

Авторы выражают благодарность Пажину Ю.Ф., Черемисину С.М., Корсунскому И.Л. и Донцову Ю.П. за плодотворные обсуждения результатов работы.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Thieberger P., Moragues J.A., Sunyar A.W. - Phys. Rev., 1968, v. 171, N 2, p. 425-435.
- [2] Drost H., v. Lojewski H., Palow K., Wallenstein R., Weyer G. 5th Int. Conf. on Mössbauer Spectroscopy, 1973, Bratislava, p. 713-716.
- [3] Drost H., Palow K., Weyer G. - J. de Phys., 1974, v. C6-35, p. 679-681.
- [4] Vapirev E.I., Kamenov P.S., Dimitrov V., Balabanski D. - Nucl. Instr. and Meth., 1984, v. 219, N 1, p. 375-383.
- [5] Evans M.J., Black P.J. - J. Phys. C.: Solid St. Phys., 1970, v. 3, N 10, p. 2167-2177.
- [6] Bara J.J. - Phys. stat. sol (a), 1980, vol. 58, N 2, p. 349-359.

Поступило в Редакцию  
18 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 5

12 марта 1988 г.

### К ВОПРОСУ ОБ ОРИЕНТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТАХ В СПЕКТРЕ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

В.А. Базылев, В.В. Головин, А.В. Демура

В работе [1] было показано, что спектральная плотность тормозного излучения (ТИ) релятивистской заряженной частицы, движущейся в ориентированном кристалле, в области частот  $\omega_0 \ll \omega \ll E$  (где  $\omega_0$  - характерная частота излучения при каналировании,  $E$  - полная энергия частицы) отличается от интенсивности ТИ в аморфной мишени лишь множителем

$$G = \int d\vec{r}_1 \rho(\vec{r}_1) T(\vec{r}_1), \quad (1)$$

где  $\rho(\vec{r}_1)$  - плотность потока частиц в канале,  $T(\vec{r}_1)$  - эффективная плотность рассеивателей,  $\vec{r}_1$  - поперечная координата частицы (по отношению к рассматриваемому семейству осей или плоскостей). Единственной ориентационно зависимой величиной в (1) является плотность потока частиц  $\rho(\vec{r}_1)$ , причем при углах влета частиц  $\psi$ , превышающих 2-3 критического угла каналирования  $\psi_c$ , зависимость  $\rho(\vec{r}_1)$  от  $\psi$  является весьма слабой. В соответствии

с этим, спектральная плотность ТИ должна быть ориентационно-независимой величиной в области углов  $\psi \approx (2 \div 3) \psi_L$ .

С другой стороны, имеются экспериментальные данные по наблюдению ориентационных эффектов в ТИ при углах  $\psi$  вплоть до  $10\psi_L$  [2, 3]. В свете изложенных выше соображений, такой результат может объясняться лишь коллимацией фотонного пучка. Действительно, излучение высокочастотных гамма-квантов происходит в конус с углом раствора  $m/E$  (где  $m$  — масса частицы) вокруг мгновенного направления скорости частицы, поэтому распределение гамма-квантов по углам вылета в значительной степени коррелирует с распределением частиц по поперечной скорости. Полное число квантов, излученных в единичном спектральном интервале, как было сказано выше, можно считать ориентационно независимой величиной. В то же время угловое уширение пучка в ориентированном кристалле может быть значительно больше, чем в аморфной мишени. Это связано с многократным рассеянием частиц на цепочках атомов [4], за счет которого на выходе из кристалла формируются характерные „кольцевые“ распределения по поперечной скорости. В результате доля излучения, попавшего в коллиматор сравнительно малых угловых размеров, может оказаться меньше, чем в случае „разориентированного“ кристалла той же толщины.

