Письма в ЖЭТФ, том 107, вып. 8, с. 477 – 480

Излучение фотонов при взаимодействии электронного пучка высокой энергии с последовательностью изогнутых монокристаллов

А. Г. Афонин, Е. В. Барнов, Г. И. Бритвич, А. П. Бугорский, А. А. Дурум, М. Ю. Костин, И. С. Лобанов, А. В. Лутчев, Ю. Е. Сандомирский, В. И. Питалев, И. В. Полуэктов, С. Ф. Решетников, Ю. А. Чесноков[1]*, П. Н. Чирков, А. А. Янович*

Научно-исследовательский центр "Курчатовский институт" – Институт физики высоких энергий, 142281 Протвино, Россия

Поступила в редакцию 6 февраля 2018 г.

Недавно был открыт источник излучения на основе радиации электронов и позитронов в коротком изогнутом кристалле. Частицы излучают в результате осцилляций траектории движения вблизи точки отражения, где траектории выходят на касательную к изогнутым атомным плоскостям. В эксперименте, проведенном на вторичном пучке электронов ускорителя У70, показано, что интенсивность излучения можно увеличить, применив последовательность ориентированных изогнутых кристаллов. Проходя через 6 кристаллов кремния длиной 2.5 мм каждый, электроны с энергией 7 ГэВ теряли в среднем 2.0 ГэВ на излучение. Это в разы больше, чем в аморфной среде. Таким образом, продемонстрирован мощный источник излучения, имеющий перспективы практического применения на ускорителях.

DOI: 10.7868/S0370274X18080015

Недавно в [1] был предсказан новый источник излучения фотонов при движении электронов и позитронов в слабоизогнутом кристалле. При объемном отражении частицы пересекают изогнутые кристаллографические плоскости. Вследствие этого их поперечная скорость имеет характер апериодических колебаний. Поэтому возникает новый тип интенсивного когерентного излучения. Из-за большой величины Лоренц-фактора γ у легких лептонов это излучение более мощное, чем для других частиц. Рис. 1a иллюстрирует процесс объемного отражения ультрарелятивистской частицы, движущейся в системе изогнутых кристаллографических плоскостей. При приближении к точке касания поперечная скорость частицы становится близкой к нулю, и частица испытывает отражение (когерентное рассеяние).

Кроме того, при движении в этой области частица пересекает ряд кристаллографических плоскостей под малыми углами, вследствие чего ее скорость испытывает значительные апериодические колебания (рис. 1b). В результате такое движение электронов и позитронов при объемном отражении сопровождается интенсивным гамма-излучением. В первом опыте [2] на У70 и последующих опытах на СПС в ЦЕРН [3–5] показано, что излучение при объемном отражении совпадает с предсказанием теории. Замечательным свойством этого излучения является независимость от входного угла налетающей частицы (в пределах угла изгиба кристалла), при том, что интенсивность его сравнима с излучением при каналировании [4]. Это дает возможность создать мощный источник излучения при движении электронов в цепочке изогнутых кристаллов (порядка 10 штук). Заметим, в прямых кристаллах рост интенсивности излучения быстро замедляется с длиной кристалла. Это просчитано в монографии Байера В.Н. с коллегами [6, с. 321] и многократно проверено в опытах [7]. В представленной работе показано, что интенсивность излучения в цепочке из шести хорошо ориентированных относительно друг друга изогнутых кристаллов линейно растет с числом кристаллов.

На рис. 2 показана схема работы и внешний вид подготовленного кристаллического устройства.

Устройство содержит 24 изогнутых кристалла в виде изогнутых полосок. Метод изгиба нескольких полосок в одном держателе был развит в экспериментах по объемному отражению протонных пучков [8]. Шесть полосок вдоль пучка длиной 2.5 мм каждая усиливают эффект излучения, а четыре слоя по 0.5 мм поперек пучка обеспечивают необходимый поперечный размер 2 мм (толстые кристаллы не могут изгибаться на нужные углы, поэтому необходим такой сэндвич).

