

УДК 621.384.634

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ИЗОГНУТОГО КРИСТАЛЛА ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОГО ВЫВОДА И КОЛЛИМАЦИИ ПУЧКА В КОЛЬЦЕВЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

© 2011 г. И. А. Язынин, В. А. Маишеев, Ю. А. Чесноков

ГНЦ РФ “Институт физики высоких энергий”

Россия, Протвино Московской обл., ул. Победы, 1

Поступила в редакцию 09.02.2011 г.

Представлены результаты определения эффективности систем вывода и локализации потерь в циклических ускорителях с использованием эффекта каналирования в изогнутом кристалле. Приводятся зависимости эффективности вывода частиц от геометрических параметров кристалла: длины, толщины и угла изгиба, а также от азимутального положения элементов систем и отступа септума или скрепера. Рассматривается влияние неидеальностей (аморфные слои, разориентация, скручивание) кристалла на эффективность систем и даются рекомендации по их допускам. Показано, что в широком диапазоне энергий от 2 ГэВ до 7 ТэВ при оптимальных параметрах кристалла и положениях элементов может быть достигнута эффективность вывода >95%.

ВВЕДЕНИЕ

Способ отклонения заряженных частиц изогнутыми кристаллами на основе эффекта каналирования, предложенный и теоретически обоснованный Э.Н. Цыгановым в 1976 г. [1], был подтвержден во многих экспериментах (см., например, [2, 3]), что стимулировало разработки и исследования различных применений кристаллов на ускорителях высоких энергий. Этот метод нашел широкое практическое применение на ускорителе У-70 ИФВЭ, где кристаллы используются в регулярных сеансах для вывода пучков протонов.

Создание систем локализации потерь с применением кристаллов [6–9] является актуальной задачей в наше время в связи с необходимостью увеличения интенсивности пучка на действующих ускорителях (Протвино, Фермилаб) и строительством новых на высокие энергии (ЦЕРН, Дармштадт, Дубна). В данной работе показывается, что тщательная оптимизация изогнутых коротких кристаллов значительно увеличивает эффективность систем вывода и коллимации пучков.

ПРИНЦИП РАБОТЫ СИСТЕМ ВЫВОДА И ЛОКАЛИЗАЦИИ ПОТЕРЬ ПУЧКА

Типичная схема вывода пучка с использованием рассеивающей мишени приведена на рис. 1. Мишень может быть как аморфной, так и кристаллической. В данной работе рассматривается случай использования короткого кристалла, изогнутого на небольшой угол, необходимый для обеспечения приращения амплитуды бетатронных колебаний частиц, достаточного для их заброса на торец скрепера для системы локализа-

ции потерь или в зазор септума для системы вывода.

Расположение пучка и элементов систем на фазовой плоскости вывода в месте расположения кристалла показано на рис. 2.

Пучок медленно подводится к кристаллу путем искажения замкнутой орбиты бамп-магнитами, что позволяет регулировать ток пучка для экспериментальных установок.

Эффективность вывода I_{out} определяется относительной величиной выводимых протонов, попавших в зазор септума. При известных потерях протонов на кристалле I_c , определяемых их ядерными взаимодействиями с веществом кристалла, потерях на перегородке септума I_{sep} и количестве протонов, рассеянных на большие ам-

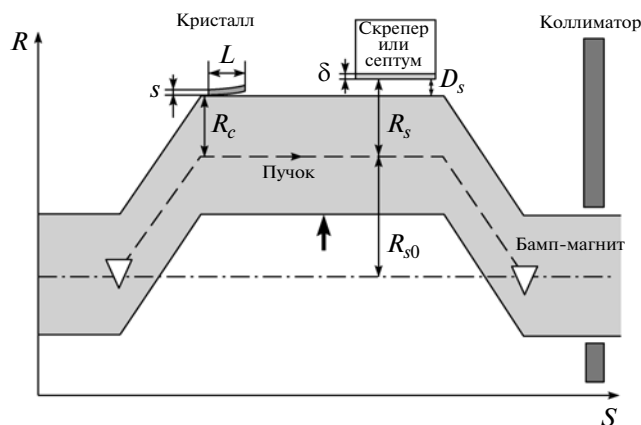


Рис. 1. Схема работы системы вывода.

