

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

537.533.7

**СПЕКТРОСКОПИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ —
НОВЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ***Л. И. Огнев*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	691
2. Основные факторы, влияющие на спектр излучения каналированных частиц в кристаллах	692
2.1. Нахождение дебаевской температуры. 2.2. Уточнение кристаллического потенциала. 2.3. Определение плотности электронов в кристалле. 2.4. Исследование азотных конгломератов в природном алмазе. 2.5. Исследование сверхструктур. 2.6. Исследование сложных кристаллов. 2.7. Исследование корреляции тепловых колебаний. 2.8. Исследование радиационных дефектов.	
3. Экспериментальная техника. Сравнение с другими методами исследования кристаллов	699
4. Фотоядерный анализ вещества с использованием излучения каналированных частиц	700
5. Заключение	701
Список литературы	702

1. ВВЕДЕНИЕ

Предсказание, что при каналировании в кристаллах ¹ релятивистских электронов и позитронов возникает жесткое электромагнитное излучение, сделанное М. А. Кумаховым в 1976 г.², и, позднее, экспериментальная регистрация эффекта ^{3,4} дали новый импульс исследованию излучения релятивистских частиц в ориентированных кристаллах. Большое число публикаций по этой тематике нашло свое отражение в обзорах ⁵⁻⁸ и монографиях ⁹⁻¹¹.

Первоначально исследования излучения при каналировании были, в основном, сосредоточены на свойствах самого электромагнитного излучения, его спектра, поляризации, интенсивности, связи с другими типами излучения частиц в кристаллах. Экспериментальные исследования охватили диапазон энергий релятивистских частиц от 1 МэВ до 150 ГэВ. В качестве кристаллических мишеней использовано до 10 простых и сложных веществ ^{10,11}. В ходе проведенных экспериментальных и теоретических исследований были выявлены зависимости излучения каналированных частиц от их энергии, структуры кристаллической мишени, тепловых колебаний атомов, рассеяния на электронах мишени. По итогам Международной конференции по каналированию и излучению релятивистских частиц (Вилла-дель-Маре, Италия, 1986 г.) авторы статьи ¹² отмечают, что «... многие приложения каналирования и излучения при каналировании уже нашли свое применение, а ряд других возможных применений представляется интересным».

Среди возможных применений излучения каналированных частиц в настоящее время все чаще обсуждаются возможности диагностики свойств кри-

сталлов, дефектов в кристаллах¹³ и структур сверхрешеток, содержащих большее число слоев.

Возможности такой диагностики обусловлены тем, что спектр излучения каналированных частиц, в особенности с энергией 1–50 МэВ, оказывается весьма чувствительным к форме усредненного кристаллического потенциала; важна также преимущественная локализацией электронов вблизи атомных осей и плоскостей, а позитронов — между атомными плоскостями и осями. Точность определения параметров кристаллических структур непосредственно связана с погрешностями измерения формы спектра излучения каналированных частиц, определяемыми характеристиками как источников релятивистских частиц, так и регистрирующей аппаратуры.

Как показывают оценки¹⁴, для измерений спектра излучения каналированных электронов можно использовать ток, не превышающий 10^{-13} А. Время экспозиции для получения одного спектра составляет 20–30 мин. Поскольку при таких дозах облучения кристаллов электронами один смещенный атом приходится на 10^2 атомов, метод исследования с помощью излучения каналированных частиц можно считать неразрушающим¹⁴. Положение линий квазихарактеристического излучения может быть определено с точностью до 1%, тогда как их ширина может быть измерена с точностью до 10%.

2. ОСНОВНЫЕ ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛАХ

Главным фактором, влияющим на спектр излучения каналированной частицы в кристалле, является форма усредненного вдоль движения частицы (ось Oz) кристаллического потенциала. В совершенном монокристалле усредненный плоскостной потенциал определяется выражением¹

$$U_{пл}(x) = \frac{1}{s} \int_0^{\infty} 2\pi r V_a ((x^2 + r^2)^{1/2}) dr, \quad (1)$$

а потенциал атомной цепочки

$$U_{ц}(r) = \frac{1}{d} \int_{-\infty}^{\infty} V_a ((z^2 + r^2)^{1/2}) dz, \quad (2)$$

где s — площадь, приходящаяся на один атом в атомной плоскости; d — расстояние между атомами в цепочке; x — координата, перпендикулярная плоскости; $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$; $V_a(r)$ — потенциал отдельного атома.

Наиболее употребительными аппроксимациями для $V_a(r)$ являются потенциалы Мольера¹⁵

$$V_a^M(r) = \frac{Ze^2}{r} \sum_{i=1}^3 \alpha_i \exp(\beta_i r), \quad (3)$$

где Ze — заряд ядра, $\alpha_i = \{0,35; 0,55; 0,1\}$, $\beta_i = \{-0,3; -1,2; -6\}$, и потенциал Дойла — Тёрнера¹⁶

$$V_a^{DT}(r) = \frac{\hbar^2 V \bar{\pi}}{\pi m_e} \sum_{i=1}^4 \frac{a_i}{(B_i)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{B_i}\right), \quad (4)$$

где m_e — масса электрона. Значения коэффициентов a_i и B_i для каждого элемента приведены в¹⁶.

Потенциал Дойла — Тёрнера (4) особенно удобен при учете тепловых колебаний атомов, так как в этом случае достаточно заменить $B_i \rightarrow B_i + 2\rho^2$, где ρ — среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атомов.

С учетом тепловых колебаний атомов «термализованный» потенциал цепочки принимает вид ¹⁷

$$U_{\text{ц}}^{\text{DT}}(\mathbf{r}) = -\frac{e^2}{a_0} \frac{2a_0}{d} \sum_{i=1}^4 \frac{a_i}{B_i + \rho^2} \exp\left(-\frac{r^2}{B_i + \rho^2}\right), \quad (5)$$

где $a_0 = \hbar^2/m_e e^2$ — радиус Бора.

