

## УСИЛЕНИЕ РОЛИ ПЕРЕХОДОВ НИЗШЕЙ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ В КУЛОНОВСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ЯДЕР В КРИСТАЛЛАХ

Ю.Л.Пивоваров, А.А.Широков

*Научно-исследовательский институт ядерной физики при Томском  
политехническом институте им. С.М.Кирова  
634050, Томск*

Поступила в редакцию 4 февраля 1991 г.

Предсказана разная степень подавления сечений кулоновского возбуждения различных уровней ядер в кристаллах по сравнению с аморфной мишенью. Эффект связан с мультипольностью перехода и перераспределением прицельных параметров столкновений.

В кулоновском возбуждении (КВ) ядер и атомных уровней ионов, протекающих через кристаллы, возможны когерентные эффекты <sup>1,2</sup>, приводящие к увеличению сечения КВ при совпадении переданного в процессе импульса с одним из векторов обратной решетки. Если условие возникновения когерентных эффектов в КВ <sup>2</sup> не выполняется, в кристалле оказывается возможным другой интересный эффект - смена относительных величин вероятностей КВ для переходов различной мультипольности, по сравнению с этими же вероятностями в аморфной мишени. Физическими причинами этого являются: 1) каналирование ядер в кристалле, приводящее к специфическому распределению прицельных параметров столкновений ядра с ядрами кристалла, и 2) различная зависимость от прицельного параметра столкновения функций КВ для различных типов (мультипольностей) ядерных переходов. Разберем этот эффект на примере КВ ядер <sup>19</sup>F, обладающих двумя низко расположенными уровнями 110 кэВ (переход типа E1) и 197 кэВ (переход типа E2). Вероятность КВ мультипольности  $\pi\lambda$  при столкновении с ядром мишени  $Z_1$  с прицельным параметром  $b$ , определяется формулой <sup>3</sup>:

$$P_{if}^{\pi\lambda}(b) = \left( \frac{Z_1 e^2}{\hbar c} \right)^2 \sum_{|\mu| \leq \lambda} \left( \frac{\omega}{c} \right)^{2(\lambda-1)} \frac{B(\pi\lambda, I_i \rightarrow I_f)}{e^2} |G_{\pi\lambda\mu} \left( \frac{c}{v} \right)|^2 K_\mu^2(\xi), \quad (1)$$

где

$$B(\pi\lambda, I_i \rightarrow I_f) = \sum_{M_f, \mu} | \langle I_f M_f | M(\pi\lambda\mu) | I_i M_i \rangle |^2$$

есть стандартная приведенная вероятность электромагнитного перехода мультипольности  $\pi\lambda$ ,  $\hbar\omega$  - энергия перехода,  $K_\mu(\xi)$  - функция Макдональда,  $\xi = \omega b / \gamma v$  и  $\gamma = 1 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$  - лоренц-фактор ядра. Функции  $G_{\pi\lambda\mu}$  от  $\hbar\omega$  не зависят и для рассматриваемых переходов типа E1 и E2 имеют вид ( $\beta = v/c$ ) <sup>3</sup>:

$$G_{E11} \left( \frac{c}{v} \right) = -G_{E1-1} \left( \frac{c}{v} \right) = \frac{1}{3} \sqrt{8\pi} \frac{1}{\beta}; \quad G_{E10} \left( \frac{c}{v} \right) = -i \frac{4}{3} \sqrt{\pi} \frac{1}{\gamma\beta};$$

$$G_{E22} \left( \frac{c}{v} \right) = G_{E2-2} \left( \frac{c}{v} \right) = -\frac{2}{5} \sqrt{\pi/6} \frac{1}{\gamma\beta^2};$$

$$G_{E21}(\frac{c}{v}) = -G_{E2-1}(\frac{c}{v}) = i\frac{2}{5}\sqrt{\pi/6}(\frac{2}{\beta^2} - 1);$$

$$G_{E20}(\frac{c}{v}) = \frac{2}{5}\sqrt{\pi}\frac{1}{\gamma\beta^2}. \quad (2)$$