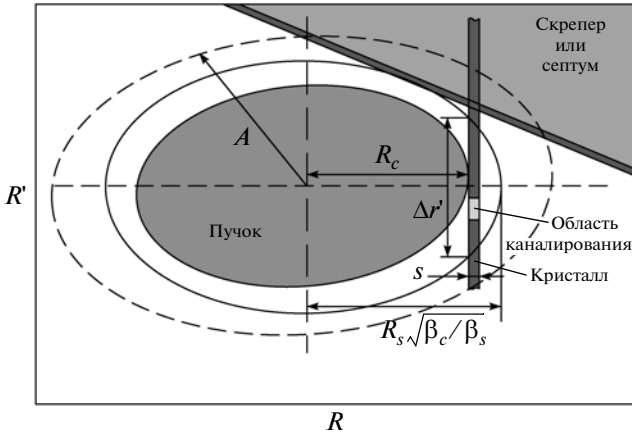


Рис. 2. Фазовая плоскость пучка в месте расположения кристалла.

плитуды I_a , эффективность определяется соотношением

$$I_{out} = 1 - I_c - I_{sep} - I_a. \quad (1)$$

Эффективность системы локализации потерь определяется рассеянными протонами, вышедшими из системы и теряемыми на вакуумной камере ускорителя. Относительную величину таких протонов ко всем перехватываемым определим как глобальные потери I_g . В нашем случае имеются два основных источника потерь — кристалл и скрепер:

$$I_g = I_{gc} + I_{gs}. \quad (2)$$

Зная величину ядерных потерь протонов на кристалле, глобальные потери от него можно оценить: $I_{gc} = I_c \kappa_1$, где величина потерь от скрепера определяется плотностью частиц ρ_s [мм⁻¹] на кромке скрепера $I_{gs} = \rho_s \kappa_2$. Коэффициенты κ_1 и κ_2 определяются положением скрепера и коллиматоров. Компьютерное моделирование процесса перехвата пучка показало, что для системы формирования пучка на У-70 $\kappa_1 \approx 0.05$, $\kappa_2 \approx 0.08$. Следовательно, эффективность вывода и перехвата гало пучка будут тем выше, чем меньше потери на кристалле и плотность протонов на кромке скрепера или септума.

Эффективность вывода и коллимации пучка зависят от геометрических размеров кристалла, его несовершенства и положения кристалла и септума в ускорителе. Необходимая величина заброса пучка кристаллом определяется его азимутальным положением и отступом септума (скрепера), который определяется как расстояние между ним и циркулирующим пучком (рис. 1):

$$D_s = R_s - R_c \sqrt{\beta_s / \beta_c} = |R_s| - R_{s0}, \quad (3)$$

где R_s , R_c — положение септума и кристалла относительно равновесной орбиты в плоскости вывода; β_s , β_c — соответствующие амплитудные (бета)

функции; R_{s0} — полуразмер циркулирующего пучка в месте положения септума. Минимальный необходимый угол изгиба кристалла для заброса пучка за перегородку септума толщиной δ определяется из уравнения движения:

$$\Delta x' = \vartheta + [(R_s + \delta) - R_c m_{11}] / m_{12}, \quad (4)$$

где $m_{11} = \sqrt{\beta_s / \beta_c} \cos \Delta \psi$, $m_{12} = \sqrt{\beta_s \beta_c} \sin \Delta \psi$ — элементы передаточной матрицы; $\Delta \psi = \psi_s - \psi_c$ — набег фазы бетатронных колебаний от кристалла к скреперу; ϑ — угловой полуразмер пучка, вышедшего из кристалла, который соответствует критическому углу для идеального кристалла. По известной угловой плотности частиц $P_c(\Delta x'_c)$, рассеянных кристаллом, можно определить плотность на перегородке септума: $\rho_s(R_s) = P_c(\Delta x'_{cs}) / m_{12}$. Из приведенных зависимостей следует, что для уменьшения длины кристалла (и потерь на нем) и уменьшения потерь на перегородке септума элемент матрицы m_{12} должен быть достаточно большим, т.е. оптимальный набег фазы лежит в области $\pi/3 + \pi n < \Delta \psi < \pi/2 + \pi n$. В У-70 кристалл и септум (скрепер) расположены через два магнита, что соответствует набегу фазы $\Delta \psi \approx \pi/3$, следовательно, их расположение близко к оптимальному.

РАСЧЕТ СИСТЕМ ВЫВОДА И ЛОКАЛИЗАЦИИ ПОТЕРЬ ПУЧКА НА УСКОРИТЕЛЕ У-70

Исследуем влияние величины отступа септума на эффективность вывода пучка, которое определяется компьютерным моделированием процесса перехвата пучка протонов энергии 50 ГэВ. Пучок одновременно подводится бамп-магнитами к кристаллу и скреперу, расположенных в 84-м и 86-м промежутках соответственно. Все приведенные расчеты систем вывода и коллимации проведены с помощью программы SCRAPER [5], которая позволяет моделировать процессы динамики пучка в реальных магнитных полях ускорителя с учетом взаимодействия частиц с кристаллом и другими элементами систем.

