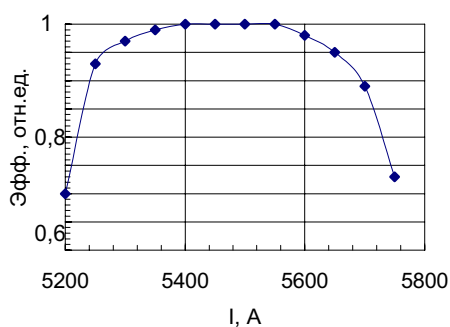


Рис. 20. Зависимость эффективности вывода от тока ОМ-26.

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 МП-30, 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) с ориентацией (111) и О-кристаллов (О-тип) с ориентацией (110). Характеристики кристаллов приведены в **табл. 4**.

Измерение параметров выведенных пучков осуществлялось с помощью разработанных и установленных на трассе вывода детекторов (см. раздел 4). Для получения равномерного наведения пучка на кристалл использовался монитор обратной связи на основе сцинтилляционного детектора. 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).

Таблица 4.

№	Место установки	Тип	Угол изгиба, мрад	Размеры $l \times h \times R$, мм	Эффективность, %	Энергия, ГэВ	Схема вывода
1	ПП-106	П	1,0	2,0×35×0,5	85 80	70 70	106-24-26 106-20-22-26
2	ПП-106	О	0,7	3,5×5,0×0,7	60	70	106-24-26
3	ПП-19	П	2,0	5,0×45×0,5	67	70	20-22-26
4	ПП-19	О	2,1	5,0×5,0×0,7	65	70	20-22-26
5	Бл.22	П	0,8	1,9×45×0,5	85	70	24-26
6	Бл.22	П	0,9	1,8×45×0,5	80	50	24-26

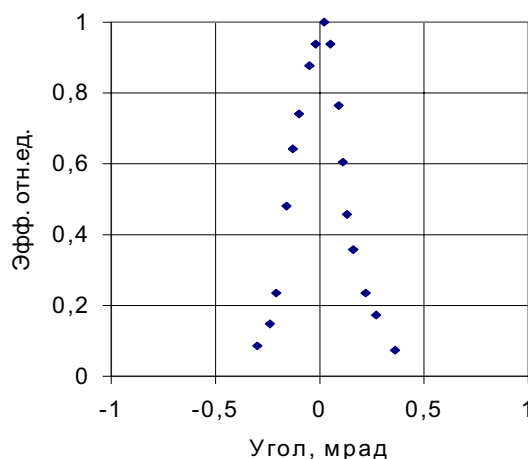


Рис. 21. Зависимость интенсивности выведенного пучка от ориентации кристалла.

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. 22а**) и 22-24-26 (**рис. 22б**).

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

При выводе по схеме 22-24-26 (рис. 22б) наблюдается некоторый рост эффективности (примерно на 4%) с увеличением доли пучка, наводимого на кристалл. Его можно объяснить, если предположить, что пучок непроканализованных частиц в начале процесса вывода частично попадает на токовую перегородку септум-магнита и, следовательно, некоторая доля его теряется. 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 септума глубиной 0,3 мм экспериментально наблюдаемая зависимость хорошо согласуется с расчетной (пунктирная кривая 2). Если изменить положение кристалла, приблизив его к равновесной орбите на величину $\geq 0,3$ мм, то наблюдаемый эффект пропадает, а эффективность вывода увеличивается до 90% (пунктирная кривая 3). Таким образом, хотя мы и достигли достаточно высокой эффективности вывода $\sim 85\%$, как показывают расчеты, ее можно попытаться довести до 90%.

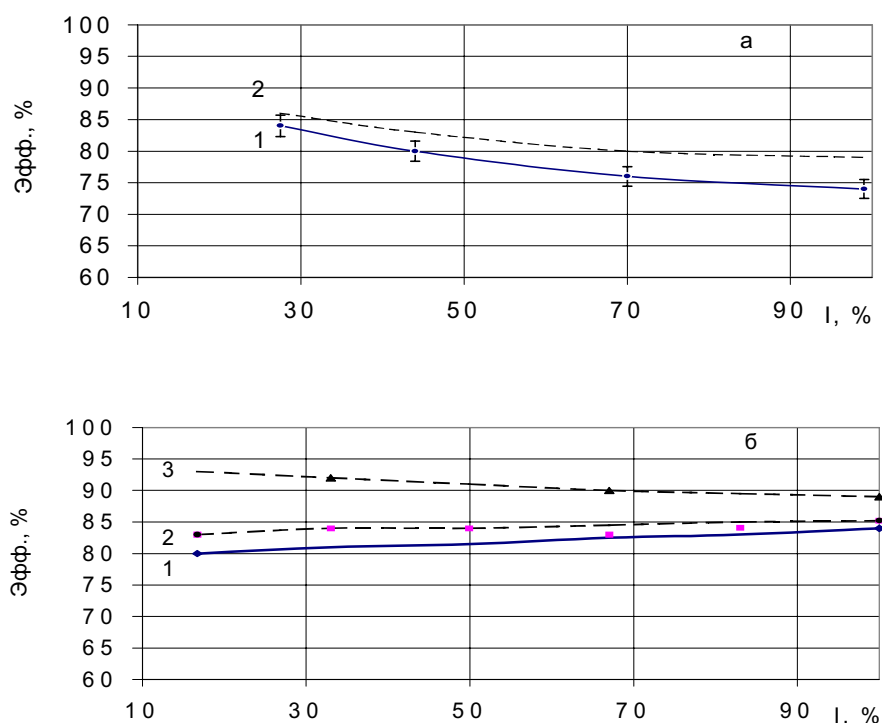


Рис. 22. Зависимость эффективности вывода от доли пучка, наводимого на кристалл:
а – схема вывода 106-24-26; **б** – схема вывода 22-24-26.

