

## О ПОВОРОТЕ ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ПРИ РАССЕЯНИИ НА ЦЕПОЧКАХ АТОМОВ ИЗОГНУТОГО КРИСТАЛЛА

А.А.Гриненко, Н.Ф.Шульга

Харьковский физико-технический институт  
310108, Харьков

Поступила в редакцию 29 августа 1991 г.

Предсказан эффект устойчивого поворота отрицательно и положительно заряженных частиц высоких энергий при многократном рассеянии на цепочках атомов изогнутого кристалла. Показана возможность его обнаружения на существующих ускорителях.

1. При высоких энергиях движение заряженной частицы в кристалле вдоль одной из кристаллических плоскостей определяется в основном непрерывным потенциалом плоскости - потенциалом решетки, усредненным по координатам плоскостей, вдоль которых происходит движение<sup>1</sup>. Если при этом движение происходит в изогнутом кристалле, то для положительно заряженных частиц возможен поворот пучка на угол значительно превосходящий критический угол плоскостного каналирования<sup>2</sup>. Поворот имеет место для частиц совершающих финитное движение в поле непрерывного потенциала кристаллографических плоскостей изогнутого кристалла.

В настоящей статье показывается, что значительный поворот пучка заряженных частиц высоких энергий возможен не только при движении вдоль кристаллографических плоскостей, но и при движении частиц в изогнутом кристалле вдоль одной из кристаллографических осей. Особенность рассматриваемого эффекта в том, что поворот пучка происходит не за счет финитного движения в поле цепочек атомов, а обусловлен особенностями многократного рассеяния надбарьерных частиц на атомных цепочках изогнутого кристалла. Существенным преимуществом рассматриваемого эффекта является то, что при рассеянии на цепочках атомов поворот пучка возможен как для положительно, так и отрицательно заряженных частиц.

2. Быстрая заряженная частица при падении на кристалл под малым углом  $\psi_0$  к одной из кристаллических осей (оси  $z$ ) последовательно сталкивается с различными цепочками атомов кристалла, расположенными параллельно этой оси. Рассеяние при столкновении с каждой цепочкой происходит в основном вдоль азимутального угла  $\varphi$  в плоскости поперечной оси цепочки<sup>3</sup>. Вследствие многократного рассеяния на цепочках атомов происходит перераспределение частиц по углу  $\varphi$ . Если столкновения частицы с различными цепочками атомов можно рассматривать как случайные, что оправдано, когда выполняются условия динамического хаоса при движении частицы в кристалле<sup>4</sup>, и достаточно мал угол  $\psi$  между импульсом частицы и осью  $z$ , то распределение частиц по  $\varphi$  весьма быстро становится равномерным. В результате, центр рассеянного пучка направлен вдоль кристаллографической оси, т.е. при рассеянии пучка на цепочках атомов кристалла происходит поворот оси пучка на угол  $\psi = \psi_0$ .

3. В изогнутом кристалле происходит перераспределение частиц как по азимутальному углу  $\varphi$  относительно текущего направления кристаллографической оси, так и по полярному углу относительно этой оси. Центр пучка при этом будет смещаться в направлении изгиба кристалла. Обратим внимание на

некоторые особенности процесса рассеяния быстрых частиц кристаллом в этих условиях.

Для этого рассмотрим простейший случай, когда за время взаимодействия частицы с отдельной изогнутой цепочкой  $\tau \sim \min(\frac{2a_{TF}}{\psi}, \frac{2a_{TF}}{\psi_c})$  (здесь  $a_{TF}$  - радиус атома Томаса-Ферми,  $\psi_c$  - критический угол осевого каналирования) изменение угла  $\psi$  между направлением пучка и осью цепочки мало. В этом случае процесс рассеяния на каждой цепочке атомов можно рассматривать в приближении  $\psi = \text{const}$ . Тогда при переходе от цепочки к цепочке угловые координаты частицы будут изменяться согласно следующим рекуррентным соотношениям:

$$\begin{aligned} \theta_{x,i+1} &= \theta_{x,i} \cos \varphi_i + \theta_{y,i} \sin \varphi_i, \\ \theta_{y,i+1} &= \theta_{y,i} \cos \varphi_i - \theta_{x,i} \sin \varphi_i - \frac{\tau_i V_{11i}}{R}, \\ \psi_{i+1} &= (\theta_{x,i+1}^2 + \theta_{y,i+1}^2)^{1/2}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\theta_{x,i+1}$  и  $\theta_{y,i+1}$  - угловые координаты относительно текущего направления кристаллографической оси после  $i$ -ого столкновения с цепочкой атомов,  $\tau_i$  - время между последовательными столкновениями,  $R$  - радиус кривизны кристалла и  $\varphi_i = \varphi_i(\psi_i, b_i)$  - азимутальный угол рассеяния при  $i$ -ом столкновении с цепочкой атомов, зависящий от полярного угла  $\psi_i$  и прицельного параметра цепочки  $b_i$ .