Плоскостной потенциал запишется в виде ¹⁸

$$U_{\text{пл}}^{\text{DT}}(x) = -2\sqrt{\pi} e^2 N d_p a_0 \sum_{i=1}^4 \frac{a_i}{(B_i + 2\rho^2)^{1/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{B_i + 2\rho^2}\right), \quad (6)$$

где d_p — межплоскостное расстояние, N — плотность атомов в веществе. Следует отметить, что определенные таким образом усредненные потенциалы представляют собой линейную суперпозицию потенциалов отдельных атомов и, поэтому, не учитывают процесса перераспределения заряда в кристалле. Более точно кристаллический потенциал может быть определен с учетом рентгено-дифракционных данных ²⁰ или по результатам измерений излучения каналированных частиц (см. п. 2.2).

При заданной форме усредненного потенциала $U(\mathbf{r}_{\perp})$ амплитуда волновой функции релятивистской каналированной частицы $\varphi(\mathbf{r}_{\perp})$ может быть найдена из уравнения Шрёдингера ⁶

$$\frac{\hbar^2}{2\gamma m_e} \nabla_{\perp}^2 \varphi(\mathbf{r}_{\perp}) = (U(\mathbf{r}_{\perp}) - E_{\perp}) \varphi(\mathbf{r}_{\perp}), \quad (7)$$

где $\gamma = E/mc^2$, $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$; \mathbf{r}_{\perp} — проекция \mathbf{r} на плоскость (x, y) .

Как показали исследования решений уравнений (7) для релятивистских электронов с энергией $E \lesssim 50$ МэВ спектр «поперечной энергии» E_{\perp} является дискретным в случае плоскостного каналирования, а в случае осевого каналирования при $E \lesssim 10$ МэВ ^{6,9-11}. Соответствующие линии спонтанных переходов с учетом доплеровского преобразования частоты соответствуют для излучения вперед энергиям

$$E_{\gamma} = 2\gamma^2 \Delta E_{\perp}. \quad (8)$$

Неэквиливантность уровней поперечного движения приводит к наличию в спектре излучения отдельных линий, значительно облегчает его интерпретацию и позволяет провести пространственную локализацию исходного состояния электрона в процессе спонтанного перехода. Диагностические возможности метода проиллюстрируем на ряде конкретных примеров.

2.1. Нахождение дебаевской температуры

Усредненный потенциал цепочки (5) и плоскости (6) сильно зависят от амплитуды тепловых колебаний ρ прежде всего в области близкой к цепочке или плоскости. На рис. 1 представлены результаты расчета цепочечного потенциала оси $\langle 111 \rangle$ при температурах $T = 110, 300$ и 500 К в кристалле кремния и соответствующие энергетические уровни для каналированных электронов с энергией $3,5$ МэВ ¹⁹. На рис. 2 приведен осевой потенциал $\langle 111 \rangle$ в кремнии для различных температур и соответствующие энергетические уровни электронов с энергией $3,5$ МэВ ¹⁹.

Измеренные спектры излучения для температур $110, 300$ и 500 К приведены на рис. 2.

На рис. 1 и 2 видно, что по мере повышения температуры кристалла происходит сдвиг максимумов спектральной плотности излучения в сторону меньших энергий, так как уменьшается глубина потенциальной ямы канала. Характерно, что наиболее выражен сдвиг линии $3p - 1s$, что связано с локализацией электронов на нижнем уровне $1s$ вблизи атомной цепочки. Аналогичные результаты для плоскостного каналирования электронов с энергией

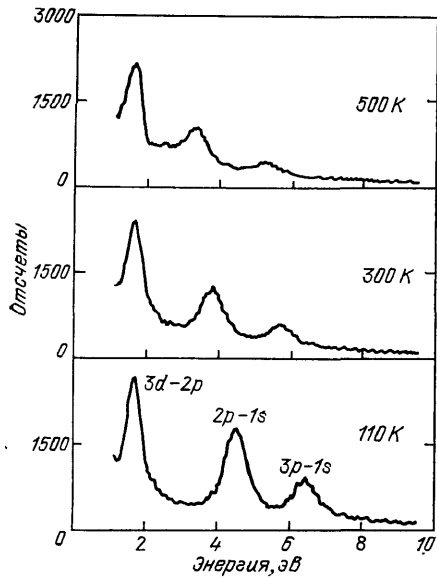


Рис. 1. Спектры излучения электронов с энергией 3,5 МэВ при каналировании вдоль цепочки $\langle 111 \rangle$ кремния при температурах $T = 110, 300$ и 500 К¹⁹

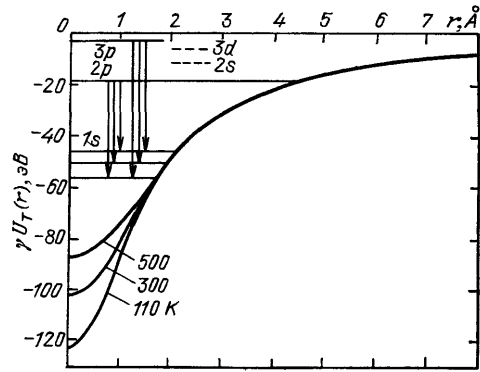


Рис. 2. Усредненный потенциал цепочки $\langle 111 \rangle$ в монокристалле кремния при температурах $T = 110, 300$ и 500 К и соответствующие им энергетические уровни каналированных электронов с энергией 3,5 МэВ¹⁹