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 22-24-26 с помощью кристалла № 6 (см. табл. 5). На рис. 23 показаны профили выведенного пучка в выходном окне вакуумной камеры ускорителя. Видно, что выведенный пучок достаточно хорошо сформирован. Его среднеквадратичные размеры составляют 3,7 мм по горизонтали и 2,0 мм по вертикали. Эти размеры существенно меньше диаметра выходного окна, равного 38 мм.

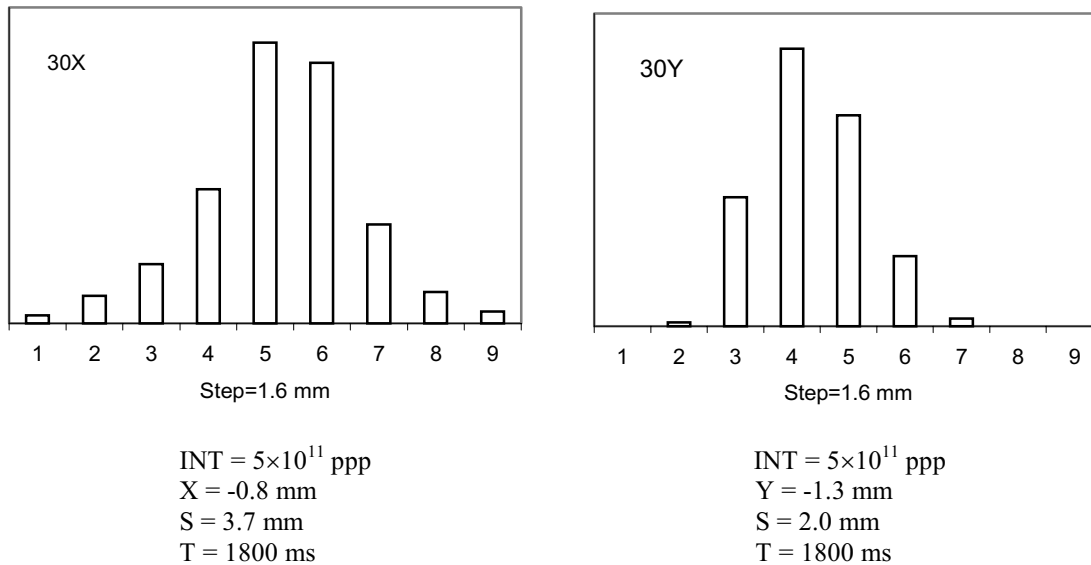


Рис. 23. Профили пучка в выходном окне вакуумной камеры ускорителя.

Рис. 24 и 25 иллюстрируют достаточно стабильную работу системы вывода на некотором временном отрезке длительностью 180 циклов работы ускорителя. Эффективность вывода при энергии 50 ГэВ достигает 80%, а интенсивность выведенного пучка составляет 10^{12} протонов за цикл.

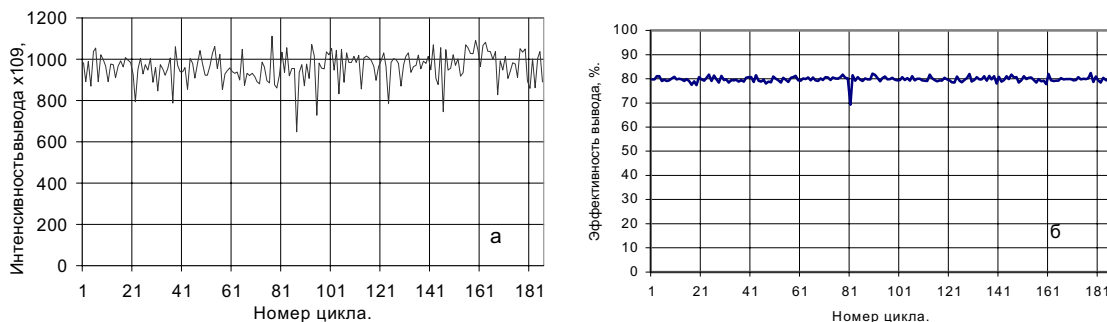


Рис. 24. Графики интенсивности (а) и эффективности (б) вывода пучка протонов с энергией 50 ГэВ по схеме 22-24-26.

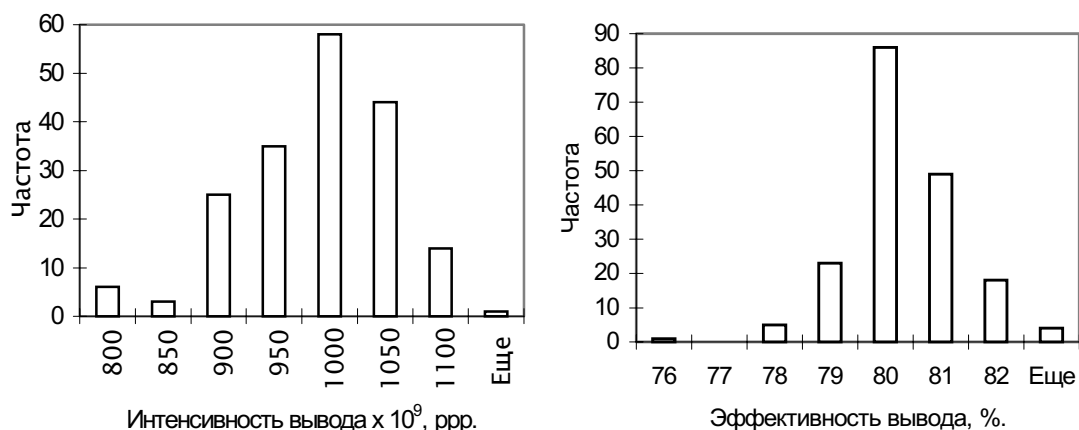


Рис. 25. Гистограммы интенсивности и эффективности вывода пучка протонов с энергией 50 ГэВ по схеме 22-24-26.

