

НОВЫЙ СПОСОБ ПОЛУЧЕНИЯ ПУЧКОВ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ НА УСКОРИТЕЛЯХ

*Г. И. Бритвич, А. А. Дурум, М. Ю. Костин,
В. А. Маишеев, Ю. А. Чесноков*, А. А. Янович*

*Институт физики высоких энергий им. А. А. Логанова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»
142281, Протвино, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 25 февраля 2019 г.,
после переработки 25 февраля 2019 г.
Принята к публикации 6 марта 2019 г.

Получение пучков вторичных частиц (π - и K -мезоны) на ускорителях протонов является сложной научной и технической задачей. Чтобы обеспечить узконаправленные потоки частиц для экспериментов применяют высокоинтенсивные выведенные пучки протонов, на внешней мишени генерируют вторичные частицы, π - и K -мезоны; далее с помощью протяженных магнитооптических каналов осуществляют их фокусировку и транспорт. В настоящей работе предложен удивительно простой способ получения вторичных пучков, основанный на применении кристаллического фокусирующего устройства. Проведен опыт по получению вторичного пучка на ускорителе У-70 с помощью кристалла. Предложены схемы формирования пучков в области энергий $E \sim 1$ ТэВ для крупных коллайдеров класса БАК.

DOI: 10.1134/S0044451019080066

1. ВВЕДЕНИЕ

Сейчас крупные ускорители (Большой адронный коллайдер, БАК) и проекты будущих (Future circular collider, FCC) предназначены для работы в режиме коллайдера на встречных пучках. Недавно в рамках программы «Физика за пределами коллайдеров» появились предложения исследований с фиксированной мишенью на БАК (см. работы [1–3] и ссылки в них). Однако техническая сторона вопроса, где требуются конкретные схемы получения выведенных пучков частиц, подробно не проработана. В данной работе предложен простой способ получения пучков вторичных частиц на ускорителях ТэВ-класса, основанный на применении кристаллического фокусирующего устройства.

2. СХЕМЫ ПОЛУЧЕНИЯ ВЫВЕДЕННЫХ ПУЧКОВ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ НА КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТАХ

Традиционный путь для получения выведенных пучков частиц, реализованный на современных

крупных ускорителях протонов с $E \sim 100$ ГэВ (super proton synchrotron, SPS в ЦЕРНе, У-70 в ИФВЭ и др.) предполагает медленный вывод протонного пучка, рождение вторичных частиц на мишени, их фокусировка и транспорт в протяженных магнитооптических каналах [4, 5]. Для энергий в области ТэВ такой способ получения вторичных частиц становится слишком затратным и требует больших площадей свободного пространства.

Если энергия ускоренного пучка протонов $E \geq 1$ ТэВ, как на больших коллайдерах (класса БАК и выше), то энергия вторичных частиц смещается за сотни гигаэлектронвольт. Угол разлета таких частиц с мишени в лабораторной системе отчета равен θ [мрад] = $400/p$ [ГэВ/ c] становится менее или порядка 1 мрад (p — импульс частицы). Это обстоятельство позволяет осуществить удивительно простой способ получения пучков частиц, основанный на применении кристаллического фокусирующего устройства.

Предлагается схема, показанная на рис. 1. Вторичные частицы, π - и K -мезоны, генерируются на миниатюрной внутренней мишени, установленной в кольцо крупного протонного ускорителя с энергией порядка 1 ТэВ и больше (это могут быть БАК,

* E-mail: Yury.Chesnokov@ihep.ru

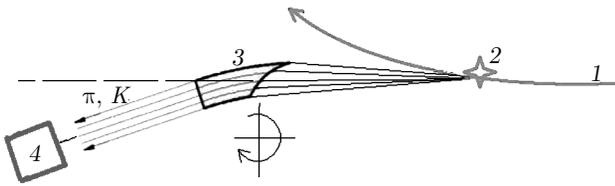


Рис. 1. Схема получения пучка вторичных частиц: 1 — циркулирующий протонный пучок; 2 — внутренняя мишень; 3 — кристаллический фокусирующий элемент; 4 — зона физической установки