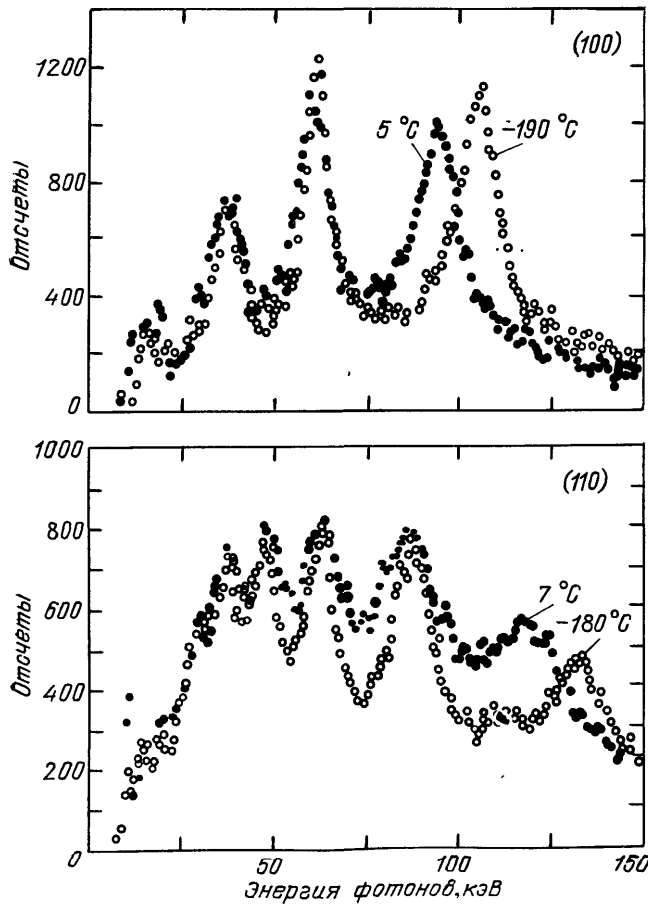


Рис. 3. Спектры излучения электронов с энергией 54,5 МэВ при движении вдоль плоскости (100) кремния для температур кристалла 190 и 5°C ²⁰

54,5 МэВ в плоскости (100) кремния²⁰ представлены на рис. 3. Зависимость энергии излучения каналированных электронов от температуры кристалла может быть использована для нахождения дебаевской температуры T_D . Как показывают результаты исследования, проведенного авторами работы²⁰, полученное таким образом значение $T_D = 495 \pm 10$ К для кристалла кремния сильно отличается от значения 543 ± 8 К, найденного в исследованиях с помощью рентгеновской дифракции²¹. Следует отметить, что результаты различных теоретических моделей дают значения для дебаевской температуры в пределах от 500 до 530 К²².

2.2. Уточнение кристаллического потенциала

Усредненные потенциалы (5) и (6) соответствуют суперпозиции потенциалов изолированных атомов, а не реальному кристаллическому потенциалу, который зависит от перераспределения заряда в кристаллической решетке. Поэтому положение линий $(E_\gamma)_{ij}$ в экспериментально-измеренных спектрах может быть использовано для уточнения формы кристаллического потенциала.

Для корректировки потенциалов плоскости (111) алмаза авторы статьи²⁰ использовали два метода: 1) уточнение атомного фактора рассеяния $f(s)$ при малых s по данным рентгеновской дифракции и 2) построение эмпирического потенциала плоскости по спектрам излучения каналированных электронов с энергией 30,5 МэВ. Полученные формы потенциалов приведены на рис. 4, а. Соответствующие им спектры излучения, рассчитанные для этих потенциалов, приведены на рис. 4, б и в.

2.3. Определение плотности электронов в кристалле

Форма потенциальных кривых может быть использована для нахождения распределения электронной плотности, усредненной вдоль оси Oz :

$$\rho_e(\mathbf{r}_\perp) = \frac{1}{4\pi} \Delta_\perp V(\mathbf{r}_\perp).$$

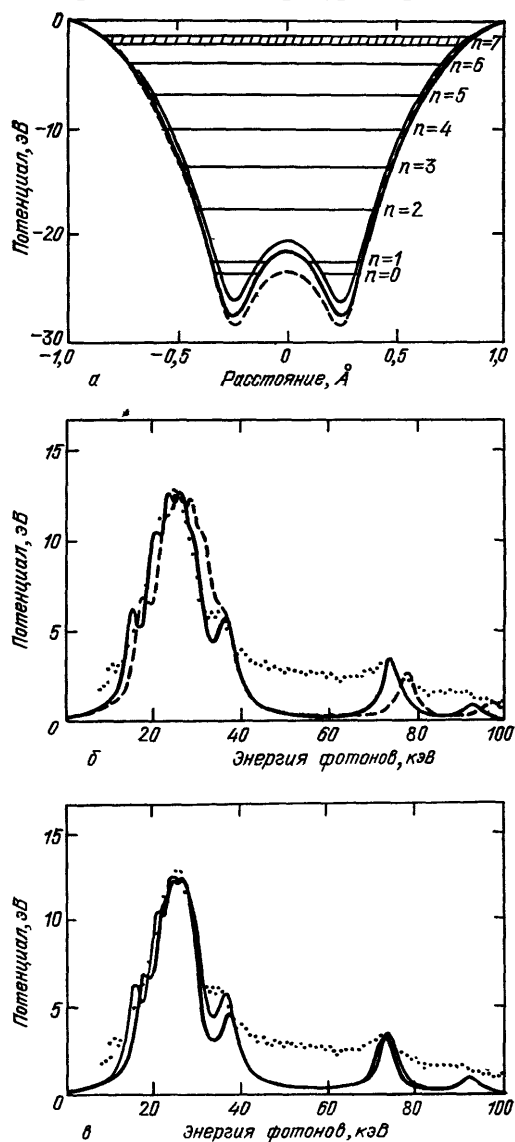


Рис. 4. а — Потенциалы плоскости (111) алмаза²⁰: «стандартный» потенциал, рассчитанный в приближении Хартри — Фока (штриховая линия 1), скорректированный по данным рентгеновской дифракции (тонкая сплошная 2) и восстановленный по результатам измерения излучения электронов (3) с энергией 30,5 МэВ. б, в — Спектры: эксперимент (точки), рассчитанные спектры, соответствующие потенциалам на рис. а