Нормированной интенсивностью выведенного пучка I_{out} или эффективностью вывода будем считать протоны, заброшенные за перегородку септума или край скрепера толщиной $\delta = 1$ мм (рис. 1). Для расчетов, по умолчанию, рассматривался короткий идеальный кристалл кремния ориентации (110) длиной по пучку $L = 0.9$ мм, углом изгиба $\alpha = 1.1$ мрад и толщиной в поперечной плоскости $s = 1.4$ мм. На рис. 3 приведены зависимости эффективности вывода от углового положения кристалла (ориентационные кривые) при некоторых отступах скрепера.

Величина эффективности вывода I_{out} и потери на скрепере I_s при оптимальном угловом положе-

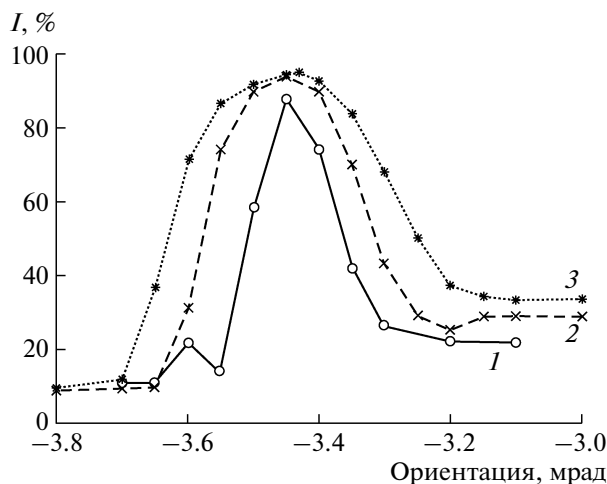


Рис. 3. Ориентационные кривые при некоторых значениях отступа D_s : 1 – 0.3 мм, 2 – 2.3 мм, 3 – 4 мм.

нии зависят от величины отступа (рис. 4). Видно, что эффективность не растет при отступах, больших 2 мм, но увеличивается ширина области юстировки высокой эффективности. При малых отступах значительная часть рассеянных частиц, не попавших в режим каналирования, непосредственно попадает на кромку скрепера, увеличивая потери.

Увеличение области большой эффективности от отступа объясняется увеличением ширины области угловой юстировки кристалла, в которой частицы циркулирующего пучка сразу или после рассеяния могут захватиться в режим каналирования и быть выведенными на скрепер (рис. 2):

$$\begin{aligned} \Delta r' &= 2\sqrt{R_s^2/\beta_s\beta_c - R_c^2/\beta_c^2} = \\ &= 2\sqrt{(D_s^2 + 2D_sR_{s0})/\beta_s\beta_c}. \end{aligned} \quad (5)$$

При наведении пучка величина отступа и ширина области зависят от размера циркулирующего пучка, который изменяется от максимального $R_c = 4.5$ мм до 0. В случае перехвата гало пучка, что происходит при локализации потерь пучка в коллайдерах, эти параметры остаются постоянными, так как размер пучка не меняется. В дальнейшем для расчетов был выбран отступ $D_s = 4$ мм при амплитуде протонов $R_{s0} = 4$ мм, что соответствует ширине угловой области юстировки $\Delta r' = 0.6$ мрад (см. рис. 3). При очень больших отступах необходимо увеличение заброса пучка, что приводит к увеличению длины кристалла и, следовательно, потерь на нем.

На эффективность вывода также влияет скорость наведения пучка на кристалл. Расчетные ориентационные кривые эффективности вывода и соответствующие потери на кристалле при некоторых скоростях наведения приведены на рис. 5. При больших скоростях наведения уменьшаются

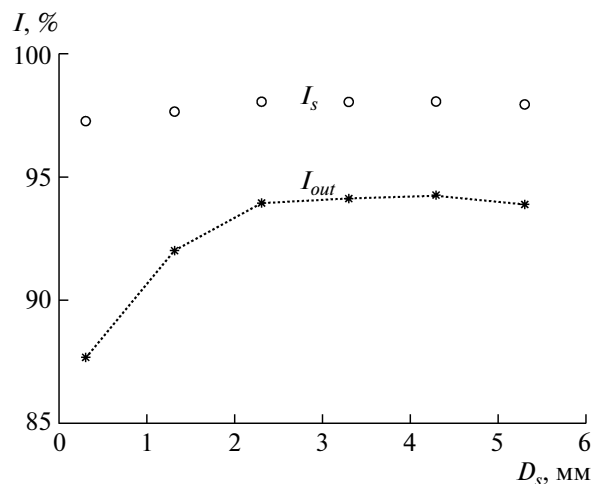


Рис. 4. Зависимость эффективности вывода от величины отступа.

