

## Отклонение расходящегося пучка протонов с энергией 50 ГэВ с помощью фокусирующего кристаллического устройства

А. Г. Афонин, Г. И. Бритвич, А. П. Бугорский, М. К. Булгаков, А. А. Дурум, М. Ю. Костин, А. В. Лутчев, В. А. Маишеев, Ю. Е. Сандомирский, В. И. Питалев, И. В. Полуэктов, Ю. А. Чесноков<sup>1)</sup>, П. Н. Чирков, А. А. Янович

Институт физики высоких энергий, НИЦ “Курчатовский институт”, 142281 Протвино, Россия

Поступила в редакцию 17 мая 2016 г.

После переработки 2 июня 2016 г.

Изогнутые кристаллы применяются на крупных ускорителях для отклонения пучков протонов при выводе и коллимации, в условиях малой расходимости пучков частиц. В работе показано, что с помощью кристалла с фокусирующей кромкой можно эффективно отклонить расходящийся пучок частиц. В проведенном опыте пучок протонов с расходимостью около 1 мрад (в 30 раз превышающий угол Линдхарда) отклонялся на угол 1.8 мрад с эффективностью около 15 %. Таким образом, продемонстрированы возможности новой оптики пучков частиц на основе фокусирующего кристаллического элемента, перспективного для организации пучков вторичных частиц в тэраэлектронвольтовой области энергий.

DOI: 10.7868/S0370274X16130038

В настоящее время на нескольких крупных ускорителях проводятся исследования коллимации и вывода циркулирующего пучка с помощью каналирования в изогнутых кристаллах [1–5]. Поскольку критический угол каналирования (угол Линдхарда) довольно мал ( $\theta_L \sim (1/E)^{1/2} = (0.02–0.002)$  мрад для протонов с энергиями  $E = (100–10000)$  ГэВ, соответственно), применение кристаллов достаточно эффективно для управления первичным протонным пучком, но для манипуляций со вторичными пучками  $\pi$ ,  $K$  и  $p$ , требуется не только отклонять их, но и фокусировать, т.к. здесь расходимости пучков гораздо выше.

Принципиальная возможность фокусировки пучка кристаллом была показана в [6, 7], где фокусирующий эффект достигался за счет разности углов поворота частиц в равномерно изогнутом кристалле со скошенным задним торцом. Однако использованное тогда устройство было затруднительно применить вблизи циркулирующего пучка ускорителя, так как изгиб кристалла выполнялся массивными цилиндрическими зеркалами. Новое кристаллическое устройство для фокусировки пучка, удобное для установки в ускоритель, было предложено нами в [8]. В [9] было показано, что таким устройством пучок протонов с энергией 400 ГэВ фокусируется из параллельного в точку с высоким качеством. Сейчас эти фокусирующие кристаллические устройства достаточно со-

вершенны, чтобы продемонстрировать эффективное отклонение расходящегося пучка, т.е. осуществить фокусировку с обращенным направлением движения частиц, из точечного источника в параллельный пучок.

Эксперимент, схема которого показана на рис. 1, был проведен на канале 4а ускорителя У-70. Пучок

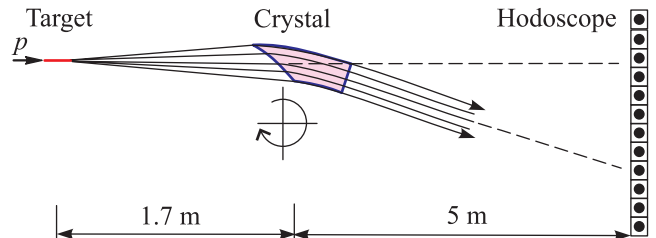


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема опыта

протонов умеренной интенсивности  $\sim 10^5$  частиц/с выводился из У-70 кристаллическим дефлектором, эта техника подробно описана в [10]. Пучок имел расходимость  $\sigma_x = 0.2$  мрад, с помощью коллиматоров формировался профиль пучка с резкими границами размером  $S_x \times S_y = 8 \times 10$  мм<sup>2</sup>. На первом этапе опыта необходимо было создать точечный источник расходящегося пучка протонов 50 ГэВ. Это было сделано на основе активной мишени в виде тонкой пластины (толщиной 150 мкм) из тяжелого сцинтиллятора CsI. На мишень попадала лишь малая доля пучка интенсивностью  $2 \times 10^3$  частиц/с. Пучок протонов был распущен до необходимой величины угловой расходимо-