Чтобы получить сечение КВ в аморфной мишени, нужно проинтегрировать (1) по всем прицельным параметрам, большим суммы радиусов сталкивающихся ядер  $R = 1, 2 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})fm$ :

$$\sigma_{if}^{\pi\lambda}(am) = (\frac{Z_1 e^2}{\hbar c})^2 \sum_{|\mu| \leq \lambda} (\frac{\omega}{c})^{2(\lambda-1)} \frac{B(\pi\lambda, I_i \rightarrow I_f)}{e^2} |G_{\pi\lambda\mu}(\frac{c}{v})|^2 g_{\mu}(\xi),$$

$$g_{-\mu}(\xi) = g_{\mu}(\xi) = \pi\xi^2 [K_{\mu+1}^2(\xi) - K_{\mu}^2(\xi) - K_{\mu+1}(\xi)K_{\mu}(\xi)2\frac{\mu}{\xi}], \quad (3)$$

где введен параметр адиабатичности  $\xi = \omega R/\gamma v$ .

Чтобы получить сечение КВ каналированных в кристалле ядер, следует учесть специфичное распределение прицельных параметров столкновений  $\varphi(b)$  в кристалле:

$$\sigma_{if}^{\pi\lambda}(cryst) = (\frac{Z_1 e^2}{\hbar c})^2 \sum_{|\mu| \leq \lambda} (\frac{\omega}{c})^{2(\lambda-1)} \frac{B(\pi\lambda, I_i \rightarrow I_f)}{e^2} |G_{\pi\lambda\mu}(\frac{c}{v})|^2 f_{\mu},$$

$$f_{\mu} = \int d^2\vec{b} \varphi(b) K_{\mu}^2(\omega b/\gamma v). \quad (4)$$

Здесь для простоты не учитываются тепловые колебания ядер кристалла.

Рассмотрим далее аксиальное каналирование. Точный расчет распределения прицельных параметров каналированных ядер для этого случая представляет самостоятельную сложную задачу. Для качественного анализа можно использовать <sup>4</sup> упрощенные (нулевой угол влета относительно осей) распределения: равномерное  $\varphi_{un}(b)$  с обрезанием малых прицельных параметров и статистическое равновесное  $\varphi_{eq}(b)$  (толстый кристалл, много колебаний):

$$\varphi_{un}(b) = \theta(b - b_{min})\theta(b_{max} - b);$$

$$\varphi_{eq}(b) = -Ln(1 - b^2/b_{max}^2)\theta(b_{max} - b), \quad (5)$$

где  $\theta(x)$  - ступенчатая функция. В первом случае, умножая  $P_{if}^{\pi\lambda}(b)$  из (1) на  $\varphi_{un}(b)$  и проводя интегрирование по прицельным параметрам, можно получить ответ в аналитическом виде, причем сечение КВ каналированных ядер в кристалле описывается формулой типа (4) с заменой  $g_{\mu}(\xi) \rightarrow g_{\mu}(\chi_{min}) - g_{\mu}(\chi_{max})$ , а  $\chi_{min,max} = \omega b_{min,max}/\gamma v$ . Во втором случае интегрирование  $P_{if}^{\pi\lambda}$ ,  $\varphi_{eq}(b)$  по прицельным параметрам проводилось численно. Было выбрано  $b_{min} = \sqrt{\bar{u}^2}$  ( $\bar{u}^2$  - среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний), что осуществляется для каналированных ядер,  $\pi b_{max}^2 = 1/n$ ,  $n$  - плотность осей.

Результаты расчетов сечений КВ уровней 110 и 197 кэВ ядра <sup>19</sup>F в аморфной мишени и при каналировании, представлены на рисунке. В силу различной зависимости от прицельного параметра вероятностей сечение КВ различной мультипольности в аморфной мишени и в кристалле совершенно различны. Так, в аморфной мишени (сплошные кривые на рисунке)  $\sigma_{E2}(197 \text{ кэВ}) \gg \sigma_{E1}(110 \text{ кэВ})$ . Подавление малых прицельных параметров в кристалле при каналировании, описываемое функциями  $\varphi(b)$ , приводит к