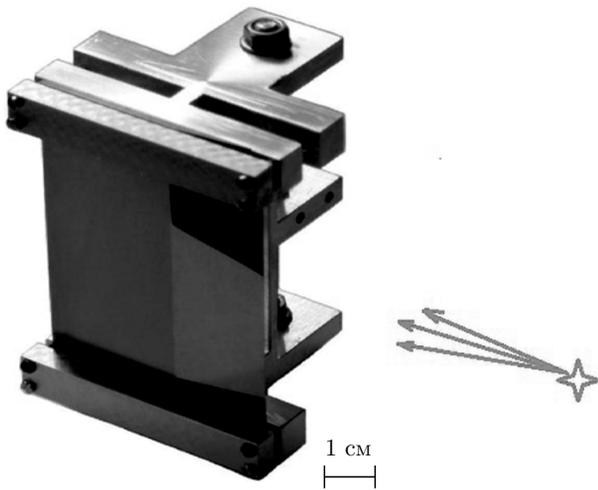


Рис. 2. Внешний вид кристаллического фокусирующего устройства

ФСС). Мишенью может быть струйная мишень на основе газа или жидкого металла. В нескольких метрах (не более 10 м) располагается кристаллическое устройство. Следует отметить, что в течение нескольких лет был достигнут огромный прогресс в создании разных вариантов таких устройств [6–11]. Так, на рис. 2 показан разработанный в ИФВЭ фокусирующий элемент из кремния [10].

Готовится ориентированная пластина кремния, имеющая в сечении форму трапеции. Пластина изгибается в вертикальном направлении металлическим держателем, а по горизонтали, за счет анизотропии кристаллической решетки, возникает равномерный изгиб трапеции, где на скошенной стороне достигается фокусирующий эффект. Высокое качество устройства было проверено при фокусировке протонов с энергией 50 ГэВ [10] и 400 ГэВ [11]. Кристаллическое устройство не только фокусирует, но и отклоняет пучок частиц, причем на выходе получается параллельный, в пределах угла Линдхарда,

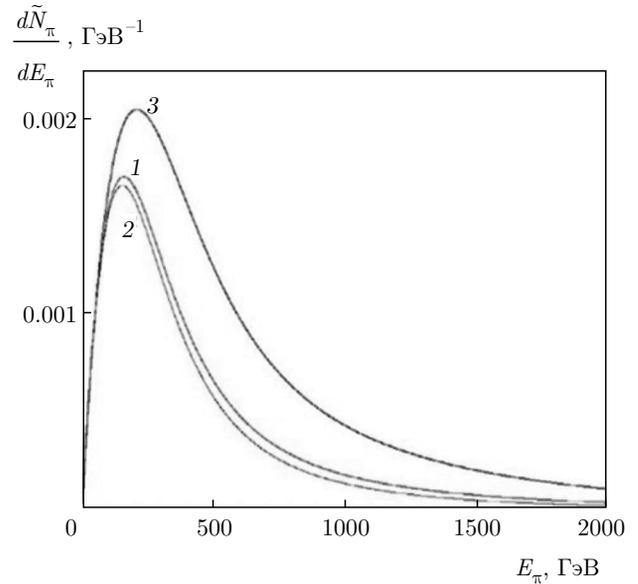


Рис. 3. Нормированные спектры рождения π -мезонов в мишени на одно ядерное взаимодействие в створе углов, которые перекрывает кристалл

пучок. Заметим, что угол Линдхарда в области энергий $E \sim 100$ ГэВ составляет около 10 мкрад. Для вывода пучка за пределы кольцевого ускорителя, чтобы не задеть магниты, достаточно угла поворота в кристалле менее одного градуса. В работах [12–14] показано, что в таких условиях кристаллы могут с высокой эффективностью формировать сфокусированные пучки пионов и каонов.

На рис. 3 показаны результаты расчета спектра пионов, рожденных на мишени и попадающих на фокусирующую кромку кристалла, с применением формулы Маленсека [15]. Три разные кривые учитывают геометрический фактор, соответствующий месту расположения кристалла относительно орбиты циркулирующего пучка. Кривая 1 показана для случая, когда кристалл расположен под углом к мишени 0.1 мрад. Кривая 2 отражает случай, когда кристалл отстоит на угол 0.2 мрад, чтобы не задевать циркулирующий пучок. Кривая 3 — это случай для нулевого угла вылета частиц. Углы горизонтального и вертикального захватов фокусирующего кристалла полагались равными 2 мрад, что достижимо в рамках существующих технологий. Эффективность поворота в кристалле учитывалась согласно данным работы [16]. В зависимости от угла поворота частиц в кристалле эффективность отклонения убывает согласно кривым на рис. 4. Угол отклонения частиц в кристалле в конечном счете определяется геометрией расположения физической уста-

