

СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ $VN_{\text{гекс}}$ В РАЙОНЕ K -ПОРОГА ИОНИЗАЦИИ БОРА

Е. О. Филатова, Т. А. Благовещенская, С. К. Кожаматов

Известные до настоящего времени работы в области спектроскопии отражения касались в основном изучения изотропных твердых тел. Поэтому вопрос о влиянии пространственной анизотропии кристаллов на отражение рентгеновских лучей оставался открытым. Эффекты, обнаруженные при изучении анизотропных кристаллов методами рентгеновской абсорбционной спектроскопии [1], спектроскопии выхода рентгеновского фотоэффекта [2], спектроскопии характеристических потерь энергии электронов [3], позволяют надеяться на проявление анизотропии кристаллов и в отражении. Естественно, наибольших эффектов можно ожидать при отражении от анизотропных кристаллов полностью поляризованного излучения. Однако они должны присутствовать и в ориентационных зависимостях спектров отражения неполяризованного излучения.

В данной работе изучены спектральные зависимости коэффициента

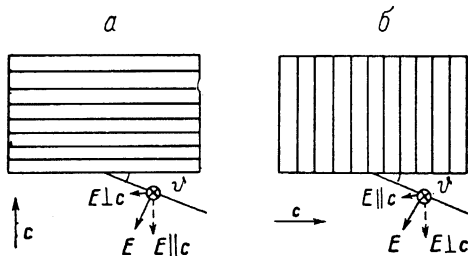


Рис. 1. Разложение электрического вектора E падающего луча на составляющие $E \parallel c$ и $E \perp c$ для ориентаций кристалла $VN_{\text{гекс} \parallel}$ (а) и $VN_{\text{гекс} \perp}$ (б).

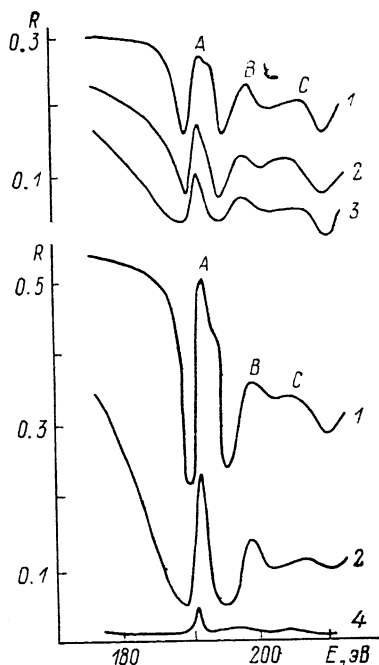


Рис. 2. Спектры отражения для ориентаций кристалла $VN_{\text{гекс} \perp}$ (вверху) и $VN_{\text{гекс} \parallel}$ (внизу) в области энергий квантов 180—210 эВ.

φ , град: 1 — 5, 2 — 5, 3 — 6, 4 — 8.

отражения ультрамягкого рентгеновского излучения кристалла $VN_{\text{гекс}}$ для различных углов скользящего падения $\vartheta R_{\vartheta}(E)$. Исследовано отражение от двух граней кристалла, вырезанных параллельно и перпендикулярно главной оси симметрии c (рис. 1). Все спектры отражения изучены в районе K -порога ионизации В.

Спектры отражения получены на спектрометре РСМ-500 в специальной камере-приставке [4] с использованием тормозного излучения рентгеновской трубки и исправлены с учетом измерений коэффициентов отражения на монохроматических линиях. Энергетическое разрешение монохроматора в районе K -края бора составляло примерно 0.8 эВ. Для регистрации интенсивности отраженного и падающего излучения использовались пропорциональные счетчики с метилалевым наполнением. Точность определения абсолютных значений $R(E)$ составляла $\sim 3\%$. Были также исследованы индикатрисы рассеяния излучения вблизи угла зеркального отражения для нескольких значений энергии фотона и углов скольжения ϑ . Для исследованных граней индикатрисы рассеяния оказались одинаково-

ыми. Это свидетельствует о том, что шероховатости поверхностей $BN_{\text{гекс } \parallel}$ и $BN_{\text{гекс } \perp}$ были одинаковыми. Полученные зависимости $R_{\vartheta}(E)$ показаны на рис. 2.

