Письма в ЖЭТФ, том 63, вып.9, стр.698 - 701 © 1996г. 10 мая

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОБЪЕМНОГО ЗАХВАТА В РЕЖИМ КАНАЛИРОВАНИЯ В ИЗОГНУТЫХ КРИСТАЛЛАХ

В.М.Бирюков[1)]

Институт физики высоких энергий РАН

142284 Протвино, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 22 марта 1996 г.

Получена аналитическая формула для эффективности переходов частиц из надбарьерных в каналированные состояния в глубине изогнутых кристаллов (объемный захват) за счет рассеяния. Предсказания теории находятся в хорошем согласии с экспериментами и компьютерным моделированием.

PACS: 29.27.Ac

Управление пучками заряженных частиц высоких энергий с помощью каналирования в изогнутых кристаллах [1] является быстро развивающимся методом оптики заряженных пучков на современных ускорителях частиц [2]. Двигаясь в кристалле, частицы рассеиваются на электронах и ядрах, в результате чего возможны переходы частиц между каналированными и неканалированными состояниями в глубине кристалла. Для любой траектории частицы в кристалле можно рассмотреть траекторию, обращенную во времени, когда начальный пункт траектории становится конечным, и наоборот. Это ведет к понятию обратимости процессов перехода [3]. В глубине кристалла, кроме частиц, покидающих каналированные состояния (деканалирование), могут иметься частицы, входящие в режим каналирования (соответственно, реканалирование, или *объемный захват*).

При падении расходящегося пучка на изогнутый кристалл траектория любой частицы становится касательной к изогнутым кристаллографическим плоскостям в некоторой области в глубине кристалла. В этом случае объемный захват в режим каналирования возможен для частиц, падающих в пределах всего угла изгиба кристалла [4]. Здесь мы обсудим только переходы, вызванные рассеянием.

Процесс деканалирования хорошо описывается и аналитической теорией, и компьютерным моделированием (см. обзор [2] и ссылки в нем). Обратный процесс изучался численно [5,6] (см. также [7]), в то время как аналитическая теория отсутствовала. В настоящей работе будет получена явная формула для эффективности объемного захвата в изогнутых кристаллах, обусловленного рассеянием.

Пусть пучок с равномерным распределением по углу, с плотностью $1/2\Phi$, падает на изогнутый кристалл с кривизной $1/R$. Доля каналированных частиц уменьшается с глубиной кристалла z согласно

$$f(z) = \frac{2x_c}{d_p}\frac{\pi}{4}\frac{\theta_c}{\Phi}A_B(pv/R)F_D(z)\,, \tag{1}$$

где $A_B(pv/R)$ описывает сокращение аксептанса изогнутого кристалла для частицы с импульсом p и скоростью v; θ_c и x_c – критический угол и поперечная координата, соответственно; d_p – межплоскостной интервал. Фактор

[1)]e-mail: birjukov@mx.ihep.su

$\pi/4$ точен для гармонического потенциала; для реалистического потенциала он заменяется на ≈ 0.8. Функция $F_D(z)$ описывает выбывание каналированных частиц из-за рассеяния; обычно пишут $F_D(z)$ как $\exp(-z/L_D)$ (L_D – длина деканалирования), так что производная $F_D'(z) = -F_D(z)/L_D$.

Число частиц, деканалировавших на длине dz, равняется

$$-\frac{df(z)}{dz} = -\frac{2x_c}{d_p}\frac{\pi}{4}\frac{\theta_c}{\Phi}A_B(pv/R)F_D'(z) = \frac{2x_c}{d_p}\frac{\pi}{4}\frac{\theta_c}{\Phi}A_B(pv/R)\frac{F_D(z)}{L_D}. \tag{2}$$

Частицы, деканалировавшие на dz, выходят из кристалла в угловом интервале $d\theta = dz/R$. Поэтому угловое распределение за кристаллом есть

$$\frac{df}{d\theta} = R\frac{df(z)}{dz} = \frac{2x_c}{d_p}\frac{\pi}{4}\frac{\theta_c}{\Phi}A_B(pv/R)\frac{R}{L_D}F_D(z). \tag{3}$$

Мы не принимаем во внимание маленький дополнительный угловой разброс $\pm\theta_c$ деканалировавших частиц из-за осцилляций в канале, поэтому для очень большого R (когда L_D/R сопоставимо с θ_c) уравнение (3) переоценивает плотность распределения.