Электронная плотность в кристалле обычно находится по данным рентгеновской дифракции (например, ^{23,24}). Однако следует отметить, что использование дифракционных методов требует учета большего числа рефлексов, так как для описания минимального масштаба r_{\min} требуются фурье-гармоники с волновым вектором $k_{\max} \geq 4/r_{\min}$, а с другой стороны, для описания пространственного масштаба r_{\max} необходимо иметь $k_{\min} \leq 2/r_{\max}$. Поэтому общее число фурье-гармоник, необходимое для адекватного восстановления распределения электронной плотности, превышает $2r_{\max}/r_{\min}$ по каждой координате.

Преимущественная локализация электронов вблизи атомных цепочек была использована в работе ²⁵ для определения плотности электронов между

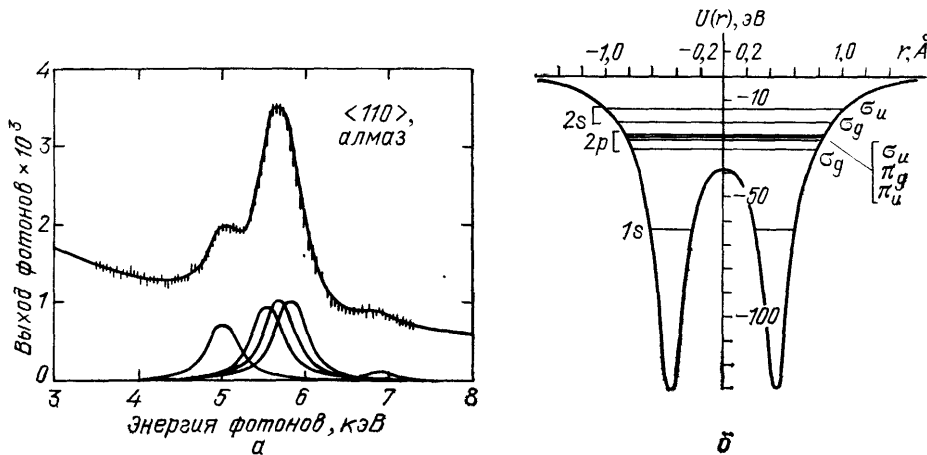


Рис. 5. Каналирование электронов с энергией 4 МэВ в алмазе вдоль направления $\langle 110 \rangle$ ²⁵. *a* — Измеренный спектр излучения (вверху). *b* — Рассчитанная форма потенциала плоскости, проходящей через двойные цепочки $\langle 110 \rangle$, и соответствующие энергетические уровни каналированных электронов

двойными атомными цепочками в кристалле алмаза в направлении $\langle 110 \rangle$ по излучению каналированных электронов. Форма спектра излучения электронов с энергией 4 МэВ, каналированных вдоль осей $\langle 110 \rangle$, и усредненный потенциал приведены на рис. 5. Видно, что изменение плотности электронов, приводящее к изменению потенциала в точке $x = 0$, приводит к сдвигу энергетических уровней группы $2s$ и $2p$, что отражается на положении линий излучения $2p \rightarrow 1s$. Определенная таким образом плотность электронов в центре ковалентной связи равна $1,7 \text{ эл./\AA}^3$, что согласуется с результатами рентгеновской дифракции ²⁴.

2.4. Исследование азотных конгломератов в природном алмазе

Форма усредненного потенциала может также зависеть от наличия инородных включений в кристалле, искажающих его решетку. Исследование азотных конгломератов в природном алмазе по излучению каналированных электронов и позитронов описано в ²⁶. Природные алмазы классифицируются по 4 категориям, Ia, Ib и IIa, IIb, в соответствии с различием оптического поглощения, электронного парамагнитного резонанса и электрических свойств. Кристаллы более редкого типа II характеризуются наличием полос поглощения углерода 3 и 6 мкм в инфракрасном диапазоне и 2250 \AA в ультрафиолете. Алмазы типа I имеют дополнительно инфракрасные полосы поглощения от 7,5 до 10 мкм и 3065 \AA в ультрафиолетовом диапазоне;

из-за наличия азотных включений. Кристаллы типа II, имеющие примесь бора, являются полупроводниками р-типа и обозначаются IIb в отличие от алмазов типа IIa, не имеющих примесей. Кристаллы типа Ia, имеющие пик поглощения на 7,3 мкм, содержат пластинчатые азотные конгломераты в направлении плоскостей (100) (рис. 6). Наличие конгломератов приводит к изменению формы усредненного потенциала плоскости (100) по сравнению с алмазом типа IIa, не содержащим конгломератов (рис. 7,а)²⁰. Соответствующие спектры излучения каналированных электронов с энергией 54,5 МэВ приведены на рис. 7, б. Чувствительность спектра к наличию примесей и дефектов структуры может быть использована в целях диагностики.