После оптической проверки устройство было помещено в двухосевой гониометр для проведения опыта. Угол изгиба каждой полоски равен 1.1 мрад. Он больше, чем кулоновский угол рассеяния электронов

[1]e-mail: chesnokov@ihep.ru

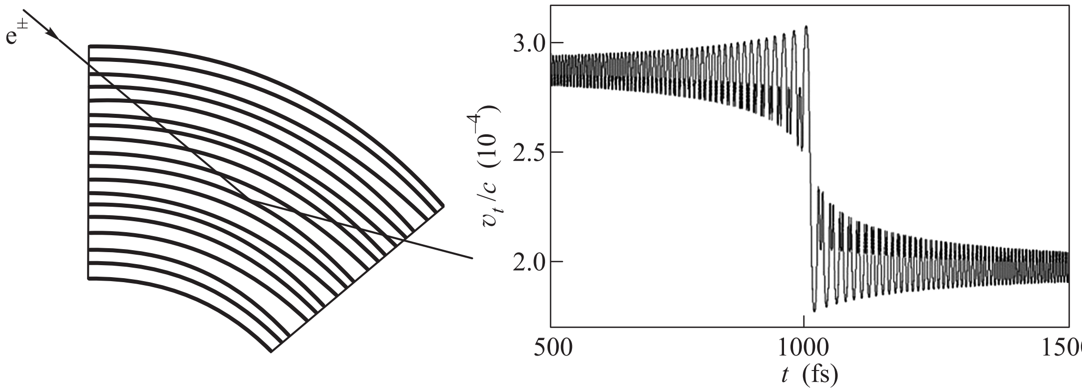

Рис. 1. (a) – Движение частицы в кристалле при объемном отражении. (b) – Зависимость поперечной скорости частицы от времени t (фемтосекунды). Момент $t = 0$ соответствует входу частицы в кристалл

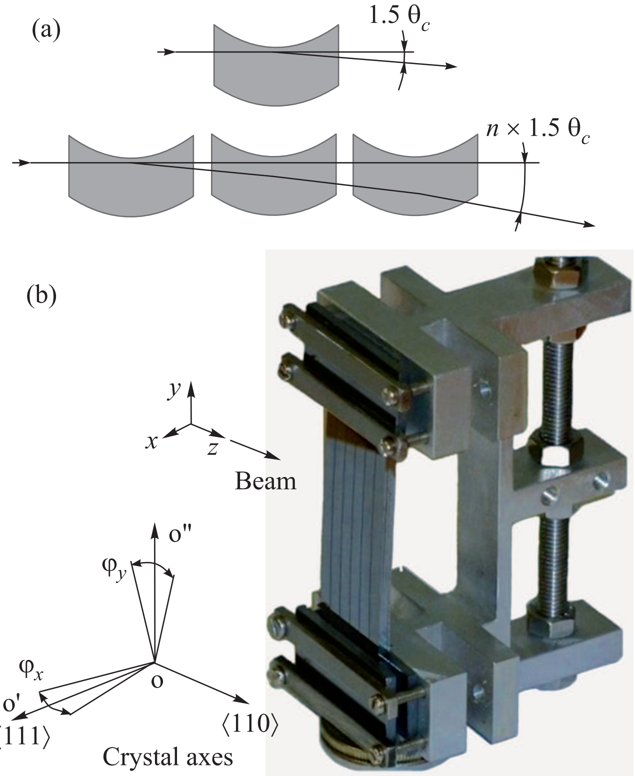

Рис. 2. (Цветной онлайн) Многослойный кристаллический радиатор для пучка: схема работы (a), его внешний вид и установка относительно пучка (b)

с энергией 7 ГэВ на цепочке шести кристаллов, который равен 0.8 мрад.

Опыт проводился в канале 4а ускорителя У70 (рис. 3). Электронный пучок с энергией 7 ГэВ интенсивностью $\sim 10^4$ частиц за цикл наводился на кристаллическое устройство, расположенное в гониометре. Шаг гониометра был равен 0.02 мрад для горизонтального и вертикального вращения. Телескоп

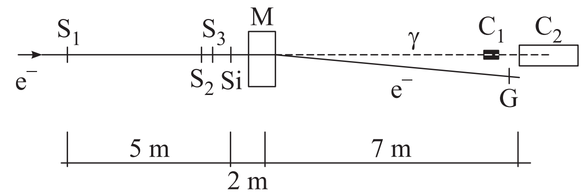

Рис. 3. Схема установки "Кристалл". S_1–S_3 сцинтилляционные счетчики, C_1–C_2 – калориметры для определения энергии генерируемых фотонов, G – годоскоп для определения координат электронов после магнита. Si – кристалл в гониометре