эффективность вывода и ширина области высокой эффективности, что объясняется быстрым прохождением пучка через кристалл, и значительная часть протонов не успевает попасть в режим каналирования.

Величина потерь на кристалле из-за уменьшения кратности пересечения протонов уменьшается (рис. 5б). При оптимальном положении кристалла эффективность начинает падать при скорости наведения >0.01 мм/оборот и уменьшается с 95 до 92% при скорости наведения 0.02 мм/оборот. Дальнейшие расчеты проводились при скорости наведения пучка 0.005 мм/оборот, т.е. пучок, имеющий полуразмер 4.5 мм, полностью перехватывался за 1000 оборотов. В этом случае величина потерь на кристалле уменьшается в ~ 10 раз в оптимальном положении по сравнению с разориентированным случаем.

На эффективность вывода также влияет угол изгиба кристалла (рис. 6), соответствующий углу отклонения каналирующих частиц и, следовательно, их забросу на скрепер (септум). Для заброса протонов на кромку скрепера необходим угол отклонения 0.22 мрад. При малых углах изгиба кристалла часть пучка попадает на кромку скрепера. При больших углах изгиба длина кристалла увеличивается, и эффективность вывода падает за счет возрастания кулоновского рассеяния и деканалирования. Из представленной на рис. 6 зависимости эффективности следует, что оптимальная область угла изгиба $\alpha = 0.5-0.8$ мрад.

Следует заметить, что размер выведенного пучка увеличивается из-за наличия неидеальностей кристалла. Также необходимо учесть, что с увеличением изгиба увеличивается область допустимой юстировки кристалла. Поэтому для системы вывода пучка энергии 50 ГэВ оптимальный

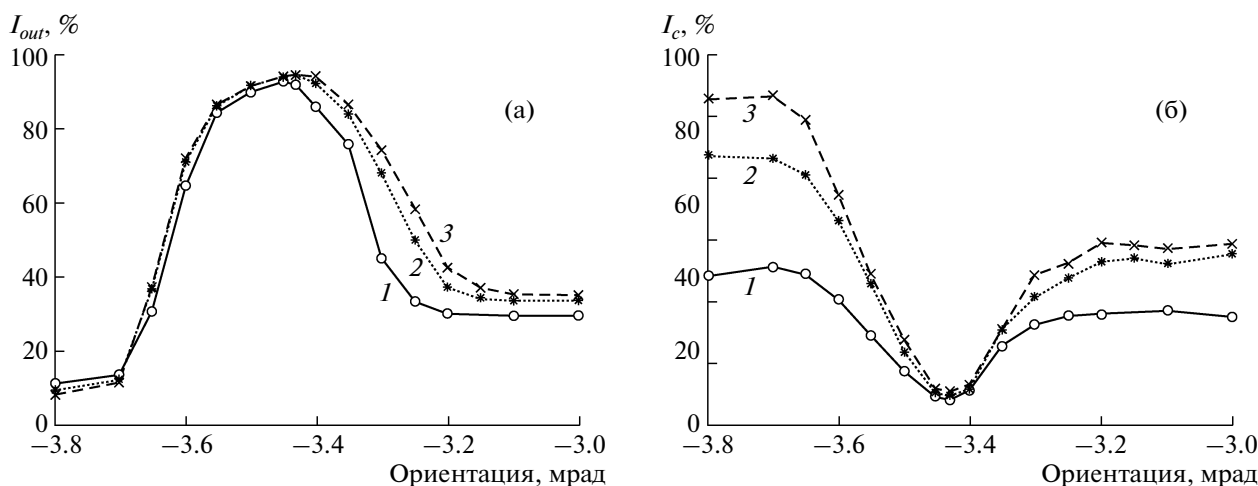


Рис. 5. Ориентационные кривые эффективности вывода (а) и потерь на кристалле (б) при некоторых скоростях наведения: 0.02273 (1), 0.00568 (2) и 0.00227 мм/оборот (3).

угол отклонения увеличится до 0.7–0.8 мрад, а эффективность вывода составит ~95%.