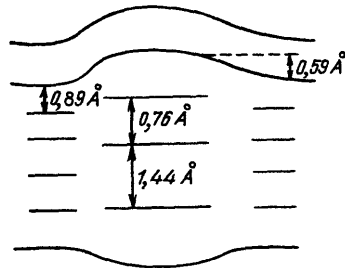


Рис. 6. Структура азотного конгломерата в алмазе типа Ia²⁶

Влияние дефектов, приводящих к изгибу атомных цепочек, на излучение релятивистских позитронов исследовано в²⁷. Влияние дислокаций

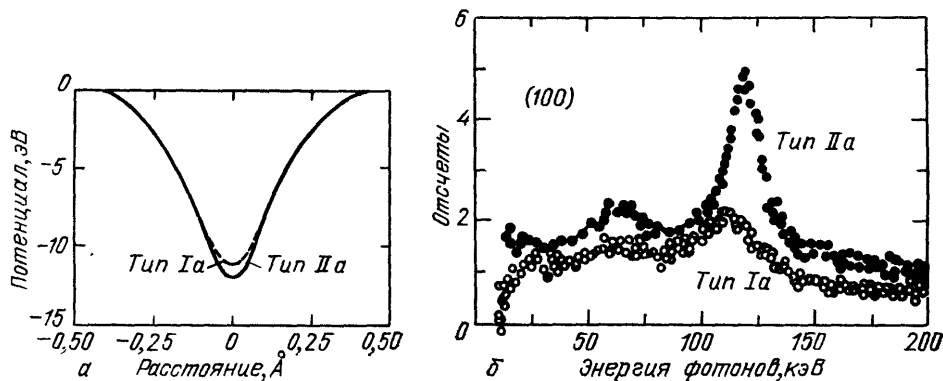


Рис. 7. Форма усредненного потенциала плоскости (100) алмаза типа Ia и IIa (а) и соответствующие им спектры излучения каналированных электронов с энергией 54,5 МэВ (б)

и дефектов упаковки рассмотрено в²⁸, где делается вывод о диагностических возможностях излучения каналированных частиц.

2.5. Исследование сверхструктур

В последнее время возрастает интерес к исследованию излучения при каналировании электронов и позитронов в кристаллах со сверхструктурой^{14,29-30}, таких как GaP/GaAs_xP_{1-x} или Ga_{0,7}Al_{0,3}As/GaAs. В³¹ было рассмотрено излучение каналированных частиц при рассеянии на периодически расположенных точечных дефектах. Периодическая деформация решетки в сверхструктуре приводит к изменению формы усредненного потенциала и уменьшению энергии квантов излучения релятивистских позитронов в GaP/GaAs_xP_{1-x}²⁹. Сравнение спектров излучения в кристалле со сверхрешеткой и GaP, служащим в качестве эталона, в этом случае позволяет судить о наличии напряжений, возникающих за счет несоответствия решеток на границе различных слоев. Другим эффектом при каналировании электронов в тонких кристаллах является резонансное расщепление полос квази-характеристического излучения³⁰.

2.6. Исследование сложных кристаллов

К настоящему времени выполнены исследования излучения при каналировании в сложных кристаллах, таких как GaAs, GaP, AlAs^{14,32}, LiF³³, LiH и LiD^{20,34} и сплавах Ga_{0,7}Al_{0,3}As¹⁴. Спектры излучения каналирован-

ных частиц позволяют исследовать анизотропию колебаний атомов в кристалле сложного соединения³⁵, перераспределение электронного заряда в решетке твердого тела. Влияние отсутствия осевой симметрии канала на спектр излучения гиперканализированных позитронов исследовано в³⁵.

2.7. Исследование корреляции тепловых колебаний

Существенное влияние на спектр излучения каналированных релятивистских электронов оказывает также некогерентное рассеяние на тепловых колебаниях ядер атомов в решетке¹⁸ и атомных электронах³⁶. Как уже отмечалось в разделе 2, точность измерения ширин линий квазихарактеристического излучения каналированных электронов составляет 10%. Поэтому зависимости ширин линий от температуры кристалла¹⁹ могут давать информацию о дебаевской температуре кристалла, корреляции тепловых колебаний^{17,18,37}. Зависимость от температуры кристалла кремния энергий и ширины линий излучения для электронов с энергией 3,5 МэВ, каналированных вдоль оси $\langle 111 \rangle$, приведена на рис. 8¹⁹. Характер расчетной температурной зависимости ширины линии при рассеянии на тепловых колебаниях атомов (Γ) с учетом их корреляции, которая приводит к увеличению Γ в 1,2–1,3 раз (штриховая линия на рис. 8, б), хорошо согласуется с экспериментальными данными, приведенными на рисунке кружками. Корреляция с шестью ближайшими атомами в цепочке охарактеризована числом $C = \sum_{i=-3}^{i=3} (\mathbf{r}_a^{(i)} \mathbf{r}_a^{(0)})_x / \rho^2$, которое оказалось равным $C = 6$ ¹⁷. Вклад электронного рассеяния, как и следовало ожидать, слабо зависит от температуры и составляет около 10% от полной ширины линии $\Gamma_T + \Gamma_e$.

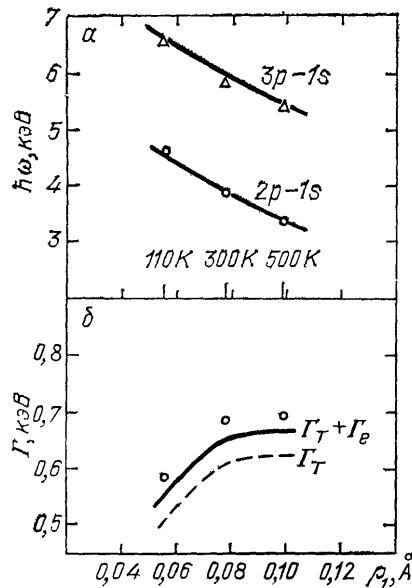


Рис. 8. Зависимость положения линий излучения электронов с энергией 3,5 МэВ, каналированных вдоль оси $\langle 111 \rangle$ Si (а), и их ширины (б) от температуры кристалла¹⁹.