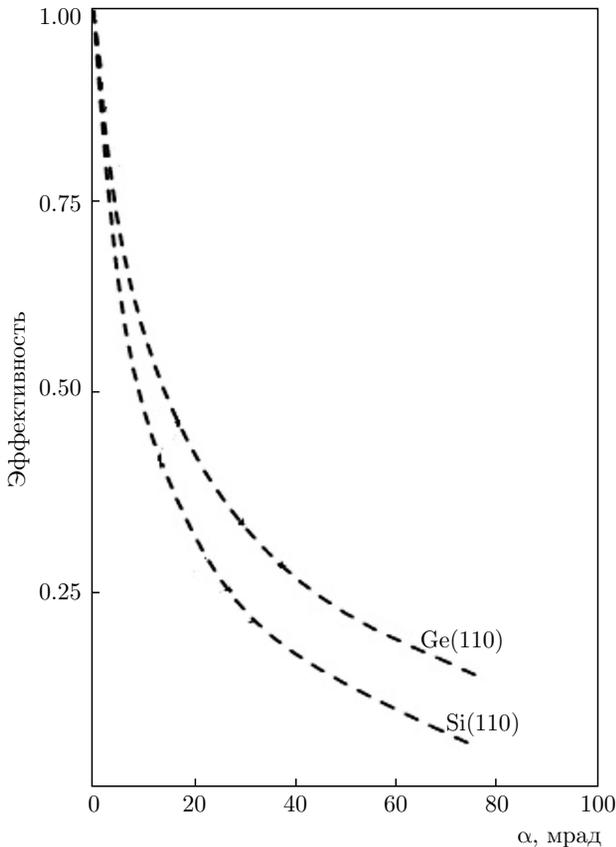


Рис. 4. Эффективность поворота пучка протонов, захваченного в режим каналирования, от угла изгиба α кремниевое и германиевого кристаллов

новки на ускорителе. Минимальный угол порядка долей градуса необходим, чтобы вывести сформированный пучок за пределы вакуумной камеры, не задев магниты ускорителя. В этом случае нормированные интенсивности выведенных частиц будут близки к приведенным на рис. 3. Для угла поворота около четырех градусов, удобного для компактного расположения установки, интенсивности уменьшатся в 20 раз для кремниевого кристалла и в 10 раз для германиевого кристалла.

Поскольку выведенный пучок обладает малой угловой расходимостью, довольно легко организовать анализ выведенных частиц по импульсу, используя горизонтальный магнит. Для организации пучка частиц с узким интервалом импульсов, как в магнитооптическом канале, можно применить схему вывода, где между мишенью и кристаллом расположен магнит, отклоняющий частицы в плоскости, ортогональной по отношению к плоскости отклонения кристалла. Особенности формирования пучка с узким интервалом импульсов p поясняются

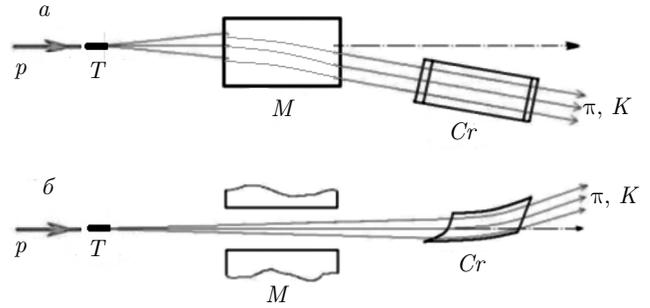


Рис. 5. Схемы формирования вторичного пучка с узким интервалом импульсов в горизонтальной (а) и вертикальной (б) плоскостях: T — мишень; Cr — кристалл; M — магнит

на рис. 5. Ширина интервала импульсов будет равна отношению поперечного размера кристалла к линейной дисперсии, создаваемой магнитом. Заметим также, что в качестве магнита можно использовать один из штатных диполей ускорителя, расположив перед ним мишень.