На следующем шаге определяется влияние радиуса кривизны на эффективность вывода. На рис. 7а приведены зависимость эффективности вывода и потерь на скрепере от длины кристалла L при постоянном угле изгиба кристалла кремния $\alpha = 1.1$ мрад. Для очень коротких кристаллов радиус кривизны $R = L/\alpha$ будет мал, и потери возрастут за счет большего деканализирования. Как уже говорилось, при больших длинах они также возрастут. Максимальная эффективность будет при длине кристалла $L = 0.7–0.8$ мм, что соответствует радиусу кривизны $R = 0.6–0.7$ м. Как показали расчеты для других ускорителей с разными

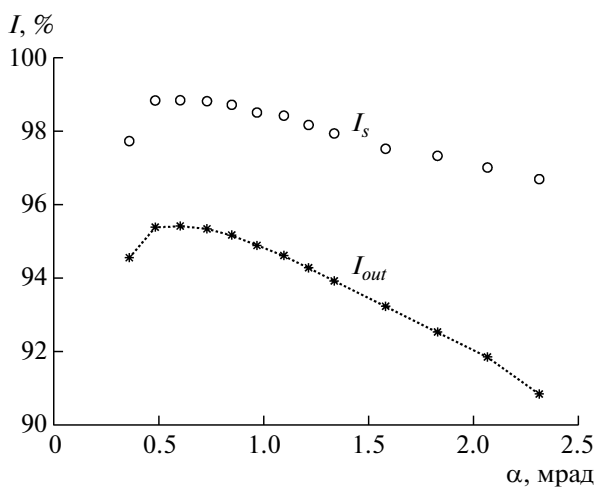


Рис. 6. Зависимость эффективности вывода от угла изгиба кристалла при постоянном радиусе кривизны $R = 0.82$ м.

энергиями, оптимальная величина радиуса кривизны составляет 7–9 критических радиусов R_{crit} .

Эффективность вывода растет с увеличением толщины кристалла s в поперечной плоскости (рис. 7б). Для очень узких кристаллов первоначально рассеянные частицы, которые не попали в режим каналирования, вторично попадают в область захвата в режим каналирования с меньшей вероятностью (рис. 2). При толщине кристалла >1 мм эффективность вывода практически не меняется и достигает ~95%.

Для рассматриваемых коротких кристаллов эффективность вывода незначительно увеличивается с толщиной аморфного слоя s_{am} из-за увеличения числа пересечений протона с кристаллом (рис. 8а). При больших толщинах слоя $s_{am} \sim 100$ мкм протоны первоначально взаимодействуют с кристаллом как с обычной рассеивающей мишенью и увеличивают амплитуду бетатронных колебаний. При следующих пересечениях протоны попадают, в основном, в область идеального кристалла, т.е. среднее число пересечений N увеличивается на $\Delta N = 1–2$, и потери возрастают на кристалле из-за ядерных взаимодействий на величину $\Delta I_c = \Delta N L / L_n = 0.2–0.4\%$, где L_n – ядерная длина кремния. Эффективность вывода уменьшается примерно на эту величину.

При скручивании кристалла (отклонения от цилиндрического изгиба) угловая ориентация входных ядерных плоскостей кристалла зависит от вертикальной координаты z : $\Delta\theta = zT$. При вертикальном полуразмере пучка 4 мм и достаточно большом параметре скручивания $T = 0.02$ мрад/мм максимальное отклонение составит $\Delta\theta_{max} = \pm 0.08$ мрад, что приведет к небольшому уменьшению эффективности вывода (~1%) и увеличению радиально-го размера пучка на поглотителе. Для сравнения