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 (Швейцария) и БНЛ (США), и составляет величину $\sim 2 \cdot 10^{20}$ протонов на см^2 . Наши эксперименты также подтверждают этот результат: кристаллы работали на протяжении двух сеансов, длительность каждого из них достигала 1400 часов. Что касается тепловых нагрузок, то наш опыт показал, что кристалл с эффективностью 80÷85% надежно обеспечивает вывод пучков с интенсивностью до 10^{12} частиц/цикл и длительностью 1÷2 секунды в цикл, удовлетворяющей требованиям большинства проводимых на ускорителе У-70 экспериментов. При наведении на кристалл пучка интенсивностью $\sim 10^{13}$ протонов он теряет свои каналирующие свойства. Чтобы определить в этом диапазоне 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 на проведение экспериментов. Заметим, что классический резонансный медленный вывод ускоренных частиц не совместим 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. 5, раздел 2). Для вывода протонного пучка использовались кристаллы кремния длиной 5 мм и углом изгиба 1,7 мрад в первых экспериментах и 2,3 мрад на последующих

этапах работы. Их эффективность в автономном режиме достигала ~60%. Для наведения ускоренного пучка на кристалл и две внутренние мишени M_{24} и M_{27} , расположенные соответственно в 24- и 27-м магнитных блоках ускорителя, необходимо было создать локальное искажение орбиты специальной формы (кривая 1 на рис. 5, 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 30-м прямолинейном промежутке;
- сигнал всех интегральных мониторов;
- значения напряжений питания 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 подробно 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 на **рис. 26**, где показаны зависимости ускоренной и полной потребляемой интенсивности от величины выводимой кристаллом интенсивности.

Разница между ускоренной 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 интенсивности приходилось на работу кристалла. Определяя из этого графика отношение прироста выводимой интенсивности к приросту потребляемой интенсивности, мы получаем эффективность работы кристалла в этом эксперименте, которая оказалась равной ~45%. При этом она сохранялась постоянной при изменении выводимой интенсивности в 2 раза.

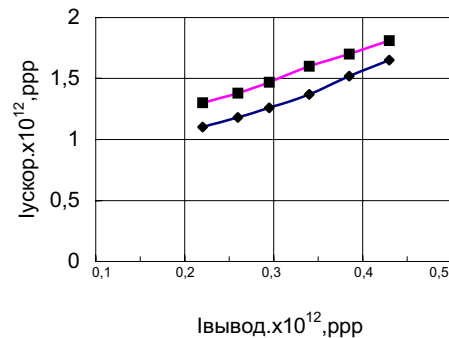


Рис. 26. Зависимость ускоренной (■) и потребляемой (◆) интенсивности от выводимой кристаллом интенсивности.

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** (луч 2). Здесь же отображены сигнал интенсивности циркулирующего в ускорителе пучка (луч 1) и сигнал монитора обратной связи кристалла (луч 3).

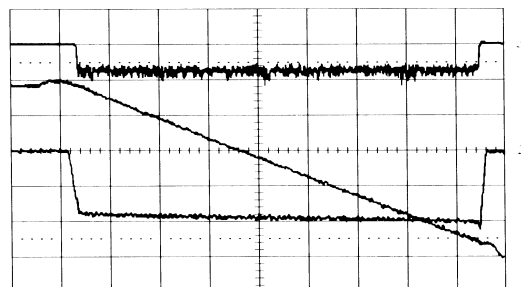


Рис. 27. Осциллограммы режима вывода: **1** – интенсивность ускоренного пучка; **2** – ток в системе локального искажения орбиты; **3** – сигнал монитора обратной связи. Цена деления по вертикали: $5 \cdot 10^{11}$ протонов (**1**), 50 А (**2**), 5 В (**3**); по горизонтали – 200 мс.

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].

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

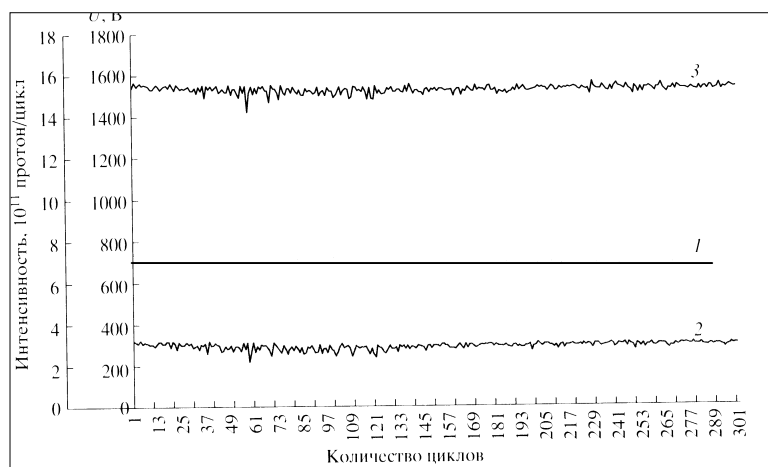


Рис. 28. Стабильность режима одновременной работы. **1** — сигнал монитора наведения на кристалл; **2** — интенсивность выведенного пучка протонов; **3** — использованная интенсивность.

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

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	$3,0 \cdot 10^{11}$	$4,5 \cdot 10^{11}$	$5,5 \cdot 10^{11}$

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/уменьшать интенсивность выведенного протонного пучка. Для обеспечения такого режима использовалась методика изменения рабочего напряжения монитора обратной связи, который отвечал за наведе-

дение пучка на кристалл. На **рис. 29** представлены зависимости различных параметров режима от напряжения на ФЭУ системы обратной связи. 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. Заметим, что потребление интенсивности ускоренного протонного пучка при работе с K^- -мезонами было значительно ниже ($1,1 \cdot 10^{12} \div 1,2 \cdot 10^{12}$ протонов/цикл), чем при работе с K^+ -мезонами.