Из рис. 2 видно, что тонкая структура $R_{\vartheta}(E)$ для двух граней оказывается весьма сходной как по числу деталей структуры (A, B, C), так и по их энергетическому положению. Обращает на себя внимание значительное различие абсолютных значений $R_{\vartheta}(E)$: для грани $BN_{\text{гекс } \parallel}$ при прочих равных условиях они оказываются примерно в два раза больше,

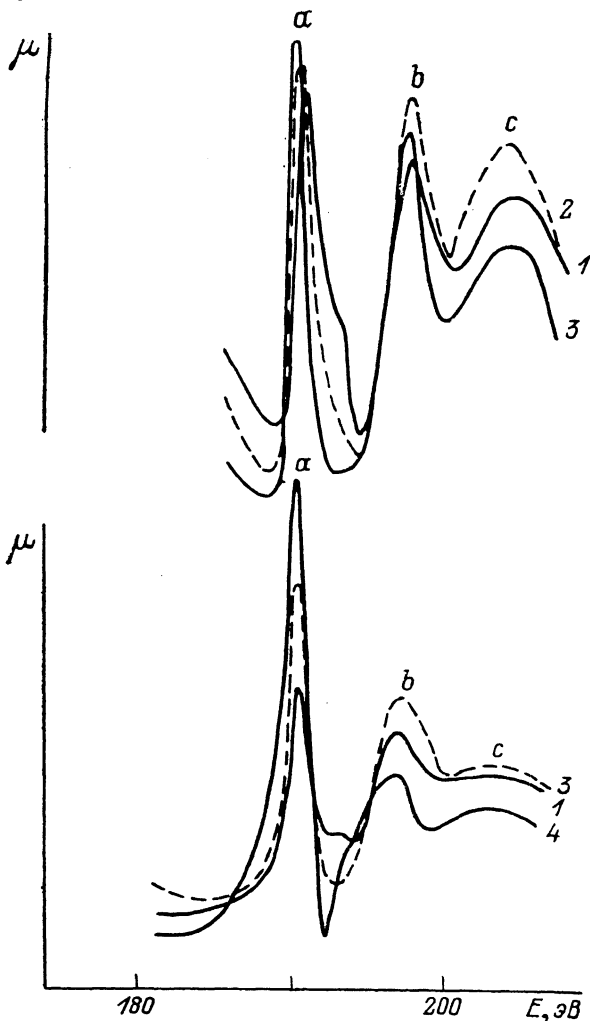


Рис. 3. Спектральные зависимости линейного коэффициента поглощения μ для ориентаций кристалла $BN_{\text{гекс } \perp}$ (вверху) и $BN_{\text{гекс } \parallel}$ (внизу) в области энергий квантов 180—210 эВ.

ϑ , град: 1 — 4, 2 — 5, 3 — 6, 4 — 8.

чем для грани $BN_{\text{гекс } \perp}$. Кроме того, отношение интенсивности максимума A к интенсивности максимума B для всех рассматриваемых углов падения ϑ оказывается выше для грани $BN_{\text{гекс } \parallel}$ по сравнению с гранью $BN_{\text{гекс } \perp}$. Обнаруженные различия позволяют сделать вывод о существовании ориентационной зависимости спектров отражения анизотропных кристаллов в области аномальной дисперсии.