Соотношения (1) удобны при изучении динамики частиц в изогнутом кристалле и проведении численного моделирования прохождения частиц через кристалл в этом случае. Заметим в этой связи, что движение быстрых частиц в периодическом поле цепочек атомов кристалла может носить как регулярный, так и хаотический характер, поэтому в общем случае картина их прохождения через кристалл является достаточно сложной и требует численного моделирования с учетом реальной геометрии. Мы приведем ниже результаты моделирования прохождения через изогнутый кристалл быстрых отрицательно и положительно заряженных частиц в приближении случайных цепочек, когда вычисления существенно упрощаются и ускоряются. Данное приближение справедливо, если для подавляющей доли частиц их движение в периодическом поле цепочек атомов кристалла имеет хаотический характер. Это требование, в частности, выполняется в весьма широком интервале углов  $\psi (\psi \leq 3 - 5\psi_c)$  между импульсом частицы и кристаллографической осью при прохождении через кристалл быстрых отрицательно заряженных частиц<sup>4</sup>. Отметим также, что приближение случайных цепочек позволяет достаточно просто оценить влияние некогерентного рассеяния на движение частиц пучка.

4. На рис.1 представлены результаты моделирования прохождения через изогнутый кристалл кремния вдоль оси  $\langle 111 \rangle$  отрицательно заряженных частиц с энергией  $E = 100$  ГэВ. По осям ординат и абсцисс отложены угловые координаты рассеяния частиц изогнутым кристаллом. Кружки соответствуют начальному и конечному направлению кристаллографической оси, жирная точка - начальному направлению пучка частиц. Точки - угловые координаты частиц пучка на выходе из кристалла.

Полученные результаты показывают, что при  $\psi \leq 0,5\psi_c$  и большом радиусе кривизны кристалла практически все частицы падающего пучка следуют за кристаллографической осью изогнутого кристалла (рис. 1а). Связано это с тем, что в рассматриваемом случае, частицы, движущиеся под углом  $\psi \leq \psi_c$  к кристаллографической оси, за счет многократного рассеяния на цепочках атомов могут попадать в область азимутальных углов  $\varphi$ , где из-за кривизны

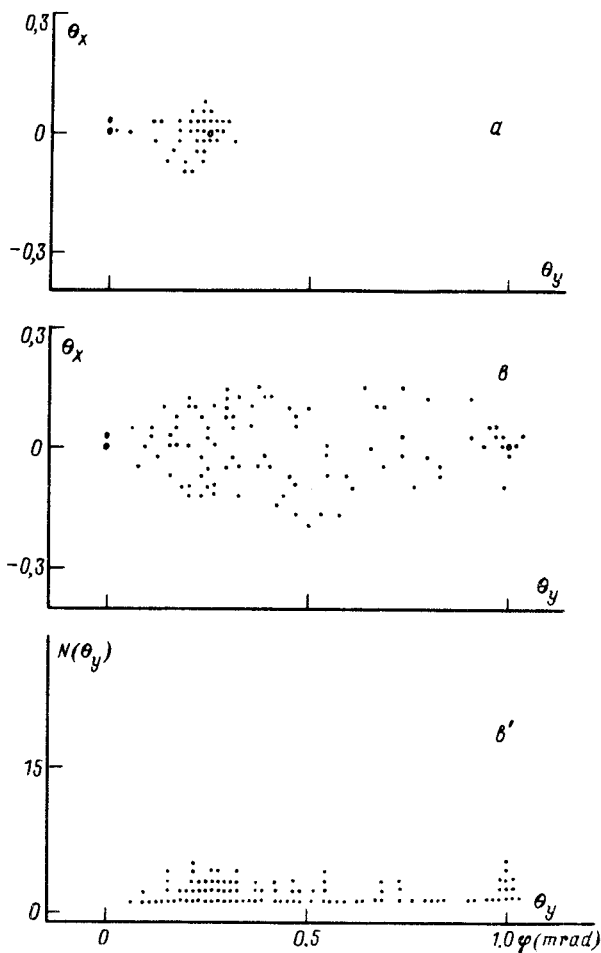


Рис. 1. Результаты численного моделирования рассеяния пучка отрицательно заряженных частиц падающих под углом  $\psi_0 = 0,5\psi_c$  на ось  $\langle 111 \rangle$  изогнутого кристалла Si. Энергия частиц пучка  $E = 100$  ГэВ. Радиус кривизны кристалла  $R = 40$  м. Толщина кристалла: а - 1 см, б - 4 см. Статистика  $N = 100$  частиц; б' - гистограмма для случая б

кристалла происходит уменьшение полярного угла  $\psi$  скорости частицы относительно текущего направления цепочки атомов, в результате чего такие частицы следуют за направлением оси кристалла. Подчеркнем, что поворот пучка в данном случае имеет место для надбарьерных частиц.

Для положительно заряженных частиц в этой модели эффективность следования пучка за кристаллографической осью увеличивается (рис.2). Однако для положительно заряженных частиц даже при  $\psi < \psi_c$  часть частиц пучка может захватываться в режим устойчивого движения вдоль кристаллографических плоскостей (плоскостное каналирование). Поэтому при описании движения таких частиц необходим учет периодичности цепочек атомов в плоскости, ортогональной кристаллографической оси, что выходит за рамки данной работы.