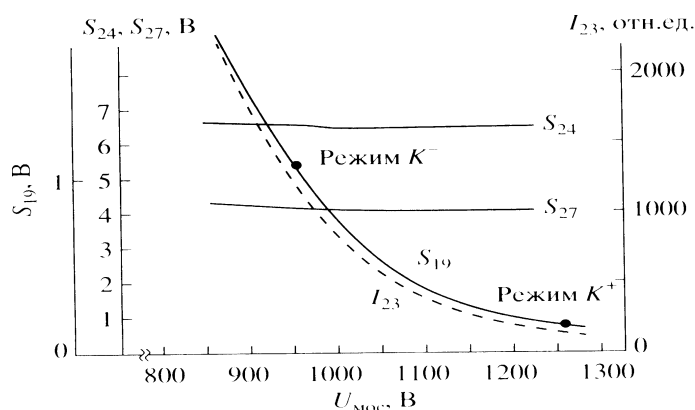


Рис. 29. Зависимость параметров одновременного (параллельного) режима от напряжения на ФЭУ системы обратной связи, обеспечивающей наведение на кристалл. S_{19} , S_{24} , S_{27} — показания интегральных мониторов, I_{23} — интенсивность вторичных частиц на экспериментальной установке.

Одним из важнейших параметров выводимых пучков, с точки зрения физических установок, является временная структура или эффективное время вывода. При проведении экспериментов желательны минимальные изменения числа частиц во времени. В рассматриваемом режиме временная структура устраивала все одновременно работающие экспериментальные установки. Осциллограммы токов соответствующих мониторов представлены на **рис. 30**.

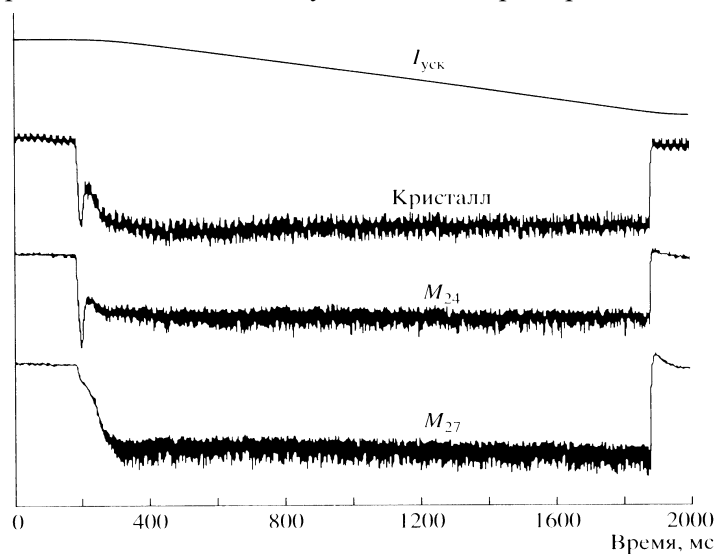


Рис. 30. Осциллограммы сигналов мониторов, обеспечивающих наведение пучка на кристалл и внутренние мишени M_{24} , M_{27} .

Эффективное время вывода при такой работе достигало 98%. Характеристики сформированных пучков удовлетворяют физиков-экспериментаторов по совокупности параметров: интенсивности, длительности, качеству пучка, 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, расположенной на канале № 22 (см. рис. 5).

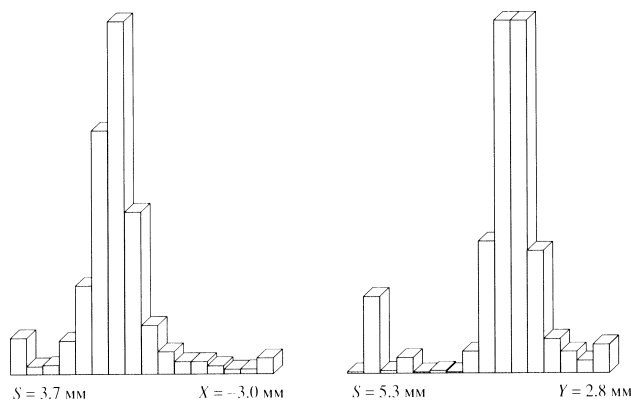


Рис. 31. Профили выведенного пучка на внешней мишени установки КМН.

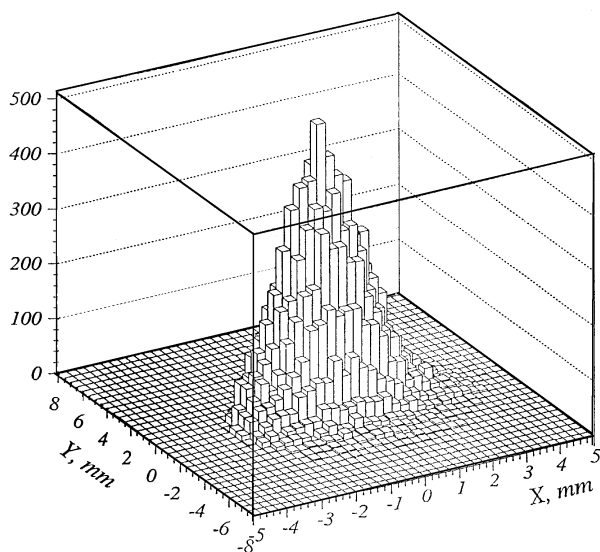


Рис. 32. Профили каналированного пучка на экспериментальной установке СВД.
X – горизонтальная плоскость; Y – вертикальная плоскость.

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 показания интегрального монитора от координаты кристалла относительно равновесной орбиты без включения бампа наведения на кристалл.

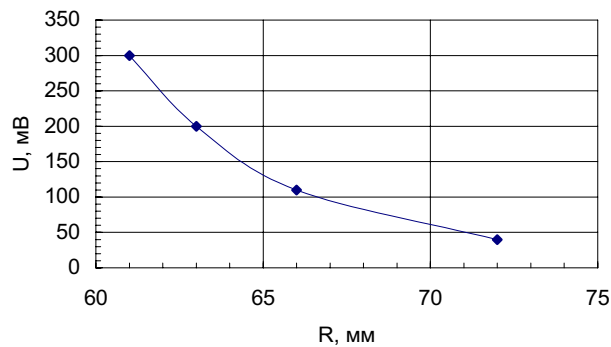


Рис. 33. Зависимость показаний интегрального монитора от координаты кристалла.