Сплошные линии соответствуют расчету рассеяния на тепловых колебаниях атомов с учетом их корреляции (Γ) и на атомных электронах (Γ_e).

Спектры излучения при каналировании релятивистских электронов вдоль атомных цепочек, по-видимому, наиболее удобны для оценки корреляции тепловых колебаний, так как в этом случае вклад доплеровского уширения линий минимален.

Влияние корреляции тепловых колебаний атомов в решетке на сдвиг линий излучения каналированных электронов в плоскостях LiF исследовано в³⁸, рассеяние на колебаниях валентных электронов при плоскостном каналировании позитронов и его влияние на сдвиг и ширину линий излучения рассмотрено в³⁹.

2.8. Исследование радиационных дефектов

Влияние радиационных дефектов на спектр излучения электронов с энергией 54,5 МэВ в кристалле LiF показано на рис. 9¹⁴. Доза облучения кристалла составляла соответственно 0; 10^{17} ; 10^{18} ; 10^{19} эл/см². Из приведенных результатов видно, что при дозах облучения, меньших 10^{17} эл/см², спектр

излучения остается неизменным. В тоже время при больших дозах форма спектра сильно меняется⁴⁰.

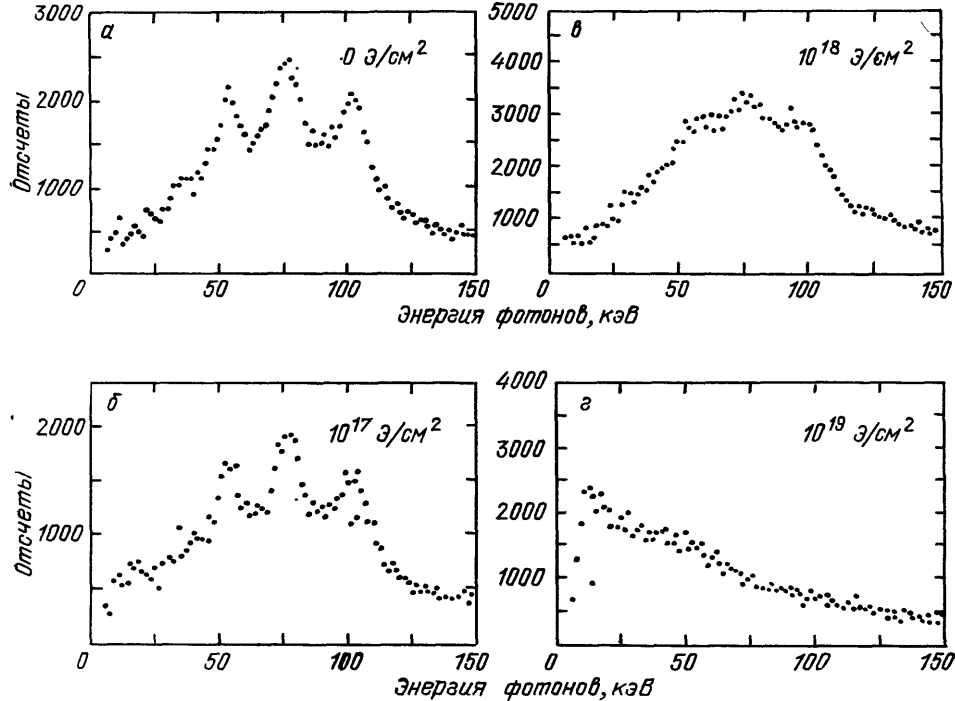


Рис. 9. Спектры излучения электронов с энергией 54 МэВ в монокристалле LiF после облучений электронами с дозой 0 (а), 10^{17} эл/см² (б), 10^{18} эл/см² (в) и 10^{19} эл/см² (г)

Деградация спектра излучения позволяет оценить как степень повреждения кристалла, так и границы применения метода в качестве неразрушающего метода исследования свойств кристаллов.

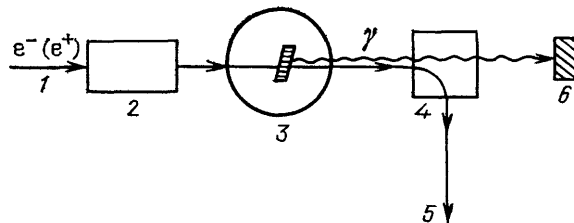
3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА.

СРАВНЕНИЕ С ДРУГИМИ МЕТОДАМИ ИССЛЕДОВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ

Для исследования кристаллов с помощью спектроскопии излучения каналированных частиц могут быть использованы слаботочные электронные ускорители, дающие пучки частиц с энергиями от нескольких МэВ до десятков МэВ. Такими ускорителями могут служить ускорители Ван-де-Граафа, линейные ускорители, микротроны. Типичная схема эксперимента по

Рис. 10. Схемы эксперимента по исследованию спектроскопии излучения каналированных частиц.

1 — ускоритель электронов (или позитронов), 2 — система формирования пучка, 3 — трехосный гониометр с кристаллом, 4 — поворотный магнит, 5 — «могильник» для заряженных частиц, 6 — детектор рентгеновского излучения



исследованию спектроскопии излучения каналированных частиц приведена на рис. 10. Электронный пучок от ускорителя 1 поступает в систему формирования 2, состоящую из квадрупольных линз и коллиматоров поглощения, ж далее попадает на исследуемый кристалл, помещенный в трехосный гониометр 3. После прохождения кристалла пучок частиц отклоняется поворот-

ным магнитом 4 в могильник 5. Излучение каналированных частиц, очищенное от заряженной компоненты, попадает на рентгеновский детектор 6. Исследования кристалла с помощью позитронного пучка проводится аналогично, с той лишь разницей, что позитроны получают конвертированием электронного пучка. По данным работы¹⁴, при токах 10^{-13} А нагрев кристалла с толщиной 20 мкм не превышает $2 \cdot 10^{-4}$ К при учете лишь охлаждения за счет излучения, что значительно облегчает проведение экспериментов.