<sup>1)</sup>e-mail: Yury.Chesnokov@ihep.ru

сти  $\sigma_x = 0.36$  мрад (или  $\text{fwhm} = 0.92$  мрад – полная ширина на полувысоте (full width at half maximum)). Полученный таким образом расходящийся из точечного источника пучок направлялся на фокусирующую кромку вращающегося в гониометре кристалла. Эффект фокусировки и последующего отклонения расходящегося пучка фиксировался сцинтилляционным годоскопом (с шагом 1.2 мм), включенным на совпадения со сцинтиллятором тонкой мишени.

На рис. 2 показан внешний вид кристаллического фокусирующего устройства. Кристаллическая пла-

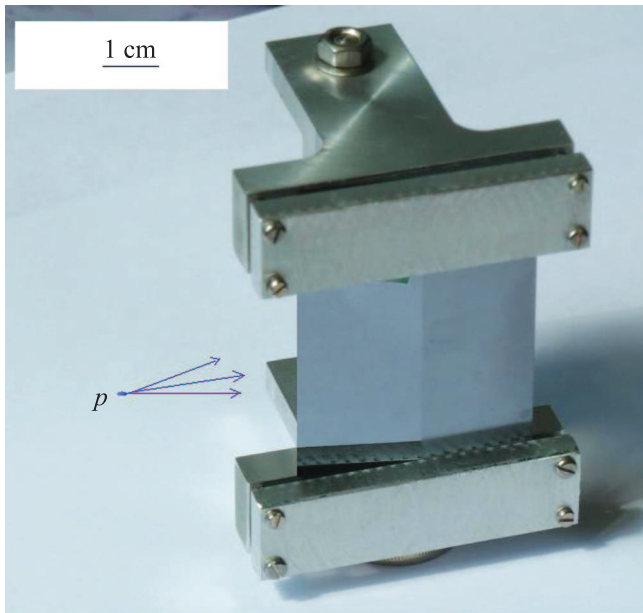


Рис. 2. (Цветной онлайн) Внешний вид устройства

стина трапециевидальной формы, вырезанная из кремния вдоль кристаллографической плоскости (111), имела размеры: 2 мм по ширине  $X$ , 70 мм по высоте  $Y$ , и длину вдоль пучка по координате  $Z$  от 20 до 40 мм, благодаря скошенному переднему торцу. Металлический кристаллодержатель создавал продольный изгибающий момент по координате  $Y$ . Благодаря анизотропным свойствам кристаллической решетки (см., например, [1], с. 85) возникал поперечный изгиб кристалла с радиусом 17.1 м, который и использовался для фокусировки и последующего отклонения частиц. При этом фокусное расстояние  $F$  было равно 1.7 м, а средний угол поворота частиц 1.8 мрад. Особенности конструкции (большая высота кристалла), как это видно из рис. 2, позволили существенно снизить фоновые условия, т.к. вещество металлического держателя не попадало в пучок, облучался лишь сам кристалл, имеющий длину лишь 6% от длины ядерного взаимодействия.

На рис. 3а представлены результаты опыта, профиль пучка, прошедшего через фокусирующее устройство в условиях ориентированного на мишень (красная линия) и разориентированного (синяя линия) кристалла. На рис. 3б показана зависимость количества отклоненных на полный угол частиц от угла поворота кристалла в гониометре.