С увеличением толщины кристалла (рис.1б) происходит уширение пучка и смещение его центра относительно конечного направления оси. К таким же эффектам приводит уменьшение радиуса кривизны кристалла и учет некогерентного рассеяния в моделировании. С ростом энергии, однако, относительное влияние последнего процесса на рассеяние быстро уменьшается и при тераэлектронвольтовых энергиях влиянием некогерентного рассеяния на движение частиц вдоль кристаллографических осей изогнутого кристалла можно пренебречь. В связи с этим отметим, что с изменением энергии частиц пучка  $E$  рекуррентные соотношения (1) численно инвариантны относительно следующих преобразований параметров:

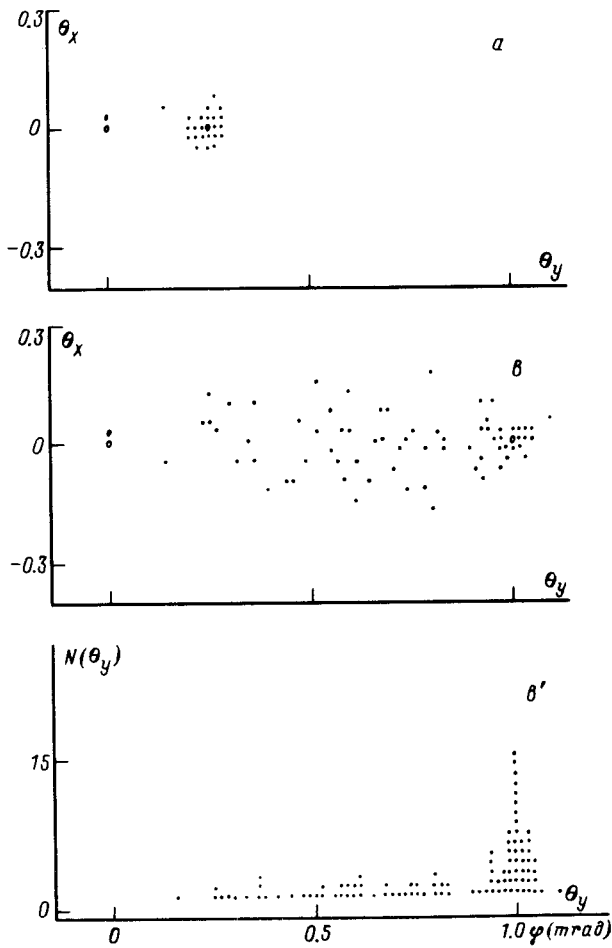


Рис. 2. То же, что на рис.1, но для положительно заряженных частиц

$$l = l_0(E/E_0)^{1/2}; \quad R = R_0 E/E_0; \quad \theta_i = \theta_{0i}(E_0/E)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $l_0, R_0$  - толщина и радиус кривизны кристалла,  $\theta_{0i}$  - угловые координаты частиц при  $E_0 = 100$  ГэВ. Отсюда, в частности, следует, что представленные на рис. 1,2 результаты могут быть использованы и при изучении прохождения через изогнутый кристалл частиц с другой энергией.

Имеющиеся экспериментальные данные <sup>5</sup> согласуются с полученными результатами. Условия, при которых были выполнены эти эксперименты ( $E \sim 10$  ГэВ,  $R \sim 2$  м), однако, не позволили заметить отмеченный выше эффект устойчивого следования пучка за осью изогнутого кристалла. Последний эффект должен проявляться при больших энергиях частиц и больших радиусах изгиба кристалла. Экспериментальное подтверждение этого эффекта на наш взгляд представляет значительный интерес. Дело в том, что в последнее время в ряде лабораторий обсуждается вопрос о выводе пучков тераэлектронвольтных частиц из коллайдеров УНК и SSC <sup>6</sup>. Для обеспечения такого вывода требуется устойчивый отворот части частиц из коллайдера на угол порядка  $10^{-4}$  рад. Полученные выше результаты показывают, что при рассеянии частиц на цепочках атомов изогнутого кристалла эффективный отворот пучка на такой угол может быть осуществлен. Проверка же эффекта, согласно (2), возможна и на существующих ускорителях при энергиях порядка 100 ГэВ.

- 
1. Линдхард Й., УФН, 1969, 99, 249.
  2. Tsyganov E.N., Fermilab Internal Reports TM-682, TM-684, 1976.
  3. Ахиезер А.И., Шульга Н.Ф., УФН, 1982, 137, 561.
  4. Шульга Н.Ф., Болотин Ю.Л., Гончар В.Ю., Трутень В.И., Докл. АН СССР, 1987, 296, 1104.
  5. Bak J.F., et al., Nucl. Phys. B, 1984, 242, 1.
  6. Carrigan R.A., Toohig T.E., Tsyganov E.N., Nucl. Instr. and Meth., B, 1990, 48, 167.