Сопоставим рассматриваемый метод исследования кристаллов с другими, уже ставшими традиционными методами.

Сравнение характерных особенностей таких методов исследования твердого тела, как электронная микроскопия, рентгеновская дифракция и обратное резерфордское рассеяние ионов, с излучением каналированных частиц приведено в таблице¹⁴. Из таблицы видно, что перечисленные в ней методы

Сравнение ряда методов исследования кристаллов¹⁴

	Электронная микроскопия	Каналирование ионов	Рентгеновская дифракция	Излучение при каналировании
1. Полученные характеристики объектов	Фотография с высоким разрешением	Идентификация и местоположение атомов примеси	Исследование объемных свойств, межатомные расстояния, амплитуда колебаний атомов	Исследование объемных свойств: кристаллический потенциал, амплитуда колебаний атомов
2. Толщина образца	Не более ~ 1,0 мкм	Не более ~ 1,0 мкм	Могут использоваться толстые образцы	От 1 мкм до ~ 1 мм
3. Способ получения информации	Используются электроны с энергией до МэВ	Положительно заряженные ионы с энергией от ~ 1 кэВ до ~ 1 МэВ	Информация получается по интенсивности дифрагированной волны	Информация получается по характеристикам излучения электронов и позитронов с энергиями от 1,0 МэВ до 40 ГэВ
4. Особенности методов	Объект может быть поврежден			Электроны и позитроны являются различными средствами исследования

исследования кристаллов взаимно дополняют друг друга. Поэтому исследование кристаллов по излучению каналированных частиц позволяет расширить круг объектов исследования и получать более полную информацию об их свойствах.

4. ФОТОЯДЕРНЫЙ АНАЛИЗ ВЕЩЕСТВА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Использование излучения каналированных частиц значительно расширяет возможности такого метода исследования материалов, как фотоядерный анализ вещества (ФЯВ). ФЯВ основан на ядерных реакциях (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, p) , когда жесткие фотоны возбуждают реакции с выходом нейтронов и протонов. Среди большого числа методов элементного анализа ФЯВ выделяется большой селективностью и чувствительностью (10^{-5} — $10^{-6}\%$)⁴¹. В качестве источника фотонов для ФЯВ в настоящее время используется тормозное излучение электронов с энергиями 10—30 МэВ⁴¹. Важной характеристикой источника фотонов в рассматриваемом случае является спектральная яркость излучения. Сравнительный анализ спектральной яркости тормозного излучения электронов с энергией $E = 9$ МэВ на аморфной мишени

и излучения каналированных электронов с энергией 900 МэВ⁴⁴ показывает, что яркость тормозного излучения в графите составляет

$$\frac{\Delta E}{\Delta \Omega} = 6 \text{ МэВ/ср},$$

тогда как для излучения каналированных частиц в осевом канале алмаза⁴⁴

$$\frac{\Delta E}{\Delta \Omega} = 2,0 \cdot 10^6 \text{ МэВ/ср}.$$

Таким образом, при одной и той же средней мощности ускорителя, увеличив энергию электронов в 100 раз, можно получить выигрыш в яркости излучения почти в 4000 раз, если использовать излучение каналированных частиц. Число фотонов, приходящееся на один электрон, в последнем случае составляет для $E = 900 \text{ МэВ}$ $\Delta N_{\phi} = 1,2 \cdot 10^{-3}$ фот/эл в 0,5 МэВ интервале. Эти фотоны излучаются в угол $6 \cdot 10^{-4}$ радиан. Количество фотонов, излучаемых при тормозном излучении электроном с $E = 30 \text{ МэВ}$ в том же угловом и энергетическом интервале, равно $\Delta N_{\phi} = 4,2 \cdot 10^{-8}$ фот/эл. Другим достоинством излучения каналированных частиц в применении для ФАВ является возможность управления максимумом энергетической плотности в спектре излучения, который можно сдвигать в область гигантского резонанса фотоядерных реакций, увеличивая выход фотонейтронов или фотопротонов, что повышает чувствительность метода.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Спектроскопия излучения каналированных частиц является новым методом исследования свойств кристаллов. Важной особенностью метода, как и исследования положения атомов в решетке по ориентированным зависимостям выхода характеристического рентгеновского излучения, возбуждаемого каналированными электронами^{42,43}, является локализация релятивистских электронов или позитронов вблизи определенных атомных плоскостей или цепочек. Поэтому в отличие от дифракционных методов спектр излучения каналированных частиц несет «прямую» информацию о кристаллическом потенциале. Несмотря на то, что исследования излучения каналированных частиц начались всего 8 лет назад, результаты, накопленные к настоящему времени, показывают, что спектры излучения каналированных электронов и позитронов начали широко использоваться для нахождения дебаевской температуры кристаллов, уточнения кристаллического потенциала, определения плотности электронов вблизи кристаллических цепочек и плоскостей, исследования различных примесей в кристаллах, а также исследования сверхструктур и сложных кристаллов. Кроме того, метод позволяет исследовать корреляцию тепловых колебаний атомов в решетке и радиационные дефекты, возникающие в кристалле под воздействием бомбардировки заряженными частицами.