Важным вопросом применяемых схем с внутренней мишенью является возможный режим работы ускорителя. Если рассматривается паразитный режим работы внутренней мишени, совмещенный с работой коллайдера, то интенсивность ядерных взаимодействий в мишени не должна превышать величину потерь на штатных коллиматорах, которая составляет величину не больше 10^8 частиц в секунду [17]. Для получения более интенсивных пучков, например для формирования нейтринных и мюонных пучков [14], должна быть предусмотрена автономная работа в качестве основного потребителя. Следует отметить, что при высоких энергиях БАК короткие внутренние мишени работают с эффективностью, которая приближается к единице, поскольку рассеяние частиц на стенки вакуумной камеры при многооборотном движении отсутствует. Угол многократного рассеяния до момента ядерного взаимодействия в мишени,

$$\varphi \text{ [мрад]} = \frac{15}{p \text{ [ГэВ/}c]} \sqrt{\frac{L_{nucl}}{L_{rad}}}$$

где L_{nucl} — ядерная длина, L_{rad} — радиационная длина, равен всего 3 мкрад. Следует отметить, в ИФВЭ имеется значительный экспериментальный опыт работы с короткими внутренними мишенями [18, 19]. Твердотельные бериллиевые мишени могут выдерживать нагрузки 10^{11} протонов в секунду. Несомненно, струйные мишени могут выдержать большие интенсивности пучка. При достаточно тонкой мишени (толщина мишени может регулировать-

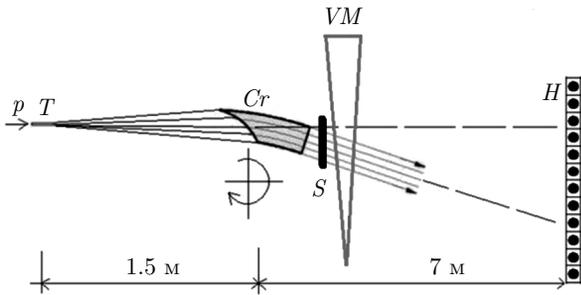


Рис. 6. Схема опыта: T — мишень из CsI; Cr — кристалл в гониометре; S — миниатюрный сцинтиллятор; VM — вертикальный магнит; H — сцинтилляционный годоскоп

ся давлением газовой струи), порядка 1 мг/см^2 , время вывода полной интенсивности пучка 10^{13} частиц составляет 10 с (с учетом времени одного оборота 0.1 мс при длине туннеля БАК 30 км). Заметим, что выделяемая мощность в тонкой мишени даже при такой интенсивности циркулирующего пучка составит всего 30 Вт, что не выглядит фантастично. Основной технической проблемой будет защита оборудования после мишени, однако в ЦЕРН имеется опыт организации коллиматоров для большой интенсивности пучка [20].

3. ОПЫТ ПО ФОРМИРОВАНИЮ ПУЧКА ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ КРИСТАЛЛА

Как было отмечено, фокусирующие кристаллы были неоднократно тестированы на протонных пучках. Здесь сообщаются результаты демонстрационного опыта по формированию пучка пионов и каонов кристаллом на канале 4а ускорителя ИФВЭ.

Схема опыта представлена на рис. 6. На рис. 7 показаны основные элементы установки. Настройка фокусирующего кристалла в режим каналирования была осуществлена на протонном пучке, как это было сделано в работе [10]. Был создан точечный источник расходящегося пучка протонов с энергией 50 ГэВ. Это было сделано на основе активной мишени в виде тонкой пластины (толщиной 150 мкм, длиной 20 мм и высотой 10 мм) из тяжелого сцинтиллятора CsI. Пучок протонов был «распушен» до необходимой величины угловой расходимости $\sigma_x = 0.36$ мрад (или FWHM = 0.92 мрад — полная ширина на полувысоте). Фокусирующий кристалл из кремния ориентации (111) имел ширину 2 мм, рабочую высоту 20 мм и длину 25 мм. Угол изгиба был равен 3.4 мрад, а фокусное расстояние 1.5 м. Статистика событий велась для совпадений

сигналов сцинтиллятора-мишени CsI, миниатюрного счетчика S вблизи кристалла, сравнимого по размерам с сечением кристалла, и годоскопа H , расположенного на удалении от кристалла. При каналировании в кристалле в ячейке годоскопа, куда попал отклоненный кристаллом пучок, возникал пик сигнала.