сцинтилляционных счетчиков S_1, S_2, S_3 выделял долю частиц, попадающих в кристаллический радиатор, и формировал угловую расходимость $\sigma_x \sim$ ~ 0.5 мрад и $\sigma_y \sim 1.0$ мрад. Причем, последний счетчик имел сечение 2×30 мм, совпадающее с поперечным размером кристаллической сборки, и был смонтирован на торце радиатора и мог перемещаться с ним в гониометре благодаря оптоволоконному соединению с ФЭУ. Вертикально-отклоняющий магнит M с длиной магнитной дорожки $\mathrm{Bl} = 0.33\,\mathrm{T} \times \mathrm{м}$ разделял излученные фотоны и провзаимодействовавшие электроны. Сцинтилляционный годоскоп G с шагом 5 мм со съемом информации на годоскопическом ФЭУ мог измерять энергию электронов спектрометрическим методом. Энергия фотонов измерялась калориметром C_2 из свинцового стекла длиной 20 радиационных длин. Миниатюрный калориметр C_1 с поперечными размерами 10 мм × 30 мм и длиной 7 мм из тяжелого сцинтиллятора CeF_3 использовался в качестве первой ступени детектирования (так называемый предливневый детектор) для режекции фона. Кроме того, он использовался для быстрой настройки плоскостной и осевой ориентации кристаллической мишени. Сначала находилась главная плоскость (111), вдоль которой вырезаны и изогнуты кремниевые полоски, путем вращения горизонтального угла ϕ_x. Затем горизонтальный угол фиксировался в оптимальном положении, и вращался вертикальный угол ϕ_y для нахождения осевого эффекта.

На рис. 4 показаны ориентационные зависимости счета C_1 от горизонтального и вертикального угла гониометра. Спектры фотонов, излученной энергии и потери энергии электронов измерялись для трех положений гониометра: плоскостная ориентация, осевая ориентация и разориентированное состояние кристаллической мишени. На рис. 5 показаны профили провзаимодействовавшего электронного пучка для плоскостной и осевой ориентации мишени в сравнении с разориентированным случаем.

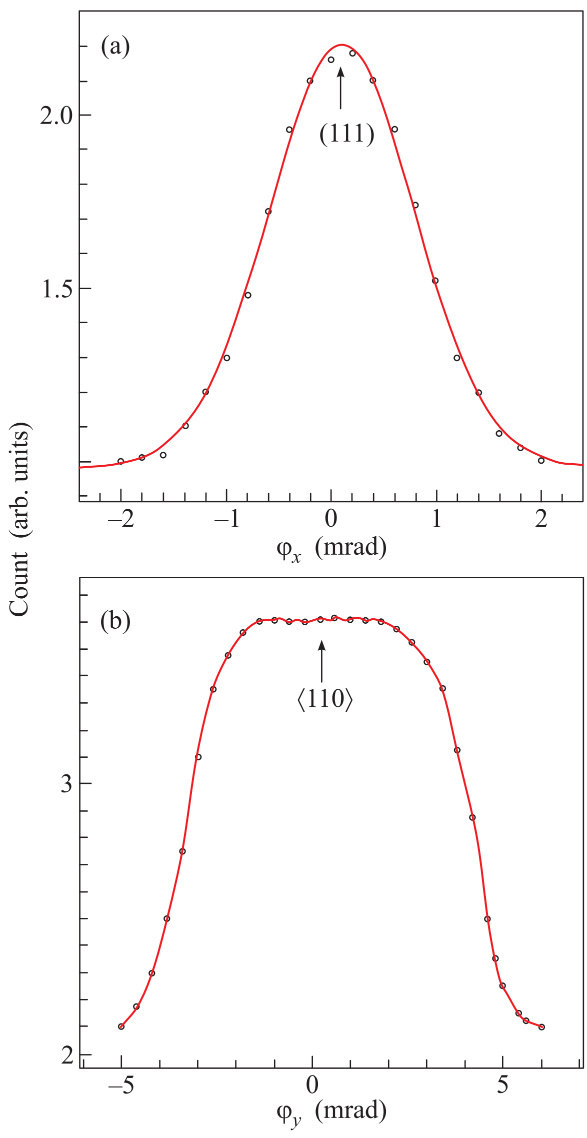

Рис. 4. (Цветной онлайн) Скорость счета C_1 в зависимости от горизонтального (a) и вертикального (b) углов

