Физика

УДК 548.0.529

В. Г. БАРЫШЕВСКИЙ, А. М. ЗАЙЦЕВА

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЖЕСТКИХ γ-КВАНТОВ В КРИСТАЛЛЕ

В последние годы выяснилось, что при прохождении через кристаллы быстрых нейтронов и γ-квантов возникают ориентационные явления, во многом аналогичные каналированию заряженных частиц [1—5].

В настоящей работе рассматривается ориентационная зависимость полного сечения упругого рассеяния жестких γ-квантов в кристалле германия. Показано, что ориентационные эффекты в случае тонких и толстых кристаллов оказываются существенно различными.

Для тонких кристаллов в первом порядке теории возмущений дифференциальное сечение упругого когерентного рассеяния неполяризованных γ-квантов имеет вид [6]:

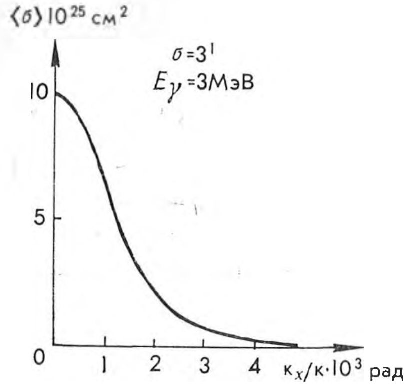
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2}\left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 (1+\cos\theta)\sum_{\bar{\tau}} |F(\bar{\tau})|^2 \left|\int e^{-i(\bar{q}-2\pi\bar{\tau})\bar{r}}\,dV\right|^2. \tag{1}$$

Здесь $F(\bar{\tau})$ — атомный формфактор; θ — угол рассеяния; $\bar{q}=\bar{k}'-\bar{k}$ — переданный импульс; $\bar{k}$ и $\bar{k}'$ — импульсы падающего и рассеянного квантов соответственно; $\bar{\tau}$ — вектор обратной решетки; интегрирование проводится по объему кристалла.

Из (1) можно получить полное сечение, которое после усреднения по нормальной угловой расходимости пучка, падающего на кристалл Ge под малым углом к оси z (кристаллографическая ось (1, 1, 0)), окончательно примет следующий вид:

$$\langle\sigma(\bar{k})\rangle = \frac{(2\pi)^2}{\sqrt{2\pi D}\,a^2k^2}\left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \sum_{n_1=0}\sum_{n_3} |F(n_1, n_3)|^2 \times$$
$$\times |S(n_1, n_3)|^2 \exp\left[-\frac{4\pi^2}{a^2}u^2(2n_1^2+n_3^2) - \frac{\pi^2}{2a^2k^2D}(2n_1^2+n_3^2) - \right.$$
$$\left. - \frac{\sqrt{2}\,\pi}{akD} n_1\langle x\rangle^2 - \frac{n_1^2\langle x\rangle^2}{D(2n_1^2+n_3^2)}\right]\frac{1}{\sqrt{2n_1^2+n_3^2}}, \tag{2}$$

где $|S(n_1, n_3)|^2$ — структурный фактор ячейки; u^2 — средний квадрат амплитуды тепловых колебаний ядер; d — период решетки Ge; D — угловая дисперсия пучка; $\langle x\rangle \equiv k_x/k$ — угол влета; n_1, n_3 — индексы Миллера. При получении (2) учитывались условия: $k'_\perp \ll k$; $k_\perp \ll k$; $q_z=0$; падение пучка рассматривалось в плоскости xz ($\langle y\rangle = 0$). Опущенное в (2) слагаемое с $n_1 = n_2 = 0$ определяет вклад в полное сечение Фурье-компоненты диэлектрической проницаемости, соответствующей $\bar{\tau} = 0$.



Зависимость сечения рассеяния γ-квантов от угла влета

Численный расчет (2) на ЭВМ дает резкую зависимость сечения рассеяния от углов влета. Из рисунка видно, что когерентное усиление рассеяния максимально для нулевых углов влета и оказывается существенным до углов влета порядка 20 мин (при угловой расходимости пучка $\sigma=3'$).

Подчеркнем, что эти результаты получены в борновском приближении, т. е. справедливы лишь для таких толщин кристалла, пока изменение фазы падающей волны мало. Оценка показывает, что использованное приближение оказывается оправданным вплоть до $L\approx 0{,}1$ см.

В [4] приводится экспериментальная ориентационная зависимость коэффициента пропускания γ-квантов ($E_\gamma\geqslant 1{,}5$ МэВ) и нейтронов ($E_n=3$ МэВ) через толстый кристалл Ge ($L=5{,}6$ см). Анализ эффектов прохождения в этом случае можно провести в рамках квазиклассического приближения, когда выполняется условие $k_\perp d\gg 1$. Но это означает, что взаимодействие частиц с кристаллом будет определяться уже не средней по кристаллу плотностью (электронной или ядерной), а ее локальным значением $\rho(\bar r)$. Соответственно $\rho(\bar r)$ можно ввести и локальный показатель преломления:

$$n(\bar r)=1+\frac{2\pi}{k^2}\rho(\bar r)f(0), \tag{3}$$

где $f(0)$ — амплитуда рассеяния вперед. С другой стороны, показатель преломления для частицы с энергией E связан со средним потенциалом взаимодействия в среде U соотношением

$$n=\sqrt{1-\frac{U}{E}}. \tag{4}$$

Из сопоставления (3) и (4) следует, что тип взаимодействия (притяжение или отталкивание) определяется знаком $f(0)$. Так как для γ-квантов в рассматриваемом энергетическом интервале основным процессом взаимодействия является упругое рассеяние с $f(0)<0$, для них $U>0$. Следовательно, их ориентационное поведение должно быть аналогичным поведению позитронов.