Рассмотрим теперь тот же пучок, падающий на тот же кристалл в *обратном* направлении. Теперь частицы с начальными (x_i, θ_i) параметрами, равными конечным (x_f, θ_f) параметрам частиц, деканалировавших в предыдущем случае, захватываются вдоль тех же (обращенных) траекторий. Согласно нашему рассмотрению, число переходов *из* каналированных состояний в первом случае равно числу переходов *в* каналированные состояния во втором (поскольку траектории суть одни и те же). Поэтому число частиц, захваченных из интервала $d\theta$ и затем переданных в каналированных состояниях на длине z до торца кристалла, дается уравнением (3). Мы запишем это число как $w_S F_D(z)$, произведение вероятности захвата w_S и фактора передачи $F_D(z)$. Фактор передачи $F_D(z)$ для частиц, каналированных в тех же самых состояниях, является тем же самым, независимо от направления их движения. Нормируя число переходов (3) на число частиц, падающих на кристалл в этом угловом диапазоне, $d\theta/2\Phi$, получаем вероятность захвата

$$w_S = 2\Phi\frac{df(z)}{d\theta}\frac{1}{F_D(z)} = \frac{\pi x_c}{d_p}\frac{R\theta_c}{L_D(pv/R)}A_B(pv/R). \tag{4}$$

Для гармонического потенциала $A_B = (1 - R_c/R)^2$, где R_c – критический радиус. В то же время, L_D сокращается в изогнутом кристалле на тот же самый фактор $(1 - R_c/R)^2$ относительно L_D в неизогнутом кристалле [2]. Для реалистического потенциала отношение двух факторов ≈ 1. Следовательно, мы можем опустить A_B в (4) и подразумевать величину L_D для прямого кристалла; другое упрощение: $x_c d_p \approx 1/2$. Тогда получаем вероятность объемного захвата в виде

$$w_S = \frac{\pi x_c}{d_p}\frac{R\theta_c}{L_D} \approx \frac{\pi}{2}\frac{R\theta_c}{L_D}. \tag{5}$$

Тот факт, что w_S должно быть порядка $R\theta_c/L_D$, был ранее найден из простых качественных соображений [8]. Чтобы увидеть явную зависимость величины (5) от свойств кристалла и энергии частицы, можно использовать формулы для θ_c [3]:

$$\theta_c = \left(\frac{4\pi N d_p Z_i Z e^2 a_{TF}}{pv}\right)^{1/2} \tag{6}$$

и для L_D [9]:

$$L_D = \frac{256}{9\pi^2}\frac{pv}{\ln(2m_e c^2\gamma/I) - 1}\frac{a_{TF}d_p}{Z_i e^2}\,, \tag{7}$$

где N – объемная плотность атомов, Z – атомный номер, $Z_i e$ – заряд частицы, a_{TF} – радиус экранирования Томаса–Ферми, m_e – масса электрона в покое, $I \simeq 16Z^{0.9}$ эВ – потенциал ионизации, γ – релятивистский фактор. Формула (5) принимает вид

$$w_S = \frac{9\pi^{7/2}}{256}\left(\frac{Z_i}{pv}\right)^{3/2} R\frac{N^{1/2}Z^{1/2}e^3}{d_p^{1/2}a_{TF}^{1/2}}(\ln(2m_e c^2\gamma/I) - 1)\,. \tag{8}$$

Следует отметить, что длина L_D деканалирования из "устойчивых каналированных состояний" была измерена в большом количестве экспериментов и находится в хорошем согласии с формулой (7). Поэтому вероятность объемного захвата частиц в те же самые состояния есть столь же хорошо определенная величина.

Вероятность объемного захвата в изогнутых кристаллах исследовалась экспериментально при энергиях от 1 ГэВ в ПИЯФ [4] до 70 ГэВ в ИФВЭ [10]. Было найдено, что w_S пропорционально R и $p^{-3/2}$ [10], что находится в полном согласии с формулой (5).

Поскольку в экспериментах [4, 10] измерялись и вероятности объемного захвата w, и длины деканалирования частиц L_D в тех же самых условиях, мы можем подставить в формулу (5) величины, непосредственно измеренные в эксперименте. Таблица показывает вероятности захвата в "устойчивые состояния" (которые деканалируют по экспоненциальному закону) в кристаллах Si(111), измеренные в экспериментах ПИЯФ и ИФВЭ, найденные в компьютерном моделировании методом Монте-Карло [11] и рассчитанные по формуле (5); показаны также данные измерений длины деканалирования и радиусы изгиба кристаллов. Имеется полное согласие для величины вероятности объемного захвата в пределах $\simeq 10 - 20\%$, то есть в пределах ошибок эксперимента и моделирования.