Около  $35 \pm 5\%$  частиц, вылетающих из мишени и падающих на фокусирующую кромку кристалла, захватывались в режим каналирования (эта зона показана на рис. 3а маркером 1), и около  $14 \pm 3\%$  частиц отклонялись затем на полный угол 1.8 мрад, соответствующий изгибу кристалла (эта зона показана маркером 2). Ширина ориентационной кривой на рис. 3б  $\text{fwhm} = 105$  мкрад. Эта узкая величина углового интервала, когда виден отклоненный пучок, соответствует геометрическим параметрам опыта, когда вращающийся кристалл “смотрит” на мишень. Достигнутые параметры согласуются с результатами компьютерного моделирования опыта, выполненного методом Монте-Карло с применением алгоритма [11], в котором учитываются геометрия расположения мишени и кристалла, захват частиц в режим каналирования и деканалирование внутри кристалла. Согласно расчетам, в режим каналирования захватывается 43% частиц, и 16% отклоняется на полный угол.

Фокусирующее свойство нового кристаллического устройства можно применять на Большом адронном коллайдере или другом ускорителе высокой энергии для исследования малоугловых процессов. Кристалл можно ориентировать на точечную мишень фокусирующим торцом, как это было в проведенном опыте, и отклонять исследуемые частицы в сторону от циркулирующего пучка из неблагоприятной фоновой области. Таким образом, роль кристалла заключается в создании чистых условий для регистрации нужных частиц. Другим возможным применением такой схемы является получение пучка вторичных частиц высокой энергии весьма простым способом, т.к. угла изгиба кристалла достаточно, чтобы захватить в каналирование и отклонить за пределы вакуумной камеры тэраэлектронвольтовые частицы, вылетающие из мишени.

Действительно, в основе магнитной оптики лежит принцип фокусировки пучка квадрупольными линзами, слабыми по сравнению с электростатическим полем изогнутого кристалла (эквивалентное поле в кристалле 1000 Тл!). Созданные нами фокусирующие кристаллы имеют фокусное расстояние порядка одного метра, и могут собирать частицы ГэВ-ных и ТэВ-ных энергий, разлетающиеся с мише-

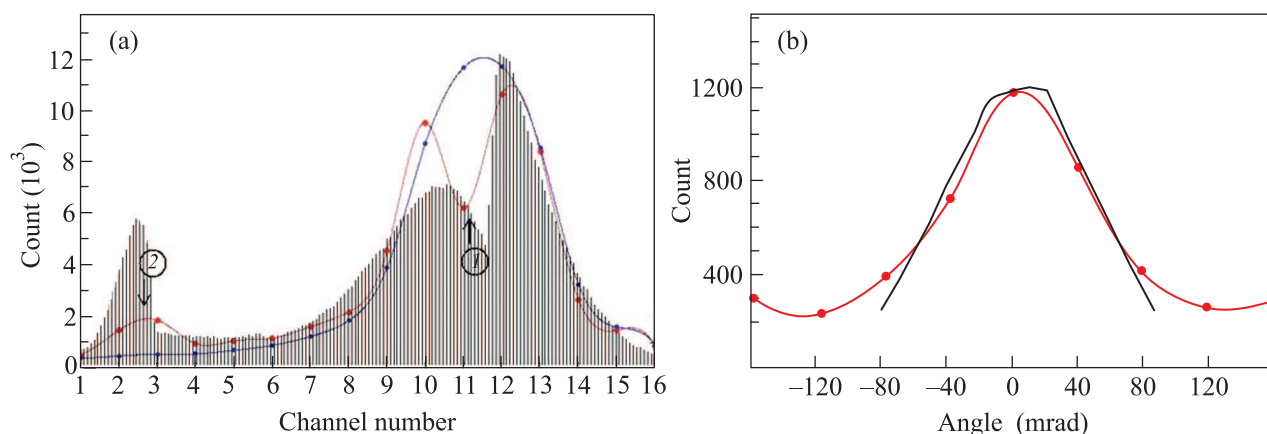


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Профиль пучка для ориентированного и разориентированного кристалла, точки и линии – эксперимент, гистограмма – расчет для ориентированного кристалла; (б) – Ориентационная зависимость количества отклоненных кристаллом частиц (величина пика, помеченного маркером 2 на панели (а)), точки и красная линия – эксперимент, черная линия – расчет