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 $I = 10^6$ протонов/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 deflectоров с кристаллом, изогнутым на угол ~ 9 мрад, который соответствовал направлению канала № 22. Этот кристалл отклонял малую долю ($\sim 10^7$ протонов в цикле) уже выведенного в направлении канала № 23 пучка на другую экспериментальную установку, расположенную на канале № 22 (см. рис.5).

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.

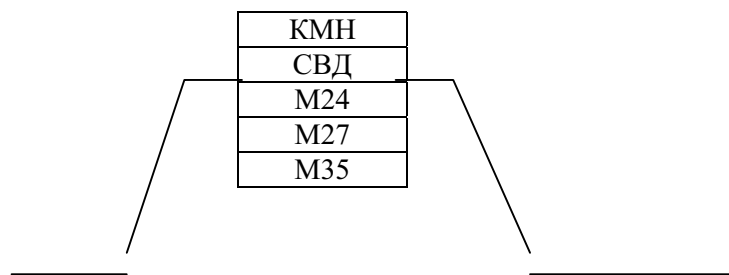


Рис. 34. Использование плато магнитного цикла У-70 при работе изогнутых кристаллов одновременно с внутренними мишенями.

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

Первый такой эксперимент был проведен 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 программы 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 ~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 попасть не на край поглотителя, а вглубь его, на расстояние 10÷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. При этом 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 [45].

Локальное искажение орбиты создается с помощью дополнительных обмоток в магнитных блоках, запитываемых от отдельных источников питания. 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. Необходимая 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 ~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.

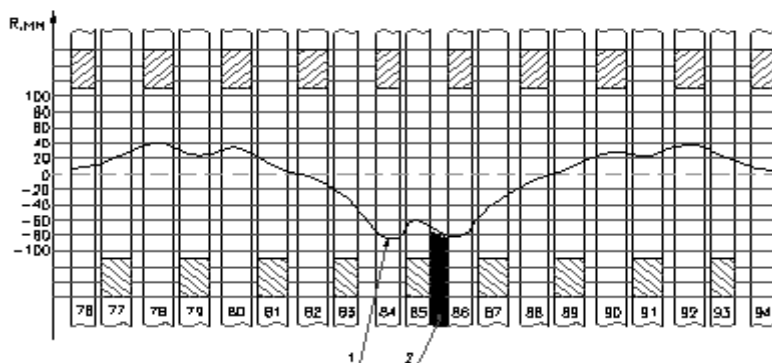


Рис. 35. Схема наведения пучка на поглотитель. 1 – форма локального искажения орбиты, 2 – поглотитель пучка.

Из рисунка видно, что за 20 м до поглотителя пучок имеет примерно такое же отклонение, как и в 86-м промежутке. Это дает возможность установить в 84-м промежутке 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 84- и 86-м промежутках 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 микрон 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 ~ 50%. По мере увеличения величины заброса пучка от края поглотителя эффективность растет и при забросе на 20 мм от кромки достигает ~ 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** приведено сечение поглотителя, установленного на ускорителе У-70 ИФВЭ.

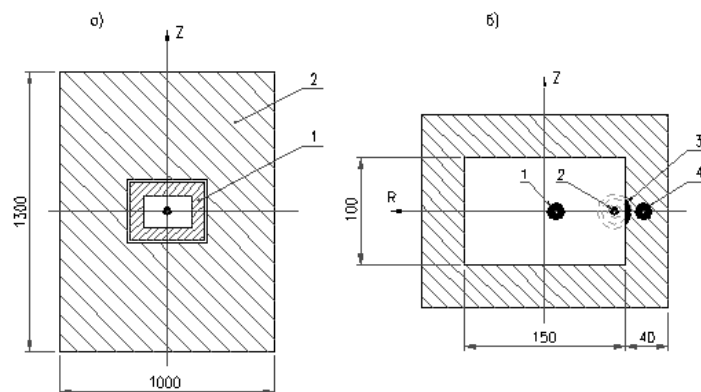


Рис. 36. а) Поперечное сечение поглотителя (1) с защитой (2). б) Схема положения пучка при работе системы: 1 – циркулирующий пучок; 2 – пучок, смещенный локальным искажением орбиты; 3 – пучок, заброшенный на поглотитель с помощью бампа; 4 – пучок, заброшенный на поглотитель с помощью ударного магнита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

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

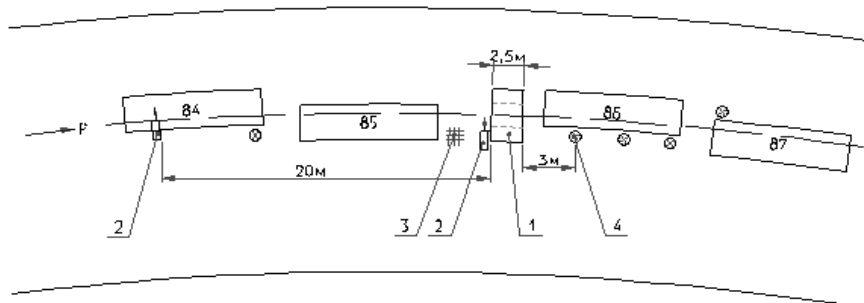


Рис. 37. Расположение кристаллических станций и устройств диагностики пучка вблизи поглотителя: 1 – поглотитель, 2 – кристаллические станции, 3 – профилометр, 4 – ионизационные камеры, 84-87 – магнитные блоки.

Профилометры выполнены в виде двухэлектродной сборки с апертурой 40x40 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 и установлены на расстоянии ~200 мм перед поглотителем для уменьшения влияния обратно-рассеянного 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 ~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 ~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 осуществляется их цифровая обработка. Дальнейшая обработка и представление информации о параметрах пучка выполняется с помощью персонального компьютера в реальном времени в течение каждого цикла. Подробное описание системы измерения представлено в работе [17]. Характерное представление информации на экране монитора компьютера приведено на **рис. 38**.