Вероятность (%) объемного захвата в "стабильные состояния" протонов в кристалле Si(111), изогнутом с радиусом R; эксперимент, теория и компьютерное моделирование (Монте-Карло)

Эксперимент	R (м)	L_D (мм)	w	$\frac{\pi x_c}{d_p}\frac{R\theta_c}{L_D}$	Монте-Карло
ПИЯФ	0.46	1.26 ± 0.09	9.2 ± 1.4	10.0 ± 0.7	–
ИФВЭ	3.0	52 ± 2	0.23 ± 0.03	0.19 ± 0.02	0.17 ± 0.02

Согласно формуле (5), отношение $(R_2 w_1 L_{D,1}/R_1 w_2 L_{D,1})(E_1/E_2)^{1/2}$ величин, измеренных в двух разных экспериментах при различных энергиях E_1 и E_2, должно равняться единице. Для рассмотренных экспериментов это отношение составляет 1.3 ± 0.4; отметим, что сами энергии и непосредственно измеряемые величины w и L_D, входящие в это отношение, отличаются при этом на два порядка.

Следует отметить, что найденное согласие не только подтверждает нашу теорию, но означает также согласие между двумя экспериментами, где отбор каналированных частиц велся совершенно различными методами (в ПИЯФ

– детектированием ионизационных потерь энергии, в ИФВЭ – отклонением частиц на больший угол). Более того, это означает взаимную согласованность между измеренными величинами w и L_D в каждом из экспериментов.

Несколько замечаний по формуле (5). Интенсивность деканалирования $1/L_D$ на малых глубинах в кристалле – больше из-за "короткоживущих" состояний с высокими поперечными энергиями. Тогда мы находим из нашего рассмотрения, что объемный захват $w_S \sim R\theta_c/L_D$ в такие состояния соответственно больше, что является также качественно очевидным.

С увеличением R до величин, сравнимых с L_D/θ_c, величину (5) ограничивает другой процесс. Действительно, в этом случае продольная область размером $\sim R\theta_c$, где траектории частиц касаются (с точностью $\pm\theta_c$) кристаллографических плоскостей, становится сравнимой с длиной деканалирования L_D. Соответственно, становится важным процесс деканалирования объемнозахваченных частиц, и следует учитывать одновременно (в кинетическом подходе) оба процесса: реканалирование и деканалирование. Можно сказать, что L_D в формуле (5) в этом случае приобретает смысл эффективной длины деканалирования (см. работу [9]). С ростом R эффективная длина L_D также возрастает [9] и количество захватываемых частиц остается конечным.

Соотношение обратимости (5) имеет силу, независимо от механизма переходов. При наличии в кристалле *дислокаций* величина L_D мала, и потому должна существовать высокая интенсивность переходов надбарьерных частиц в режим каналирования, в соответствии с формулой (5). Это соотношение действительно наблюдалось в эксперименте [12] с кристаллом германия, содержащим дислокации, на протонном пучке с энергией 70 ГэВ.

Хотя процессы объемного захвата не могут увеличить эффективность отклонения пучка, они позволяют создать кристаллический дефлектор пучка с широким угловым аксептансом ($\gg \theta_c$). Эффективность отклонения такого дефлектора может варьироваться в широком диапазоне величин. Это может быть ценно, например, когда ослабление пучка, его стабильность и низкий фон являются важными условиями.

Автор признателен В.И.Котову за полезные обсуждения и поддержку. Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований.

1. E.N.Tsyganov, *Fermilab Preprint* TM-682, TM-684 Batavia, 1976.
2. В.М.Бирюков, В.И.Котов, Ю.А.Чесноков, УФН **164**, 1017 (1994).
3. J.Lindhard and K.Dan, Viddensk. Selsk. Mat. Phys. Medd. **34**, (14) (1965).
4. В.А.Андреев, В.В.Баублис, Е.А.Дамаскинский и др., Письма в ЖЭТФ **36**, 340 (1982); **38**, 58 (1984); **44**, 101 (1986).
5. А.М.Таратин, С.А.Воробьев, ЖТФ **55**, 1598 (1985).
6. Н.А.Кудряшов, С.В.Петровский, М.Н.Стриханов, Письма в ЖТФ **12**, 15151 (1986).
7. О.И.Сумбаев, ЖТФ **57**, 2067 (1987).
8. V.M.Biryukov, Yu.A.Chesnokov, N.A.Galyaev et al., Nucl. Instr. and Meth. **B73**, 153 (1993).
9. V.M.Biryukov, Yu.A.Chesnokov, N.A.Galyaev et al., Nucl Instr. and Meth. **B86**, 245 (1994).
10. Yu.A.Chesnokov, N.A.Galyaev, V.N.Zapolsky et al., Nucl. Instr. and Meth. **B69**, 247 (1992).
11. V.M.Biryukov, Phys. Rev. **E 51**, 3522 (1995).
12. Ю.А.Чесноков, дисс. канд. физ.-мат. наук, Протвино, 1993.