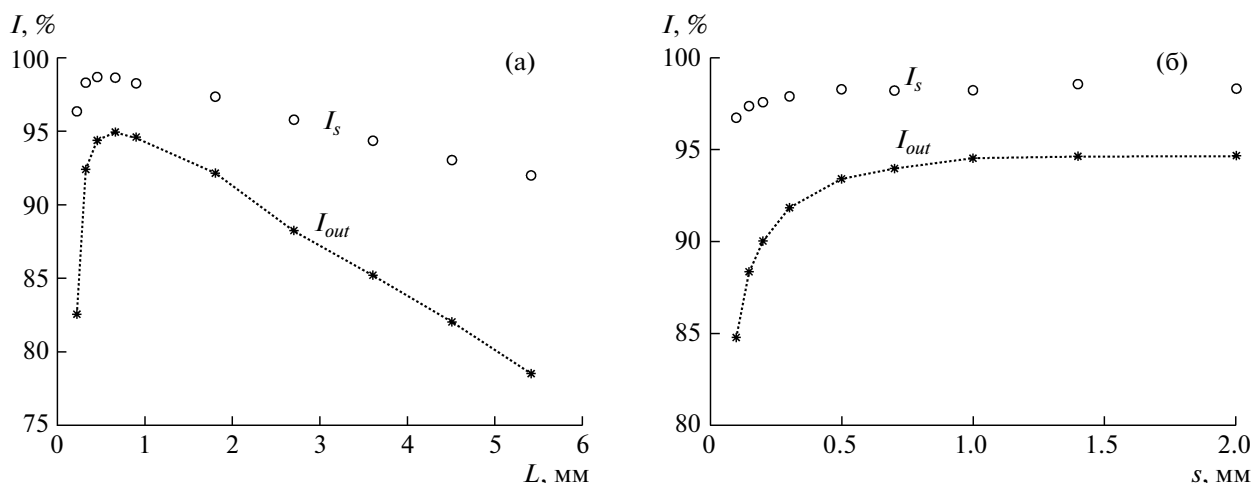


Рис. 7. Зависимости эффективности вывода от длины (а) и толщины (б) кристалла.

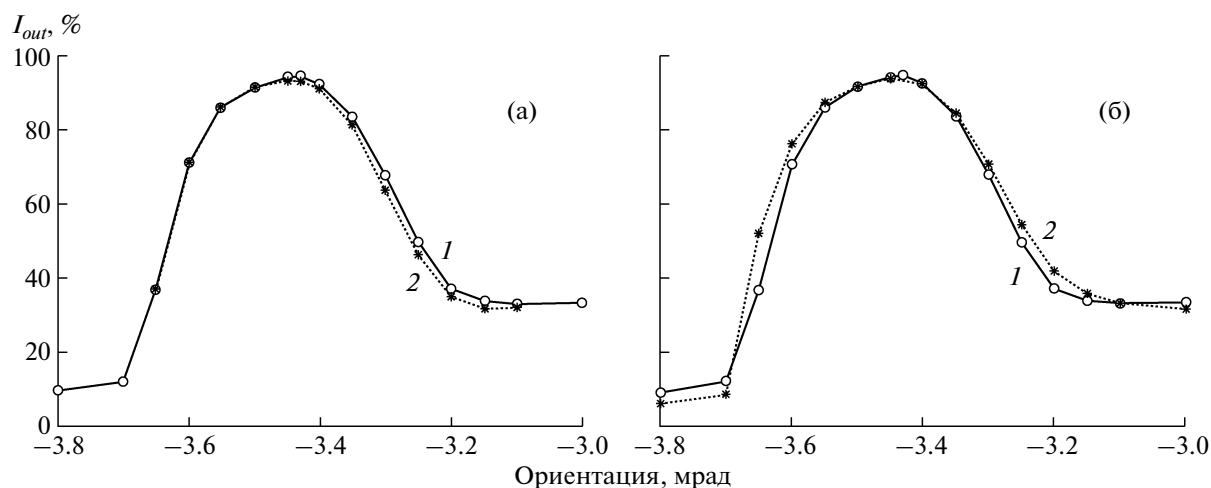


Рис. 8. Зависимость эффективности вывода от толщины аморфного слоя (а: 1 – $s_{am} = 0$, 2 – $s_{am} = 100$ мкм) и параметра скручивания кристалла (б: 1 – $T = 0$, 2 – $T = 0.02$ мрад/мм).

на рис. 8б приведены ориентационные кривые эффективности для идеального кристалла и имеющего скручивание. Видно расширение области допустимой юстировки кристалла из-за наличия скручивания.

Влияние других неидеальностей кристалла, таких как разориентация (угол между гранью и кристаллографической плоскостью), на эффективность вывода в У-70 также незначительно, так как величина заброса частиц на скрепер при наведении составляет ~ 50 мкм, что значительно больше области действия этих эффектов. Дефекты обработки передней и задней поверхностей кристалла, составляющие ~ 50 мкм, уменьшают величину заброса на $\sim 5-10\%$ и эффективность вывода на $\sim 1\%$, а также увеличивают размер пучка на скрепере.