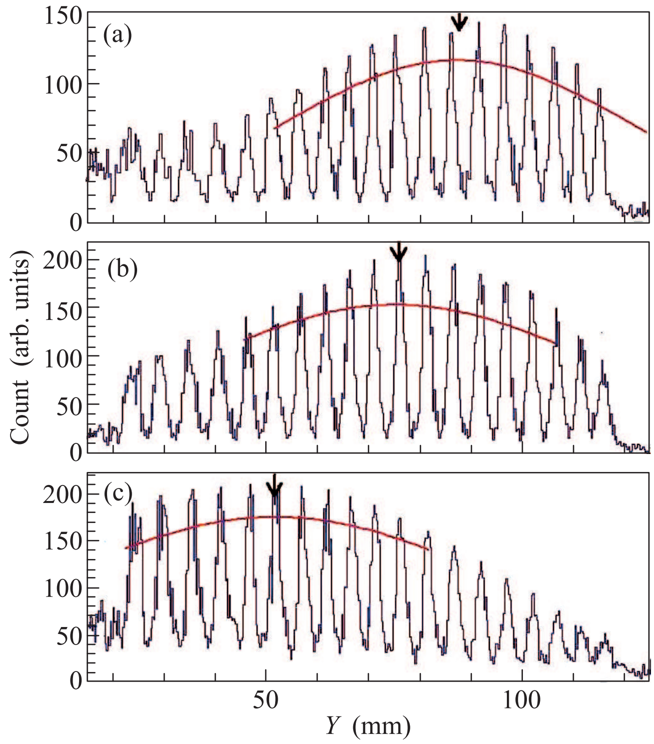

Рис. 5. (Цветной онлайн) Профили пучка электронов на годоскопе для трех ориентаций кристаллического радиатора, (a) – разориентированный случай, (b) – плоскостная ориентация, (c) – осевая ориентация

В случае разориентированного состояния кристалл эквивалентен аморфному радиатору длиной 1/7 радиационной длины, при этом максимум профиля соответствует первичной энергии 7 ГэВ (отклонение максимума профиля от оси пучка составляет 100 мм). В случае плоскостной ориентации максимум профиля смещен от этой координаты на 12 мм, а для осевой ориентации он смещен на 38 мм по отношению к начальному. Используя известное соотношение для угла поворота частицы в магните $X/L = 0.303\,\mathrm{Bl/P}$, где X – отклонение от оси пучка, $L = 7$ м – расстояние до магнита, P (ГэВ/c) – импульс частицы, по смещению профиля определено, что наиболее вероятные потери энергии для плоскостной ориентации составили $\Delta E_{\mathrm{pl}} = (1 - 100/112) \times 7 = 0.8$ ГэВ. А для осевой ориентации $\Delta E_{\mathrm{ax}} = (1 - 100/138) \times 7 = 2.0$ ГэВ. По результатам нескольких измерений с учетом ошибок получено $\Delta E_{\mathrm{pl}} = (0.8 \pm 0.3)$ ГэВ, $\Delta E_{\mathrm{ax}} = (2.0 \pm \pm 0.3)$ ГэВ.

На рис. 6 показаны спектры фотонов dN/dE и излученной энергии $E \times dN/dE$ для упомянутых трех случаев ориентации кристаллической мишени, измеренные калориметром C_2. Для разориентированного состояния наблюдается спектр фотонов $\sim 1/E$, он

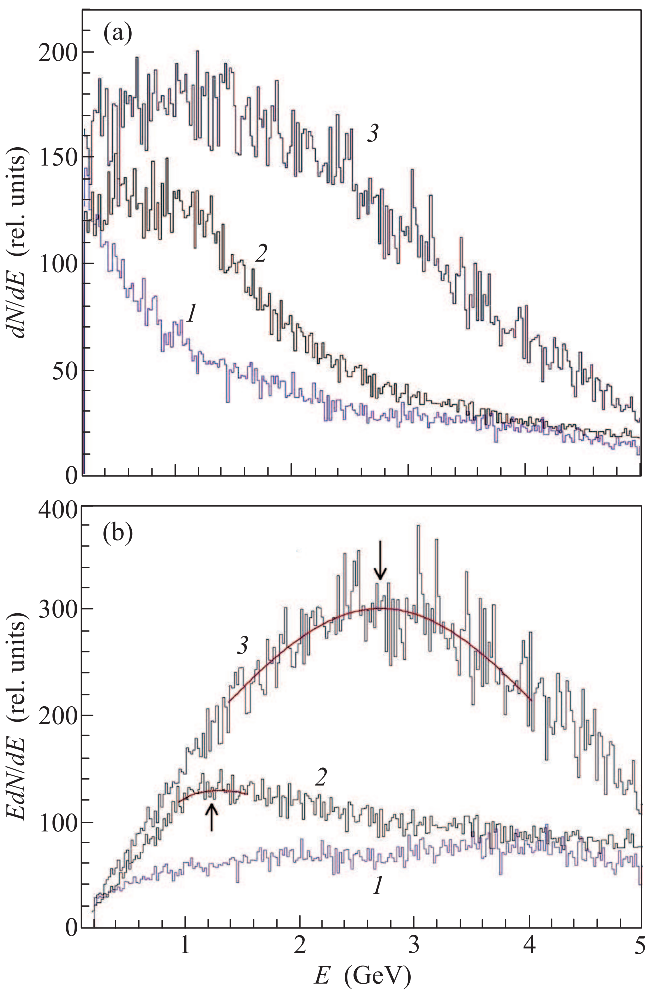

Рис. 6. (Цветной онлайн) Спектры фотонов (a) и излученной энергии (b) в разных положениях кристаллического радиатора: *1* – разориентированный случай, *2* – плоскостная ориентация, *3* – осевая ориентация