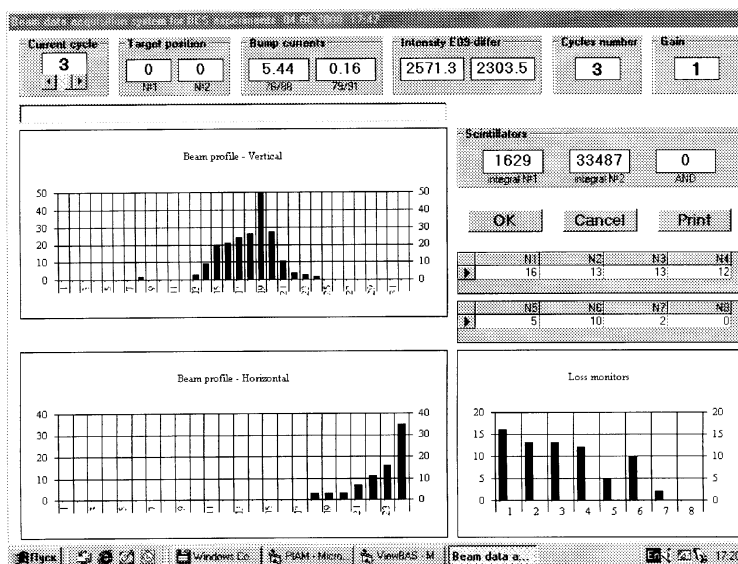


Рис. 38. Отображение информации о параметрах пучка на экране монитора.

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 координату 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 16-м промежутке. В этом случае весь пучок забрасывался далеко за край поглотителя и суммарный сигнал с профилометра соответствовал 100% интенсивности пучка. Отношение интегрального

сигнала при забросе пучка кристаллом, установленном в 84-м магнитном блоке, 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 первом рисунке приведены профили пучка на поглотителе при забросе с помощью ориентированного кристалла и ударного магнита, а на втором – для ориентированного кристалла и при забросе пучка только с помощью бампа. Из этого рисунка наглядно видно, что кристалл обеспечивает глубокий заброс большей части пучка. Используемый в этих экспериментах кристалл имел длину по пучку ~ 2 мм и угол изгиба $0,9$ мрад, и его эффективность составляла $\sim 60\%$.

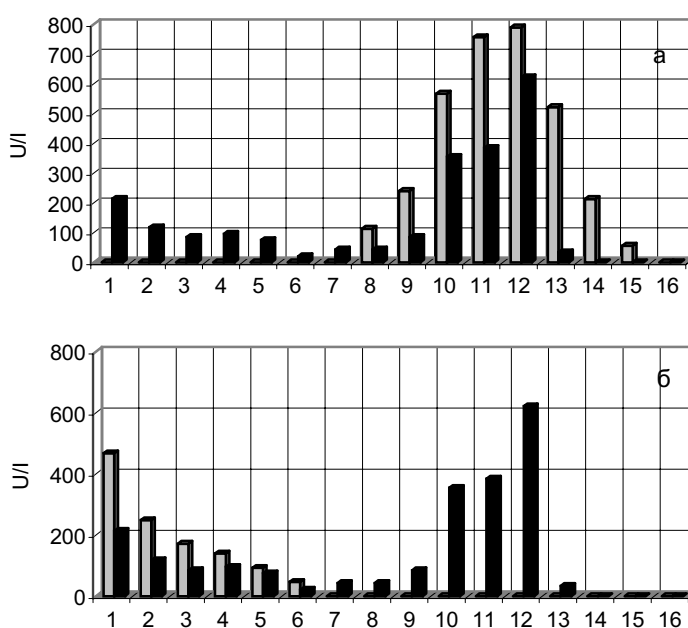


Рис. 39. Профили пучка для различных режимов. Шаг профилометра 1,25 мм. Граница поглотителя соответствует первому каналу. **а** – ударный магнит (▨) и ориентированный кристалл (■); **б** – бамп (▨) и ориентированный кристалл (■).

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

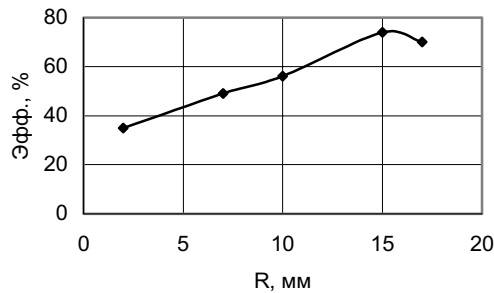


Рис. 40. Зависимость эффективности коллимации от координаты кристалла.

Приведенные выше результаты были получены для кристалла длиной 1,8 мм и 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 этом же стенде были проведены эксперименты при скорости наведения пучка $\sim 0,7$ мм/мс на кристалл с углом изгиба 0,8 мрад и длиной по пучку 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. раздел 5).

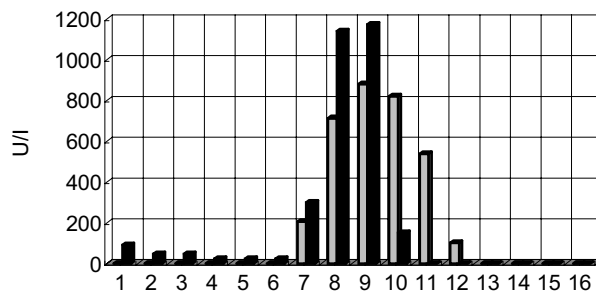


Рис. 41. Профили пучка на поглотителе при забросе протонов ударным магнитом (☉) и ориентированным кристаллом (■).

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 84-го блока (см. рис. 37), а также сцинтилляционный детектор, который был установлен за поглотителем. Зависимости изменения уровней сигналов, полученных с помощью ионизационной камеры, при перемещении кристалла в разориентированном и ориентированном состояниях приведены на **рис. 42**. Из него следует, что ввод кристалла в режим каналирования приводит к существенному уменьшению числа вторичных частиц, регистрируемых камерой, вследствие уменьшения числа ядерных взаимодействий протонов с кристаллом.