На рис. 8 показана зависимость количества отклоненных на полный угол частиц от угла ϑ поворота кристалла в гониометре. Около $14 \pm 3\%$ протонов отклонялись на полный угол 3.4 мрад, соответствующий изгибу кристалла. Ширина ориентационной кривой на рис. 8 FWHM = 105 мкрад. Этот узкий угловой интервал, в котором 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 работы [12], в котором учитываются геометрия расположения мишени и кристалла, захват частиц в режим каналирования и деканалирование внутри кристалла. Согласно расчетам, 16% частиц должно отклоняться на полный угол.

Второй этап опыта проводился с включенным вертикальным магнитом VM (см. рис. 6) и уже настроенным на режим каналирования с помощью протонного пучка кристаллом. При включении вертикального магнита между кристаллом и детектором мы настроились на вторичные частицы, в основном π -мезоны в интервале импульсов от 18 ± 3 ГэВ/с. Для этого годоскоп был смещен по вертикали на 17 см, т. е. на расстояние, соответствующее повороту в магните частиц с импульсом 18 ГэВ/с (при этом пространственное разделение с протонным пучком составило 11 см, что составляет приемлемую величину для фоновых условий). В этих условиях на годоскопе измерили ту же ориентационную кривую (когда кристалл «видит» мишень), но уже для вторичных частиц (точки и кривая 3, на рис. 8) и определили выход частиц. Оказалось, что мы отклонили кристаллом пучок интенсивностью 0.001% на каждый падающий на мишень протон, что соответствует расчету упомянутой работы [12]. Эта величина примерно на порядок уступает магнитооптическим каналам У-70. Но это объясняется неоптимальностью кристаллической оптики для относительно низкой энергии первичного пучка протонов с энергией 50 ГэВ, когда размер кристалла мал, чтобы захватить в режим каналирования заметную часть вторичных частиц, разлетающихся с мишени на десятки миллирадиан.

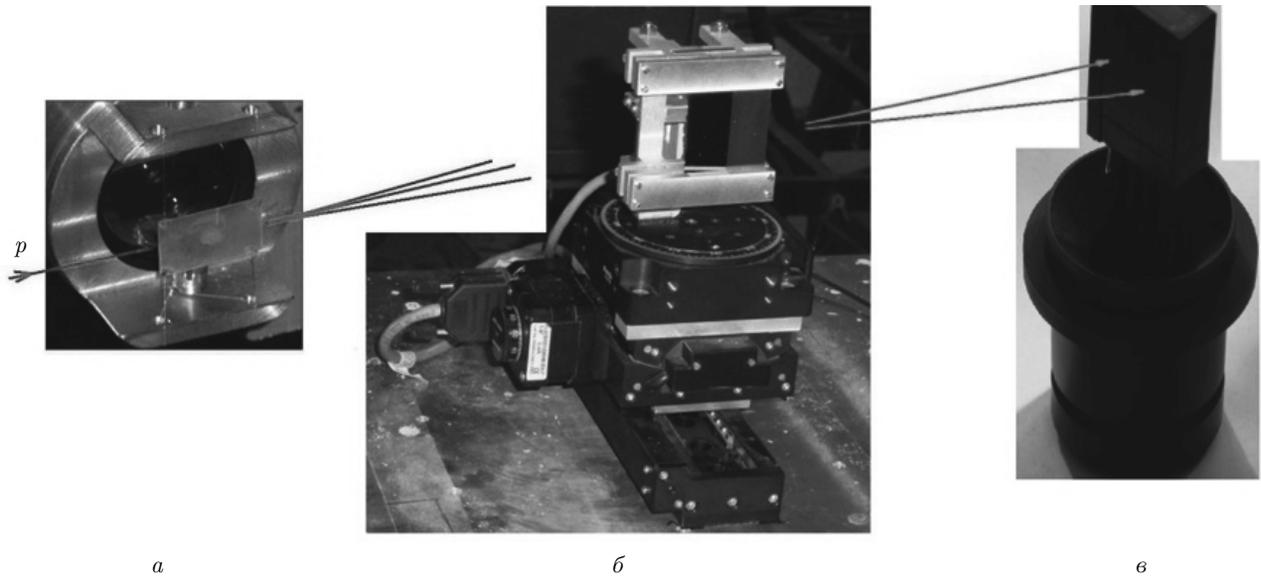


Рис. 7. Внешний вид основных элементов установки: *a* — активная мишень для рождения π -мезонов; *b* — фокусирующий кристалл в гониометре; *в* — сцинтилляционный годоскоп на многоканальном ФЭУ для регистрации эффекта