Для нейтронов в указанной области энергий $f(0)>0$, т. е. $U<0$, как и для электронов.

Локальный показатель преломления (3) приводит к существованию критического угла отражения φ от локальной неоднородности внутри кристалла:

$$\varphi=\sqrt{2(1-n(\bar r))}=\frac{1}{k}\sqrt{2\pi\rho(\bar r)f(0)}. \tag{5}$$

В результате возникает зависимость коэффициента пропускания от угла влета пучка относительно кристаллографической оси. Так, для пучка γ-квантов с угловым разбросом порядка φ при нулевом угле влета должен наблюдаться максимум для коэффициента пропускания, так как кванты, попадающие на атомную трубку по кристаллографической оси под углом меньшим критического, будут отражаться и распространяться в канале с пониженной электронной плотностью. Для нейтронов ориентационная картина должна быть противоположной, т. е. с минимумом в коэффициенте пропускания при нулевом угле влета.

Изложенные соображения находятся в полном соответствии с ориентационной картиной прохождения γ-квантов и нейтронов, полученной в [4]. Легко показать, что наблюдаемое в (4) эффективное сечение взаимодействия мэвных γ-квантов $\sigma_э$ оказывается связанным со средним по кристаллу полным сечением ослабления на атом σ простой зависимостью:

$$\sigma_э = \sigma \left(\alpha_1 \frac{\rho_к}{\rho} + \alpha_2 \right). \qquad (6)$$

Здесь α_1 и α_2 — вероятность падения γ-квантов на кристалл под углом меньшим и большим критического угла трубки соответственно; $\rho_к$ — локальная плотность электронов в канале, которая, как показывает приближенное рассмотрение, формируется примерно из двух валентных электронов каждого атома германия, т. е. $\rho_к = \rho/16$. Таким образом, множитель при σ в (4) всегда <1 и, следовательно, $\sigma_э < \sigma$, что и наблюдается экспериментально.

Для расчета α_1 и α_2 надо знать критический угол, т. е. локальную плотность электронов в трубке $\rho_{тр}$, которую грубо можно оценить по соотношению

$$\rho_{тр} = Z/\pi R^2 \langle d \rangle, \qquad (7)$$

где R — радиус экранировки атомов; $\langle d \rangle$ — среднее расстояние между атомами в трубке; Z — эффективный заряд атома в трубке (~ 30).

Расчет по (5) и (7) приводит к следующим оценкам: $\rho_{тр} = 10^{26}$ см$^{-3}$, $\varphi = 0{,}4'$ ($R = 1{,}5 \cdot 10^{-9}$ см, $\langle d \rangle = 5{,}67 \cdot 10^{-8}/\sqrt{2}$ см, $k_\gamma = 1{,}5 \cdot 10^{11}$ см$^{-1}$).

В предположении нормального распределения поперечных импульсов в пучке с угловой расходимостью $1{,}5'$ $\alpha_1 = 0{,}05$. Это по (6) приведет к уменьшению сечения от $\sigma = 4{,}2 \cdot 10^{-24}$ см^2 до величины $\sigma_э = 4{,}0 \cdot 10^{-24}$ см^2, т. е. примерно на 5 %, что несколько больше экспериментального уменьшения сечения.

Что касается прохождения нейтронов, то для них критический угол трубки оказывается порядка $0{,}01'$, и при той же расходимости пучка это приводит к очень малой доле каналированных частиц ($\sim 3 \cdot 10^{-5}$). Легко убедиться, что в данном случае $\sigma_э$ можно представить в виде

$$\sigma_э = \sigma \left(\alpha_1 \frac{\rho_{тр}}{\rho} + \alpha_2 \right),$$

откуда следует, что $\sigma_э > \sigma$ в соответствии с [4].

Швингеровское взаимодействие нейтронов увеличивает φ в несколько раз, но эффект каналирования остается все равно слабым.

В заключение следует подчеркнуть, что в экспериментах с угловой расходимостью пучков порядка критических углов каналирование нейтронов и γ-квантов должно проявиться в полной мере.

Список литературы

1. Барышевский В. Г. // Матер. 14-й Зимней школы ЛИЯФ. Л., 1978. С. 159.
2. Барышевский В. Г. Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. Минск, 1982.
3. Барышевский В. Г., Зайцева А. М. // Изв. вузов СССР: Физика. 1985. № 3. С. 103.
4. Дюмин А. Н. и др. Препринт ЛИЯФ. № 1337. Л., 1987.
5. Барышевский В. Г., Зайцева А. М. // Изв. вузов СССР: Физика. 1987. № 9. С. 120.
6. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1969.

Поступила в редакцию 10.11.87.