Эффективность вывода можно повысить до 98% при организации оптимального наведения пучка на скрепер (септум). В рассматриваемом рабочем варианте в процессе наведения пучка бамп-магнитами частицы с разными амплитудами попадают на торец кристалла с угловым разбросом ≈ 0.15 мрад, что в 4 раза превышает размер области захвата в режим каналирования. Это значит, что большая часть частиц, даже при оптимальной юстировке кристалла, попадает в режим каналирования вторично после рассеяния на кристалле, увеличивая потери на нем. В результате потери на кристалле возрастают в несколько раз до 1%. Полученные теоретические результаты эффективности вывода подтверждаются проведенными экспериментами с изогнутыми кристаллами на У-70 [3, 10].

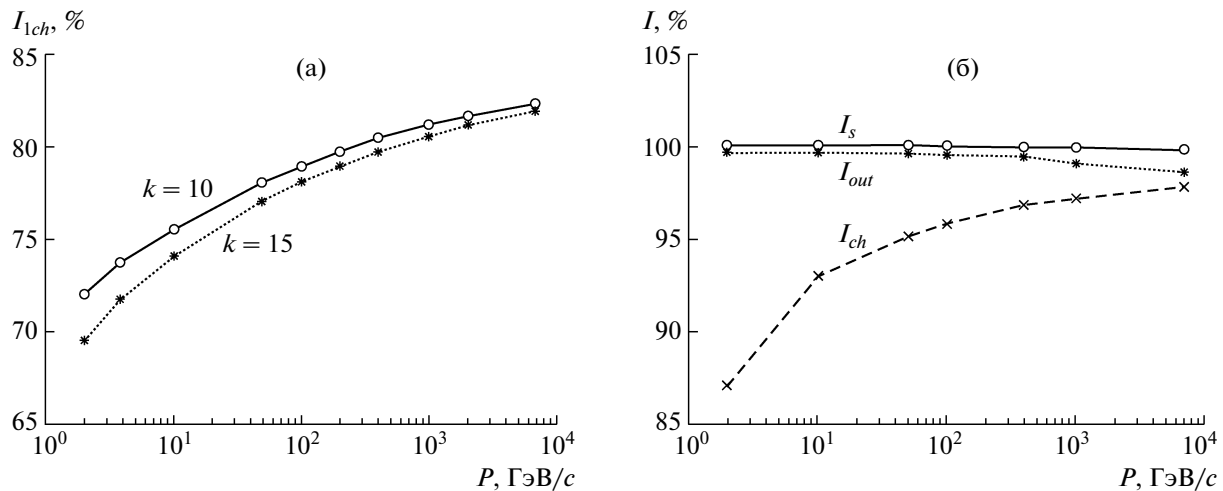


Рис. 9. Зависимость интенсивности каналирующей фракции от импульса протона в случае однократного отклонения (а) и медленного многооборотного вывода (б).

ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГИИ ПУЧКА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ВЫВОДА

В последнее время были проведены исследования систем коллимации с кристаллами на ускорителях, имеющих разные энергии протонного пучка и отличающихся магнитной структурой в месте установки элементов системы [3, 6–10]. Рассмотрим влияние основных параметров пучка (энергии и размеров) на эффективность вывода. Для достаточного заброса пучка на скрепер или септум с учетом их отступа от циркулирующего пучка необходим угол отклонения кристаллом (который можно определить из формул (3), (4)):

$$\alpha = k\sigma/\beta = k\sqrt{\varepsilon_0/PV\beta}, \quad (6)$$

где параметр $k = 10\text{--}15$; ε_0 – нормализованный эмиттанс на уровне среднеквадратичного размера пучка σ ; P , V – импульс и скорость протонов; $\beta = \sqrt{\beta_s\beta_c}$. Оптимальный радиус кристалла, как было показано ранее, можно выразить через межплоскостное расстояние d и потенциальную энергию: $R_{opt} = 1.5dPV/eU_{max} \approx 8R_{crit}$. Для кристалла кремния ориентации (110), имеющего потенциальную энергию ядерных плоскостей $eU_{max} = 21.4$ эВ, оптимальный радиус и длина кристалла определяются по формулам

$$R_{opt} = 0.0135PV \quad \text{и} \quad L = \alpha R_{opt} = 1.16\sqrt{\varepsilon_0 PV/\beta}. \quad (7)$$

Зависимости интенсивности каналирующей фракции на выходе оптимального кристалла от импульса протона в случае однократного прохождения приведены на рис. 9а при параметрах $k = 10$ и 15. Интенсивность каналирующей фракции I_{ch} увеличивается от 70 до 82% с ростом энергии, что объясняется уменьшением деканалирования за счет снижения рассеяния. В расчетах были взяты харак-

терные нормализованный эмиттанс $\varepsilon_0 = 3$ мм · мрад и амплитудная (бета) функция $\beta = 100$ м.