ни в конусе несколько миллирадиан. Известно, что в лабораторной системе отчета конус разлета частиц, генерируемых на фиксированной мишени, равен  $\Theta$  (мрад) =  $400/P$  (ГэВ/с), где  $P$  – импульс частицы. Акцептанс разработанного фокусирующего элемента на кристалле  $A = X/F$  составляет величину около (1–2) мрад, поэтому при энергии частиц меньше 100 ГэВ (где угол разлета частиц больше 4 мрад) кристалл может захватить не более четверти частиц, вылетающих из мишени, проигрывая таким образом магнитной оптике. Однако разработанная кристаллооптика применима в области энергий 100 ГэВ и выше, и при энергии частиц ТэВ-ного диапазона обеспечивает полный захват частиц с мишени (количественные данные расчетов выходов частиц из кристалла можно найти в [11]). То есть, можно сказать, что в области энергий менее 100 ГэВ кристаллооптика уступает магнитной оптике в эффективности, но при более высокой энергии она обеспечивает сравнимую эффективность, и при этом она гораздо компактнее и дешевле, а на Большом адронном коллайдере единственно возможна для формирования выведенных пучков вторичных частиц, поскольку магнитную оптику негде разместить в существующем тоннеле. Также кристаллооптика единственно возможна для организации выведенных пучков в будущих проектах ускорителей FCC-ЦЕРН и SPPC – Китай с энергиями до 100 ТэВ.

Важным вопросом является радиационная стойкость кристаллов. Известно, что полупроводниковые свойства кристаллических детекторов нарушаются уже при потоках частиц  $\sim 10^{14}$  /см<sup>2</sup>. Однако кана-

лирующие свойства кристаллов гораздо менее чувствительны к точечным дефектам, возникающим от радиации. Экспериментальные исследования на У-70 [1, 2] и других ускорителях [3–5] показали, что кристаллы в режиме каналирования могут выдерживать потоки частиц  $\sim 10^{20}$  /см<sup>2</sup>, что гарантирует работу в течение многих лет при манипуляциях со вторичными пучками.

Работа поддержана Дирекцией ГНЦ ИФВЭ, а также Российским фондом фундаментальных исследований (проект # 16-02-00153).

1. V. M. Biryukov, Yu. A. Chesnokov, and V. I. Kotov, *Crystal channeling and its application at high-energy accelerators*, Springer, Berlin (1997), 219 p.
2. A. G. Afonin, V. T. Baranov, V. M. Biryukov et al. (Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **87**, 094802 (2001).
3. R. P. Fliller, A. Drees, D. Gassner, L. Hammons, G. McIntyre, S. Peggs, D. Trbojevic, V. Biryukov, Y. Chesnokov, and V. Terekhov, *Nucl. Instrum. Methods B* **234**, 47 (2005).
4. N. V. Mokhov, G. E. Annala, A. Apyan et al. (Collaboration), *Int. J. Mod. Phys. A* **25**, 98 (2010).
5. W. Scandale, G. Arduini, M. Butcher et al. (Collaboration), *Phys. Lett. B* **758**, 129 (2016).
6. M. A. Gordeeva, M. P. Gur'ev, A. S. Denisov et al. (Collaboration), *JETP Lett.* **54**, 487 (1991).
7. V. I. Baranov, V. M. Biryukov, A. P. Bugarisky, Yu. A. Chesnokov, V. I. Kotov, M. V. Tarakanov, V. I. Terkhov, S. V. Tsarik, O. L. Fedin, M. A. Gordeeva, M. P. Gur'yev, Yu. P. Platonov, and A. I. Smirnov, *Nucl. Instrum. Methods B* **95**, 449 (1995).

- 
8. A.G. Afonin, V.I. Baranov, V.T. Baranov et al. (Collaboration), JETP Lett. **96**, 424 (2012).
9. W. Scandale, G. Arduini, M. Butcher et al. (Collaboration), Phys. Lett. B **733**, 366 (2014).
10. А.Г. Афонин, Е.В. Барнов, Г.И. Бритвич и др. (Collaboration), ПТЭ **3**, 1 (2016).
11. V.A. Maisheev, Yu.A. Chesnokov, and P.N. Chirkov, Nucl. Instrum. Meth. B **355**, 360 (2015).