тому, что теперь  $\sigma_{E2}(197 \text{ кэВ}) \ll \sigma_{E1}(110 \text{ кэВ})$ , пунктирные и точечные пары кривых на рисунке. Таким образом, при КВ в кристалле происходит полная смена картины по сравнению с аморфной мишенью, фактически до  $\gamma \approx 10^2$  выживает только переход типа  $E1$ , обзаванный далеким столкновениям. С ростом энергии ядер различие сечений КВ одного типа мультипольности в кристалле и аморфной мишени уменьшается, что связано с релятивистским ростом поперечных размеров поля ядра-мишени в СЦИ налетающего ядра, т.е. с увеличением вклада далеких столкновений. В то же время различие сечений КВ разных мультипольностей  $\pi\lambda$  растет, что связано с довольно общим для многих процессов логарифмическим ростом дипольных сечений и насыщением сечений  $\lambda > 1$  с увеличением энергии ядер <sup>3</sup>.

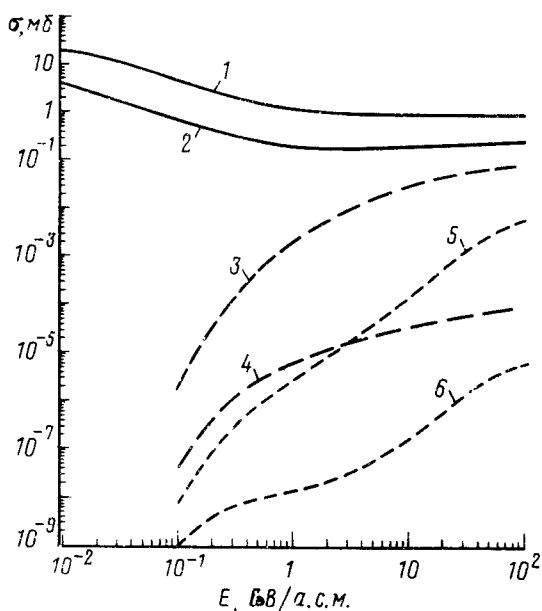


Рис. 1. Зависимость от энергии сечений КВ уровней ядра  $^{19}\text{F}$ : 110 кэВ ( $E1$  переход) - кривые 2, 3, 5 и 197 кэВ ( $E2$  переход) - кривые 1, 2, 6. Сплошные линии - сечения КВ в аморфной Au мишени, пунктир и точки - сечения КВ для  $<110>$  осевого каналирования в Au с распределениями  $\varphi_{un}(b)$  и  $\varphi_{eq}(b)$  соответственно,  $b_{min} = \sqrt{a^2}(T=78\text{K})$ . Кривые 3 - 6 на рисунке не справедливы вблизи резонансных энергий <sup>2</sup> для возникновения когерентного эффекта:  $\gamma v = \omega a_{\parallel} / 2\pi k$ ,  $k = 1, 2, \dots$

Описываемый эффект должен наблюдаться и для других систем ядерных уровней различной мультипольности, начиная с энергий и углов влета ядер в кристалл, при которых становится возможным каналирование и связанное с ним перераспределение прицельных параметров столкновений. Величина эффекта зависит также от температуры и типа кристалла, типа каналирования (осевое или плоскостное), угла влета относительно оси или плоскости. Эффект должен также наблюдаться и на ядрах мишени, например, в кристалле  $\text{LiF}$ , для КВ ядер фтора каналированными протонами или ионами. Представляет интерес изучение взаимовлияния описанного выше эффекта и когерентного КВ <sup>2</sup>.

Рассмотренная возможность относительного подавления переходов высшей мультипольности в КВ ядер при каналировании в кристаллах может представлять интерес (наряду с когерентным КВ) для селективного возбуждения ядерных уровней.

Авторы признательны С.А.Воробьеву за поддержку работы и полезные обсуждения.

### Литература

1. Iwata Y., Komaki K., Yamazaki Y. et al. Nucl. Instrum. Methods, 1990, B48, 163.
  2. Pivovarov Yu.L., Shirokov A.A., Vorobiev S.A. Nucl. Phys., 1990, A509, 800.
  3. Bertulani C.A., Baur G. Phys. Reports, 1988, 163, 299.
  4. Fusina R., Kimball J. Nucl. Instrum. Methods, 1987, B27, 368.
-