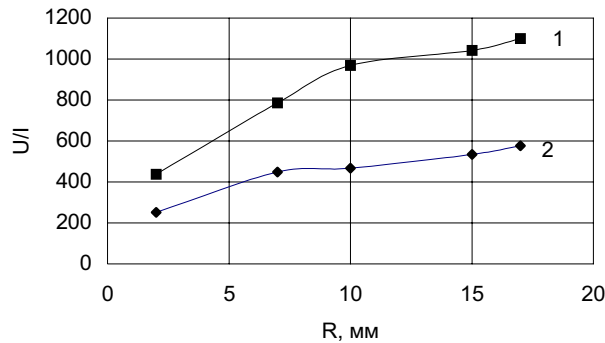


Рис. 42. Зависимость сигнала ионизационной камеры от координаты разориентированного (1) и ориентированного (2) кристалла. Амплитуда сигнала нормирована на интенсивность.

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 приведено на рис. 37. Поскольку часть протонов не захватывается в режим каналирования, то на краю поглотителя формируется экспоненциальное распределение плотности пучка, аналогичное сбросу пучка на поглотитель бампами, либо с разориентированным кристаллом. Однако основная часть пучка, как это показано на рис. 39, смещается с помощью ориентированного кристалла вглубь поглотителя и поглощается. Величина радиационного поля в этом случае зависит от соотношения доли частиц, падающих вглубь вещества и на его край. На рис. 43 показаны изменения радиационных полей за поглотителем при различных режимах работы системы локализации потерь. Значение $U_0 = 1$ соответствует показанию первой ионизационной камеры за поглотителем при сбросе бампом.

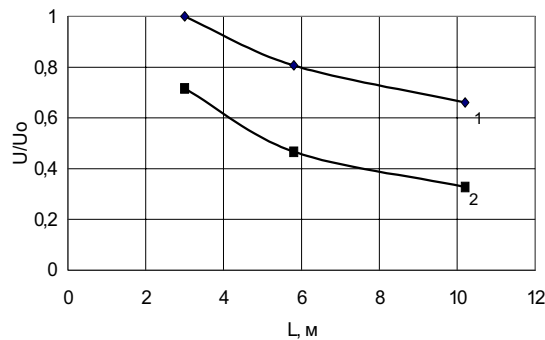


Рис. 43. Изменение сигналов с ионизационных камер при сбросе пучка на поглотитель (L – расстояние от поглотителя в метрах). 1 – сброс пучка на край поглотителя с помощью бампов, 2 – сброс с помощью ориентированного кристалла (84пп) с эффективностью $\varepsilon = 60\%$.

Как видно из рисунка, при использовании кристаллов с эффективностью $\sim 60\%$ показания ионизационных камер вблизи 86-го блока 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 вторич-

ных частиц с помощью системы измерения потерь СИП [16]. Мы показали, что при работе с ориентированным кристаллом в районе 84–90-го магнитных блоков 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 по определению эффективности кристалла при различных энергиях протонов, а также результаты численного моделирования представлены на **рис. 44**. В данных экспериментах использовался кристалл с размерами $1,8 \times 27 \times 0,5$ мм³ и углом отклонения $\sim 0,8$ мрад.

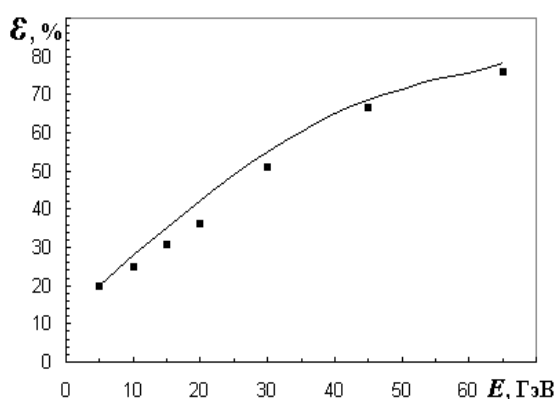


Рис. 44. Зависимость эффективности кристалла от энергии протонов: расчет (—), эксперимент (■).

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%.

Заключение

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

С целью повышения эффективности использования ускорителя была также изучена возможность одновременной работы вывода с двумя внутренними мишенями и показано, что в этом случае можно обеспечить практически однородные во времени пучки, как при выводе протонного пучка, так и пучков вторичных частиц от внутренних мишеней, 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, интенсивности выведенных

пучков в диапазоне $10^6 \div 10^{12}$ частиц в цикле, 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 пучки протонов с интенсивностью $5 \cdot 10^{11} \div 10^{13}$ частиц в цикле.

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.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (01-02-16229).