В процессе медленного вывода при многократном взаимодействии с кристаллом значительная часть первоначально рассеянного пучка через несколько оборотов попадает в режим каналирования. Следовательно, интенсивность выводимой каналирующей фракции можно представить как $I_{ch} = I_{1ch} + (1 - I_{1ch})\eta$, где параметр вероятности вторичного захвата в каналирование лежит в области $\eta = 0.7\text{--}0.9$ и увеличивается с ростом энергии ввиду уменьшения рассеяния частиц на кристалле. В результате для медленного вывода интенсивность каналирующей фракции (рис. 9б) возрастет до 87% для низких энергий ($P = 2$ ГэВ/с) и до 98% для максимальной энергии протонов ($P = 7$ ТэВ/с для ЛНС – Большого адронного коллайдера). Кроме каналирующей фракции в зазор септума попадают и протоны из других фракций, в основном из деканаллирующей, при оптимальном положении кристалла. В итоге эффективность вывода I_{out} может достигать 99%. На септум попадают практически все протоны I_s , за исключением ядерно провзаимодействовавших с кристаллом $I_c = 100\% - I_{out} = 0.05\text{--}0.25\%$. Величину потерь на перегородке септума (в расчетах $\delta = 1$ мм) можно найти из двух зависимостей $I_{sep} = I_s - I_{out}$, и они составят 0.3% при низких и средних энергиях и ~1% – при высоких.

Расчеты показали, что при использовании каналирования протонов в системах коллимации пучка плотность протонов на кромке коллиматора составит $\rho_s = 0.003\text{--}0.01$ мм⁻¹, что на два порядка меньше, чем в традиционных системах с рассеивающей мишенью [4]. Величина потерь на кристалле так же на один–два порядка меньше, чем на мишени. Следовательно, основываясь на

уравнении (2), можно сделать вывод, что использование кристаллов повышает эффективность захвата частиц в 20–50 раз.

Как следует из зависимости (7), оптимальная длина кристалла увеличивается с увеличением энергии частиц как корень из энергии. При малых энергиях оптимальные кристаллы будут очень короткими. Даже при энергии 400 ГэВ (SPS, ЦЕРН) длина оптимального кристалла составит 0.8 мм, а для энергии 1 ТэВ (“Тэватрон”, Фермилаб) будет 1.3 мм. Из зависимости (3) также следует, что чем больше амплитудная функция и меньше эмиттанс пучка, тем необходим более короткий кристалл и возрастет эффективность вывода. Для идеального оптимального кристалла эффективность вывода составит ~99% при энергиях 10–1000 ГэВ и 98% при 7000 ГэВ. Уменьшение эффективности при больших энергиях объясняется увеличением ядерных потерь из-за увеличения длины кристалла.

В заключение, основываясь на представленных расчетах, можно сделать вывод о том, что геометрические параметры кристалла (длина, толщина, угол изгиба) влияют на эффективность систем вывода и коллимации даже значительнее, чем неидеальности кристалла, такие как аморфный слой, разориентация и скручивание. Используя выше приведенные рекомендации,

можно улучшить кристаллические системы вывода и коллимации пучка на многих ускорителях, включая Большой адронный коллайдер.

Работа поддержана грантом РФФИ 08-02-01453-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tsyganov E.N.* Preprint TM-682. FERMILAB, USA, 1976.
2. *Biryukov V.M., Chesnokov Yu.A., Kotov V.I.* Crystal channeling and its application at high-energy accelerators (Serpuukhov, IHEP). Berlin: Springer, 1997.
3. *Afonin A.G., Baranov V.T., Chesnokov Yu.A. et al.* // *Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra* 2005. V. 36. P. 43.
4. *Degtyarev I.I., Yazynin I.A.* // PAC. 1999. V. 2. P. 1321.
5. *Degtyarev I.I., Liashenko O.A., Yazynin I.A.* // EPAC. 2000. P. 2506.
6. *Shiltsev V., Drozhdin A., Mokhov N. et al.* // IPAC. 2010. P. 1243.
7. *Assmann R., Redaelli S., Previtali V., Yazynin I.* // PAC. Vancouver, 2009. P. 2829.
8. *Assmann R., Redaelli S., Previtali V., Yazynin I.* // PAC. Vancouver, 2009. P. 2832.
9. *Scandale V., Assman R., Chesnokov Yu. et al.* // *Phys. Lett. B*. 2010. V. 692. P. 78.
10. *Afonin A.G., Baranov V.T., Chesnokov Yu.A. et al.* // RUPAC. 2010. P. 38.