выглядит как для аморфного слоя, излученная энергия для этого случая отражается горизонтальной линией. Для плоскостного случая наиболее вероятная излученная энергия равна $W_{\rm pl} = (1.2 \pm 0.2)$ ГэВ, а для осевого $W_{\rm ax} = (2.7 \pm 0.3)$ ГэВ, т.е. излученная энергия по спектру фотонов близка к потерям энергии по спектру электронов. Это значит, все электроны излучают достаточно интенсивно.

Это резко отличается от измерений с прямыми кристаллами, где существует сильная зависимость от входного угла частицы. Например, в [9] в прямом кристалле кремния длиной $1/7$ радиационной длины (15 мм, как и в нашем случае) хорошо излучает только одна четверть электронов пучка с похожей угловой расходимостью. Полученный результат совпадает с теоретическими ожиданиями. В [2] нами установлено, что в одиночной изогнутой полоске плоскостной ориентации электроны с энергией 7 ГэВ излучают в среднем 0.14 ГэВ. Мы видим шестикратное увеличение по числу кремниевых полосок – наблюдаем линейный рост. Также наблюдается (3–4)-кратное увеличение излученной энергии в осевом случае, как и предсказывает теория [5].

Разработанные многослойные кристаллические радиаторы имеют перспективу применения для коллимации пучков на больших электрон-позитронных коллайдерах [10], могут применяться в специальных электромагнитных калориметрах (например, в космосе), а также в качестве источника высокоэнергетических фотонов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант #17-12-01532.

1. Yu. A. Chesnokov, V. I. Kotov, V. A. Maisheev, and I. A. Yazynin, J. Instrumentation **3**(02), P02005 (2008).
2. A. G. Afonin, V. T. Baranov, G. I. Britvich, A. P. Bugorskii, V. I. Kotov, A. E. Kushnirenko, V. A. Maisheev, V. A. Pikalov, V. N. Chepegin, Yu. A. Chesnokov, I. A. Yazynin, Yu. M. Ivanov, and V. V. Skorobogatov, JETP Lett. **88**(7), 414 (2008).
3. W. Scandale, A. Vomiero, S. Baricordi et al. (Collaboration), Phys. Rev. A **79**(1), 012903 (2009).
4. D. Lietti, E. Bagli, S. Baricordi, A. Berra, D. Bolognini, P. N. Chirkov, P. Dalpiaz, G. Della Mea, D. De Salvador, S. Hasan, V. Guidi, V. A. Maisheev, A. Mazzolari, M. Prest, E. Vallazza, D. Vincenzi, and I. A. Yazynin, Nucl. Instrum. Meth. B **283**, 84 (2012).
5. L. Bandiera, E. Bagli, V. Guidi, A. Mazzolari, A. Berra, D. Lietti, M. Prest, E. Vallazza, D. De Salvador, and V. Tikhomirov, Phys. Rev. Lett. **111**, 255502 (2013).
6. V. N. Baier, V. M. Katkov, and V. M. Strakhovenko, *Electromagnetic Processes at High Energies in Oriented Single Crystals*, World Sci., Singapore (1998).
7. T. Suwada, M. Satoh, K. Furukawa, T. Kamitani, T. Sugimura, K. Umemori, H. Okuno, Y. Endou, T. Haruna, R. Hamatsu, T. Sumiyoshi, K. Yoshida, A. P. Potylitsyn, I. S. Tropin, and R. Chehab, Phys. Rev. ST Accel. Beams **10**, 073501 (2007).
8. W. Scandale, G. Arduini, M. Butcher et al. (Collaboration), JETP Lett. **101**, 679 (2015).
9. V. A. Maisheev, A. M. Frolov, R. O. Avakyan, E. A. Arakelyan, A. A. Armaganyan, G. L. Bayatyan, G. S. Vartanyan, N. K. Grigoryan, A. O. Kechechyan, S. G. Knyazyan, A. T. Margaryan, R. M. Mirzoyan, and S. S. Stepanyan, ZhETF **79**, 1648 (1980).
10. A. Seryi, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A **623**, 23 (2010).