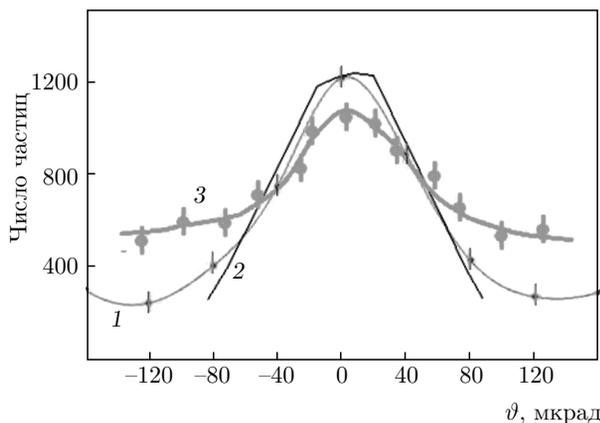


Рис. 8. Ориентационные зависимости количества отклоненных кристаллом частиц кривая 1 с точками — эксперимент для протонов; кривая 2 — расчет для протонов; кривая 3 с точками — эксперимент для вторичных частиц

Ситуация кардинально меняется для высоких и ультравысоких энергий ТэВ-диапазона, где на первое место выходит величина магнитного поля, в нашем случае — электростатического поля кристалла, которое эквивалентно магнитному полю 1000 Тл для поворота частиц.

Таким образом, в работе теоретически и экспериментально показаны возможности новой оптики пучков частиц высоких энергий на кристаллических фокусирующих элементах.

Финансирование. Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 17-12-01532).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Dainese, M. Diehl, P. Di Nezza et al., CERN-PBC-REPORT-2018-008.
2. J. P. Lansberg, V. Chambert, J. P. Didelez et al., <http://arxiv.org/pdf/1207.3507.pdf>.
3. S. J. Brodsky, F. Fleuret, C. Hadjidakis, and J. P. Lansberg, <http://arxiv.org/pdf/1202.6585.pdf>.
4. Klaus G. Steffen, *High Energy beam Optics*, Vol. 17, Intersci. Publ. (1965).
5. В. П. Каргашев, В. И. Котов, *Методы формирования пучков частиц на ускорителях высоких энергий*, Энергоатомиздат, Москва (1989).
6. М. А. Гордеева, М. П. Гурьев, А. С. Денисов и др., Письма в ЖЭТФ **54**, 485 (1991).
7. V. I. Baranov, V. M. Biryukov, A. P. Bugorsky et al., Nucl. Instr. Meth. B **95**, 449 (1995).
8. А. Г. Афонин, В. И. Баранов, В. Т. Баранов и др., Письма в ЖЭТФ **96**, 467 (2012).
9. W. Scandale, G. Arduini, M. Butcher et al., Phys. Lett. B **733**, 366 (2014).
10. А. Г. Афонин, Г. И. Бритвич, А. П. Бугорский и др., Письма в ЖЭТФ **104**, 9 (2016).

11. W. Scandale et al., Phys. Rev. Accel. Beams **21**, 014702 (2018).
12. V. A. Maisheev, Y. A. Chesnokov, and P. N. Chirkov, Nucl. Instr. Meth. B **355**, 360 (2015).
13. V. A. Maisheev and Y. A. Chesnokov, Nucl. Instr. Meth. B **402**, 300 (2017).
14. Yu. A. Chesnokov and V. A. Maisheev, Nucl. Instr. Meth. A **910**, 9 (2018).
15. A. J. Malensek, Preprint FNAL FN-341 (1982).
16. В. М. Бирюков, В. И. Котов, Ю. А. Чесноков, УФН **164**, 1017 (1994).
17. G. Arduini, J. Barranco, A. Bertarelli et al., JINST **11**, C12081 (2016).
18. А. Г. Афонин, В. М. Бирюков, Н. А. Галяев и др., ПТЭ вып. 4, 45 (2002).
19. Л. Л. Неменов, Ю. А. Плис, В. М. Плотко и др., ПТЭ вып. 3, 41 (1980).
20. C. Agrigoroae, *More Powerful Protectors for Higher Luminosity*, CERN Accelerating Science 29 October 2018.