Для успешного применения метода необходимы источники релятивистских электронов с энергиями 4–50 МэВ. В настоящее время подавляющее большинство экспериментальных работ выполнено в зарубежных лабораториях. Развитие аналогичных исследований в СССР сдерживается дефицитом источников релятивистских электронов в указанном энергетическом диапазоне. Поэтому дальнейший прогресс в развитии исследований кристаллов с помощью спектроскопии излучения каналированных частиц непосредственно связан с вводом в действие ускорителей электронов с энергиями 4–50 МэВ с малой расходимостью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Линдхард Й.//УФН. 1969. Т. 99. С. 249.
2. Кумахов М. А.//Phys. Lett. Ser. A. 1976. V. 57. P. 17.
3. Мирошниченко И. И., Мерри Дж., Авакян Р. О., Фигут Т. Х.//Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 29. С. 786.
4. Alguard J., Swent R. L., Pantell R. H., Berman B. L., Bloom S. D., Datz S.//Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 1148.
5. Wedell R.//Phys. Stat. Sol. Ser. b. 1980. V. 99. P. 11.
6. Beloshitsky V. V., Комаров Ф. Ф.//Phys. Rept. 1982. V. 93. P. 117.
7. Ахмезер А. И., Шулъга Н. Ф.//УФН. 1982. Т. 137. С. 561.
8. Базылев В. А., Жеваго Н. К.//Ibidem. С. 605.
9. Оцуки Е.-Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами.— М.: Мир, 1985.
10. Кумахов М. А. Излучение каналированных частиц в кристаллах.— М.: Энергоатомиздат, 1986.
11. Coherent Radiation Sources/Eds] A. W. Sáenz, H. Überall.— Berlin; Heidelberg New York; Tokyo: Springer-Verlag, 1985.— (Topics in Current Physics. V. 38).
12. Carrigan D., Ellison J.//CERN Courier. 1986. V. 26. No. 10. P. 25.
13. Klein R. K., Kephart J. O., Pantell R. H., Park H., Berman B. L., Swent R. L., Datz S., Fearick R. W.//Phys. Rev. Ser. B. 1985. V. 31. P. 68.
14. Pantell R. H., Kephart J. O.//Relativistic Channeling/Eds R. A. Carrigan, Jr., J. A. Ellison—New York: Plenum Press, 1987.—P. 454. Charged Particle Channeling and Radiation.— Villa-Del-Mare, Italy, 1986.— P. 2.
15. Molière G.//Zs. Naturforsch., 1947. Bd 2a. S. 133.
16. Doyle P. A., Turner P. S.//Acta Crystallogr. Ser. A. 1968. V. 24. P. 390.
17. Andersen J. U., Bonderup E., Laegsgaard E., Marsh B. B., Sørensen A. H.//Nucl. Instrum. and Meth. 1982. V. 194. P. 209.
18. Andersen J. U., Bonderup E., Laegsgaard E., Sørensen A. H.//Phys. Scripta. 1983. V. 28. P. 308.
19. Andersen J. U., Laegsgaard E., Sørensen A. H.//Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. Ser. B. 1984. V. 2. P. 63.
20. Berman B. L., Dahling B. A., Datz S., Kephart J. O., Klein R. K., Pantell R. H., Park H.//Ibidem. 1985. V. 10/11. P. 611.
21. Batterman B. W., Chipman D. R.//Phys. Rev. 1962. V. 127. P. 690.
22. Neilsen O. H., Weber W.//J. Phys. Ser. C. 1980. V. 13. P. 2499.
23. Pietsch U., Tsirelson V. G., Ozerov R. P.//Phys. Stat. Sol. Ser. b. 1986. V. 137. P. 441.
24. Price P. F., Moslen E. N.//Acta Crystallogr. Ser. A. 1978. V. 34. P. 173.
25. Andersen J. U., Datz S., Laegsgaard E., Sellschoop J. P. E., Sorensen A. H.//Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 215.
26. Datz S., Fearick R. W., Park H., Pantell R. H., Swent R. L., Kephart J. O., Berman B. L.//Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Ser. B. 1984. V. 2. P. 74.
27. Pathak A. P., Balagari P. K. L.//J. Appl. Phys. 1986. V. 60. P. 955.
28. Pathak A. P., Balagari P. K. J.//Phys. Stat. Sol. Ser. b. 1986. V. 134. P. 115.
29. Pathak A. P.//Rad. Effects. 1986. V. 100. P. 105.
30. Рудько В. Н.//ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 1676.
31. Боровик А. С., Малышевский В. С., Шипатов Э. И.//ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 1997.
32. Glebov V. I., Ogniev L. I.//Rad. Effects. 1985. V. 91. P. 297.
33. Swent R. L., Pantell R. H., Park H. et al.//Phys. Rev. Ser. B. 1984. V. 29. P. 52.
34. Berman B. L. et al.//Bull. Am. Phys. Soc. 1985. V. 30. P. 373.
35. Огнев Л. И.//Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. С. 67.
36. Базылев В. А., Головизнин В. В.//Препринт ИАЭ-3808/1.— Москва, 1983.
37. Park H., Kephart J. O. et al.//Bull. Am. Phys. Soc. 1985. V. 30. P. 374.
38. Strauss M., Amendt P., Rahman H. U., Rostoker N.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 406.
39. Amendt P., Strauss M. et al.//Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 33. P. 839.
40. Datz S., Berman B. L. et al.//Bull. Am. Phys. Soc. 1985. V. 30. P. 373.
41. Бурумистенко Ю. Н. Фотоядерный анализ состава веществ.— М., Энергоатомиздат, 1986.
42. Taftø J.//Zs. Naturforsch. 1979. Bd 34a. S. 452.
43. Кораблев В. В., Румянцев В. В., Дубов В. В., Блехер Б. Э., Брытов И. А.//ФТТ, 1986. Т. 28. С. 2196.
44. Adischev Yu. N. et al.//Rad. Effects. 1985. V. 91. P. 225.