Список литературы

- [1] Й.Линдхард. // УФН, т. 99, № 2, с. 249-296, 1969.
- [2] В.М.Бирюков, В.И.Котов, Ю.А.Чесноков. // УФН, 104, №1 0, p. 1017, 1994.
- [3] V.M.Biryukov, Y.A.Chesnokov, V.I.Kotov. *Crystal Channeling and Its Application at High-Energy Accelerators*, Berlin Springer, 1997.
- [4] E.N.Tsyganov. *Fermilab Preprint ТМ-682, ТМ-684, Batavia*, 1976.
- [5] А.С.Водопьянов, В.М.Головатюк *и др.* // Письма в ЖЭТФ, т. 30, вып. 7 с. 474, 1979.
- [6] Ю.Н.Адишев *и др.* // Письма в ЖЭТФ, т. 30, с. 430, 1979.
- [7] J.Bak *et al.* // *Phys. Lett.*, B93 505, 1980.
- [8] А.М.Таратин. //ЭЧАЯ, т. 39, вып. 5, 1998.
- [9] Д.Г.Кошкарёв. *Препринт ИТЭФ, № 30, Москва*, 1977.
- [10] В.В.Авдейчиков *и др.* *Краткие сообщения ОИЯИ № 1-84, с. 3, Дубна*, 1984.
- [11] А.А.Асеев, М.Д.Бавизhev *et al.* // *Nucl. Instrum. Methods, A 3091*, 1991; А.А.Асеев *et al.* // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 324, 31*, 1993.
- [12] H.Akbari, X.Altuna *et al.* // *Phys. Lett. B313*, 491, 1993.
- [13] С.Т.Мурфи *et al.* // *NIM, B90*, p. 128, 1994.
- [14] А.М.Таратин, С.А.Воробьев, М.Д.Бавизhev, I.A.Yazynin. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B 58, 103*, 1991.
- [15] V.M.Biryukov. // *Phys. Rev. Lett.*, 74, p. 2471, 1995.
- [16] A.G. Afonin, V.N.Gres, V.I.Terekhov *at al.* *Proceedings of EPAC 1998*, p. 1613.
- [17] V.T.Baranov, I.Yu.Fedotov, Yu.S.Fedotov *at al.* *Труды XVII совещания по ускорителям заряженных частиц, т. 1, стр. 240, Протвино*, 2000.
- [18] В.Т.Баранов, В.Н.Гресь, В.С.Гормаков, В.И.Терехов. *Труды XVII совещания по ускорителям заряженных частиц, т. 1, стр. 247, Протвино*, 2000.
- [19] V.N. Gres, D.A.Demikhovskiy, V.V.Komarov *at al.* *Proceedings of EPAC 1998*, p.1617.
- [20] А.Г.Афонин, Б.А.Зеленов, В.Ф.Сухомлинов. *Труды XV совещания по ускорителям, т. 1, стр. 291, Протвино*, 1996.
- [21] А.Г.Афонин, Б.А.Зеленов, Ю.А.Чесноков *и др.* *Труды XVII совещания по ускорителям, т. 1, стр. 233, Протвино*, 2000.
- [22] В.В.Комаров, О.В.Курнаев, Э.А.Меркер *и др.* *Препринт ИФВЭ 72-98, Серпухов*, 1972.
- [23] С.Д. Боровков, С.А.Грищенко, В.С.Коневский *и др.* *Препринт ИФВЭ 90-34, Протвино*, 1990.
- [24] J.Bosser, C.Bovet, C.Fisher *et al.* *LHC Project Report 370, Geneva*, 2000.
- [25] А.А.Архипенко, А.Г.Афонин, В.М.Бирюков *и др.* // *ПТЭ, № 1, с. 16*, 2000.
- [26] А.Г.Афонин, В.М.Бирюков, В.А.Гаврилушкин *и др.* // *Письма в ЖЭТФ, т. 67, вып. 10, с. 741*, 1998.
- [27] A.G.Afonin, A.A.Arhipenko, V.I.Baranov *at al.* // *Phys. Lett. B 435*, p. 240, 1998.

- [28] А.Г.Афонин, В.М.Бирюков, В.А.Гаврилушкин *и др.* // Письма в ЖЭТФ, т. 68, вып. 7, с. 544, 1998.
- [29] A.G. Afonin, A.A. Arkhipenko, V.I. Baranov *at al.* Proceedings of EPAC 1998 (Stockholm), p. 2114.
- [30] V. Biryukov. Proceedings of EPAC 1998 (Stockholm), p. 2091.
- [31] А.А.Архипенко, А.Г.Афонин, В.М.Бирюков *и др.* Труды XVI совещания по ускорителям, т. 1, с. 170, Протвино, 1998.
- [32] A.G. Afonin, V. M. Biryukov, M. B. H. Breese *at al.* Proceedings of PAC 1999 (New York), p.53.
- [33] V. Biryukov. // NIM, B 153, p. 461, 1999.
- [34] A.G. Afonin, V. M. Biryukov, Yu. A. Chesnokov *at al.* Proceedings of EPAC 2000 (Vienna), p.364.
- [35] А.Г.Афонин, В.М.Бирюков, Н.А.Галяев *и др.* Труды XVII совещания по ускорителям, т.2, с. 290, Протвино, 2000.
- [36] A.G. Afonin, V. T. Baranov, V. M. Biryukov *at al.* // Phys. Rev. Lett., 87, 094802, 2001.
- [37] А.Г.Афонин, В.Т.Баранов, В.М.Бирюков *и др.* // Письма в ЖЭТФ, т. 74, вып. 1, с. 57, 2001.
- [38] A.G. Afonin, V. T. Baranov, V. M. Biryukov *at al.* Proceedings of PAC 2001 (Chicago), p. 1565.
- [39] V.M. Biryukov, Yu.A. Chesnokov, V. Guidi *at al.* // Rev. Sci. Instrum., v. 73, p. 3170, 2002.
- [40] A.G.Afonine, V.T. Baranov, V.M. Biryukov *at al.* Proceedings of EPAC 2002 (Paris), p.2511.
- [41] А.Г.Афонин, В.М.Бирюков, Н.А.Галяев *и др.* // ПТЭ, № 4, с. 45, 2002.
- [42] А.Г.Афонин, В.Т.Баранов, В.М.Бирюков *и др.* // Атомная энергия, т. 93, вып. 6, с. 428, 2002.
- [43] А.А.Асеев, М.Д.Бавижев, А.Н.Васильев *и др.* Препринт ИФВЭ 91-46, Протвино, 1991.
- [44] А.Г.Афонин, А.В.Максимов, С.В.Соколов. Труды XV совещания по ускорителям, т. 2, с. 301, Протвино, 1996.
- [45] С.А.Белов, М.Н.Горохов, А.А.Кардаш *и др.* Труды XVII совещания по ускорителям, т.2, с. 260, Протвино, 2000.
- [46] Л.М.Ким, А.А.Логинов, Э.А.Меркер *и др.* Труды VIII совещания по ускорителям, Протвино, 1982, т. 2, с. 175, изд. Дубна, 1983.

Рукопись поступила 4 декабря 2003 г.

А.Г. Афонин, В.Т. Баранов, В.М. Бирюков и др.
Вывод пучка протонов из ускорителя ИФВЭ с помощью коротких кристаллов кремния.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы Word.
Редактор Л.Ф. Васильева.

Подписано к печати 06.12.2003. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.
Печ. л. 6,125. Уч.– изд.л. 4,9 Тираж 130. Заказ 168. Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий,
142281, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 2003-33, ИФВЭ, 2003