Оценим далее величину эффекта. Средний квадрат угла рассеяния частиц на цепочках атомов в кристалле толщины  $Z$  по порядку ве-

личины равен  $\langle \Delta\theta^2 \rangle_{\text{цеп}} \approx \frac{2a\mu_0^2 z}{E^2 d^2 \psi}$ , где  $\mu_0$  — глубина осевого канала,

$d$  — среднее расстояние между цепочками,  $a$  — эффективная „ширина“ канала (порядка томас-фермиевского радиуса). Эта оценка справедлива в области углов  $\psi \approx (2 \div 3) \psi_L$  и толщин  $z \lesssim d^2(\psi/\psi_L)^3/(a\psi_L)$ .

Наряду с рассеянием на цепочках, происходит также угловое уширение пучка за счет столкновений с отдель-

ными атомами:  $\langle \Delta\theta^2 \rangle_{\text{ат}} \approx \frac{E_S^2 z}{2E^2 R}$ , где  $E_S \approx 21$  МэВ,  $R$  — радиаци-

онная единица длины. Полагая, что по одному из направлений в поперечной плоскости угловое уширение связано только с рассеянием на индивидуальных атомах, а по другому — также и с влиянием атомных осей, для относительной интенсивности ТИ, попадающего в коллиматор малых угловых размеров, получаем ориентационную зависимость вида

$$I(\psi) \approx \left( \frac{\langle \Delta\theta^2 \rangle_{\text{ат}}}{\langle \Delta\theta^2 \rangle_{\text{ат}} + \langle \Delta\theta^2 \rangle_{\text{цеп}}} \right)^{1/2} = \left( 1 + \frac{4Ra\mu_0^2}{E_S^2 d^2 \psi} \right)^{-1/2}. \quad (2)$$

Полученная формула удовлетворительно описывает экспериментальные данные в области углов  $\psi \approx (2 \div 3) \psi_L$  и позволяет объяснить ряд качественных особенностей наблюдаемого явления — в частности, естественное объяснение получает независимость ориентационных кривых от толщины кристалла [2]. Понятна также относительно

большая величина эффекта – до 50% и более. Действительно, численное значение множителя  $RaU_0^2/(E_s^2 d^2)$  для оси  $\langle 110 \rangle$  монокристалла кремния близко к  $10^{-3}$ , что приводит к значительному подавлению интенсивности ТИ на углах, близких к критическому углу каналирования ( $\psi_c \approx 0.5$  мрад при энергии электронов  $E = 900$  МэВ; отметим, что при уменьшении энергии налетающих частиц, согласно (2), величина эффекта должна уменьшаться). Полученная оценка подтверждается прямым численным расчетом, выполненным в [5] для монокристалла кремния толщиной 400 мкм. Альтернативное объяснение наблюдаемых ориентационных эффектов, данное в работе [6], представляется нам неудовлетворительным.

В заключение заметим, что спектральная плотность ТИ несет информацию о распределении потока частиц по сечению канала, поэтому ее измерение представляет значительный интерес для физики ориентационных явлений. В то же время для надежной интерпретации экспериментальных данных следовало бы проводить измерения при значительно больших ( $\approx 10$  мрад) углах коллимации пучка гамма-квантов. Авторы надеются, что данная публикация послужит стимулом к постановке экспериментов такого рода.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Базылев В.А., Головизнин В.В., Демур А.В. – ДАН СССР, 1985, т. 283, с. 855–858.
- [2] Внук И.Е., Воробьев С.А., Забаев В.Н. и др. – ЖТФ, 1984, т. 54, с. 1399–1402.
- [3] Аганьянц А.О., Варганов Ю.А., Вартапетян Г.А. – Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 42, с. 325–327.
- [4] Трутенъ В.И., Фомин С.П., Шульга Н.Ф. – Препринт ХФТИ 82-II, Харьков, 1982. 28 с.
- [5] Трутенъ В.И., Фомин С.П., Шульга Н.Ф. – Тез. докл. XV Всесоюзного совещ. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М.: Изд-во МГУ, 1985, с. 87.
- [6] Груев Д.И., Кумахов М.А. – Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, с. 1245–1248.

Поступило в Редакцию  
3 ноября 1986 г.  
В окончательной редакции  
3 ноября 1987 г.