

01; 02

© 1991

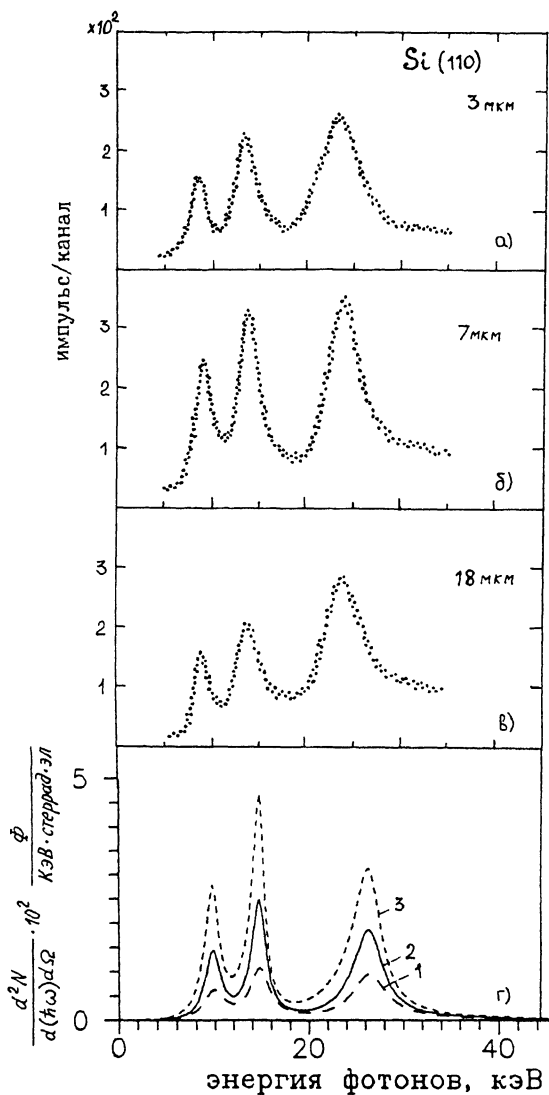
ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 21 МэВ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ

В.М. И с к а н д а р я н, Л.И. О г н е в,
С.В. П о т у р а е в, А.И. С т и р и н,
Т.А. Х а т к о в

В последние годы в ряде экспериментальных и теоретических работ была продемонстрирована возможность использования излучения при каналировании [1] для диагностики свойств кристаллов [2, 3]. Измерение излучения при каналировании релятивистских электронов в монокристаллах может стать новым инструментом для определения концентрации дефектов и примесей, кристаллических потенциалов и других характеристик простых и сложных структур.

В данной работе измерены спектры излучения при плоскостном каналировании в кремнии электронов с энергией 21 МэВ. Для проведения исследований была создана экспериментальная установка с использованием микротрона. Эмиттанс выведенного из ускорителя пучка электронов уменьшался трактом коллимации и системой магнитной оптики. На монокристаллическую мишень, установленную в двухосевом тониометрическом устройстве, выводился пучок электронов с диаметром около 1.5 мм и расходимостью не более, чем 0.3 мррад. Угловое сканирование производилось с шагом 20". Излучение с мишени регистрировалось $Si(Li)$ -полупроводниковым детектором с энергетическим разрешением 250–500 эВ в диапазоне энергий фотонов 5–60 КэВ. Спектры излучения при каналировании получались вычитанием из измеренных спектров соответствующих нормализованных разориентированных спектров. Были измерены энергии и ширины линий. Энергии линий определялись по максимуму интенсивности фотонов. На рисунке, а, б, в представлены спектры излучения при каналировании электронов с энергией 21 МэВ в монокристаллах кремния толщиной 3, 7, 18 мкм, соответствующие каналированию в плоскости (110). Спектры имеют хорошо выраженную линейчатую структуру. Интенсивность пиков в области $\Delta\omega/\omega = 0.1$ примерно в 2.5 раза выше, чем интенсивность тормозного фона.

Дифференциальная зависимость числа фотонов $d^2N/d\omega d\Omega$ в линии $i \rightarrow j$, излучаемых в телесный угол $d\Omega$, может быть получена из формул работы [4]. С учетом углового распределения электронного пучка $f(\theta, z)$ в плоскости каналирования кристалла с толщиной L для детектора с малой угловой апертурой



Спектры излучения электронов с энергией 21 МэВ при плоскостном каналировании в монокристаллах кремния различных толщин в плоскости (110): а, б, в – экспериментально измеренные спектры (время набора разное), г – рассчитанная форма линий спектра фотонов: 1 – 3 мкм, 2 – 7 мкм, 3 – 18 мкм.

$\Delta\theta \ll \gamma^{-1}$ дифференциальный выход фотонов определяется выражением

$$\frac{d^2 N_{ij}}{d(\hbar\omega)d\Omega} = \alpha \frac{\omega_{ij}(x_{ij})^2}{2\gamma^2 \kappa^2 c^3 \hbar} \int_0^L dz \cdot n_i(z) \int_{-\bar{x}}^{\bar{x}} d\theta \cdot f(z, \theta) \times$$

$$\times \left[\left(\frac{\omega}{\omega_{ij}} \cdot \frac{1 - \beta_{||} \cos\theta}{1 - \beta_{||}} - 1 \right)^2 + \left(\frac{\Gamma_{ij}}{2\omega_{ij}} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (1)$$

где γ - Лоренц-фактор; ω_{ij} и Γ_{ij} - частота фотона и однородная ширина лоренцевой формы линии перехода $i \rightarrow j$ при излучении вперед с учетом эффекта Доплера; $\alpha = e^2 / \hbar c$ - постоянная тонкой структуры; x_{ij} - дипольный момент перехода.

Распределение электронов по углу θ вдоль плоскости каналирования предполагается гауссовым,

$$f(z, \theta) = [(\bar{\theta})^2 2\pi]^{-1/2} \cdot \exp[-\theta^2 / 2(\bar{\theta})^2].$$

Угол $\bar{\theta}(z)$ определяется из угла рассеяния электронов в аморфной мишени

$$\bar{\theta}(z) = \frac{21}{E} \cdot \left(\frac{z}{L_{rad}} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где E - энергия электронов, L_{rad} - радиационная длина. Предполагалось, что связанные состояния электронов равнозаселены. Расчет полного выхода фотонов в линии с использованием такой модели удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [7]. Значения ω_{ij} и x_{ij} рассчитывались с помощью нахождения собственных волновых функций и собственных значений энергии уравнения Шредингера для релятивистского электрона в усредненном канале кристалла [4]. Однородная ширина линии Γ_{ij} рассчитывалась по увеличению рассеяния электронов в верхнем и нижнем состояниях f_i и f_j на ядрах мишени в режиме каналирования по сравнению с аморфной мишенью [5],

$$(\Gamma_m)_j = 2\gamma^2 [c\sigma_N N_a f_j]^{-1}$$

где сечение неупругого рассеяния в аморфной мишени

$$\sigma_N = (2\pi\hbar c)^{-2} \int d^2k [V_a(k)]^2 (1 - \exp(k^2 \rho^2)),$$

$V_a(k)$ - Фурье-образ атомного потенциала; ρ - амплитуда тепловых колебаний ядер; N_a - плотность атомов в кристалле. Можно отметить, что учет некогерентного рассеяния в рамках более точной модели [6] приводит к отличию однородной ширины линии $1 \rightarrow 0$ не более, чем на 5%. Рассеяние на электронах приводит к меньшему на порядок эффекту [5]. При расчете спектров излучения

Переход	$E_{\text{теор.}}$ (КэВ)	$E_{\text{эксп}}$ (КэВ)
1 → 0	26.5	23.7
2 → 1	14.8	13.6
3 → 2	9.8	8.4

каналированных электронов зонная ширина линии 3 → 2 добавлена к однородной ширине линии. Форма спектров излучения электронов с энергией 21 МэВ в канале $Si(110)$ представлена на рисунке, Γ для кристаллов толщиной $L = 3, 7$ и 18 мкм, которые представлены штриховой линией (1), сплошной линией (2) и мелким штрихом (3).

Наиболее узкие линии соответствуют промежуточной толщине кристалла 7 мкм. Для более тонких кристаллов 3 мкм существенный вклад в ширину линии дает пролетное уширение $\hbar\Delta\omega = 2\pi\hbar c / L$ для толстых кристаллов – существенно неоднородное доплеровское уширение, обусловленное увеличением углового разброса в электронном пучке вследствие рассеяния в кристалле.

Сравнение экспериментальных и расчетных спектров позволяет сделать вывод об их хорошем согласии. Оно может быть значительно улучшено, если в теоретическом спектре учесть конечное энергетическое разрешение детектора, а в экспериментальном спектре, полученном вычитанием спектра разориентированной мишени, учесть модификацию тормозного „пьедестала” в мягкой части спектра в режиме каналирования.

Таким образом, предложенная модель позволяет оптимизировать такие параметры мишени, как толщину кристалла и его ориентацию, для наблюдения линий наименьшей ширины. Это необходимо как для создания источников перестраиваемого рентгеновского излучения, так и для развития диагностики кристаллов с помощью излучения каналированных частиц.

Авторы выражают благодарность за содействие сотрудникам ИМЕТ им. А.А. Байкова АН СССР Л.И. Иванову, Ю.М. Платову, Л.М. Медведовскому и М.Г. Волкову.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] К у м а к н о в М.А. // Phys. Lett. 1976. V. 57. P. 17.
- [2] Coherent Sources / Eds A.W. Saenz, H. Überall; Heidelberg: New-York; Tokyo. Springer Verlag, 1985.
- [3] О г н е в Л.И. // УФН. 1988. Т. 154. № 4. С. 691-702.

- [4] Белошицкий В.В., Кумахов М.А. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. В. 4. С. 1244-1256.
- [5] Andersen J.U., Bønderup E. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1982. V. 194. N 1-3. P. 209-224
- [6] Огнев Л.И. Preprint of I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy IAE-5257/11, Moscow, 1990.
- [7] Боброва Т.А., Огнев Л.И. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 3. С. 5-9.

Институт
космических
исследований
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
5 февраля 1991 г.