Для интерпретации обнаруженных эффектов по экспериментальным зависимостям $R_{\vartheta}(E)$ с использованием метода Крамерса—Кронига, описанного в [5], были рассчитаны спектральные зависимости коэффициента поглощения $\mu(E)$ (рис. 3). Заметим, что сопоставление структуры этих спектров с результатами измерений для поликристаллического

$BN_{\text{гекс}}$, полученными методом квантового выхода внешнего рентгеновского фотоэффекта [2], дает неплохое совпадение.

Электронная структура $BN_{\text{гекс}}$ являлась предметом как теоретических [6-8], так и экспериментальных исследований [1, 2, 9-11]. Анализ этих работ позволяет использовать следующую интерпретацию K -спектра поглощения бора: полоса a обусловлена возбуждением $1s$ -электронов бора в молекулярные π -орбитали, а полосы b и c — в σ_1 - и σ_2 -орбитали соответственно. При исследовании $R_{\vartheta}(E) BN_{\text{гекс} \perp}$ векторы напряженности электрического поля падающей электромагнитной волны E оказываются в положениях, близких к параллельным плоскостям гексагональных сеток и, следовательно, близких к $E \perp c$ (рис. 1). В этом случае спектр поглощения (и через дисперсионное соотношение Крамерса—Кронига, спектр отражения) должен формироваться в основном возбуждением $1s$ -электронов бора в σ -состояния. Для $BN_{\text{гекс} \parallel}$ векторы E могут быть как в плоскостях гексагональных сеток ($E \perp c$), так и перпендикулярно им ($E \parallel c$). Поэтому в спектрах этой грани должны найти отображение переходы как в σ -, так и в π -орбитали.

С точки зрения формы спектров $\mu(E)$ описанные особенности процесса взаимодействия электромагнитного излучения с анизотропным кристаллом должны привести к тому, что для $BN_{\text{гекс} \parallel}$ относительная интенсивность полосы a (π -состояния) должна быть больше, чем для $BN_{\text{гекс} \perp}$. Именно эта закономерность и наблюдается при сопоставлении рассчитанных для больших углов спектров $\mu(E)$ (рис. 3).

В заключение остановимся на анализе «угловых зависимостей» рассчитанных спектров поглощения $\mu(E)$. Из рис. 3 видно, что для $BN_{\text{гекс} \parallel}$ относительная интенсивность полосы a с ростом угла ϑ увеличивается, а в случае $BN_{\text{гекс} \perp}$ меняется очень слабо. Можно предположить, что причиной такой закономерности является существование тонкого, механически нарушенного при технологической обработке, поверхностного слоя граней кристалла. Действительно, для $BN_{\text{гекс} \parallel}$ с увеличением угла ϑ проекция E на ось c уменьшается как $\cos \vartheta$, т. е. в диапазоне $\vartheta \leq 8^\circ$ остается практически постоянной. В то же время увеличение угла ϑ вовлекает в отражение все более глубокие и совершенные слои, что должно привести к последовательному росту относительной интенсивности максимума a . Для $BN_{\text{гекс} \perp}$ реализуется ситуация, близкая к $E \perp c$, приводящая к подавлению π -резонанса. С увеличением угла ϑ проекция $E \parallel c$ (и, следовательно, величина максимума a) должна увеличиваться пропорционально $\sin \vartheta$. Скорость роста этой составляющей оказывается максимальной, однако абсолютные значения остаются небольшими ($\sim 0.1 |E|$ для $\vartheta = 6^\circ$). Поэтому вклад совершенных слоев кристалла в величину π -резонанса при увеличении ϑ в этом случае должен быть малым, а величина относительной интенсивности максимума a слабо зависеть от ϑ в исследованной области изменения углов скольжения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Davies B. M., Bassani F., Brown F. C. // Phys. Rev. 1981. V. B24. N 6. P. 3537—3540.
- [2] Barth J., Kunzand C., Zimkina T. M. // DESY-SR. 1980.
- [3] Leapman R. D., Silcox J. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. N 20. P. 1361—1364.
- [4] Виноградов А. С., Филатова Е. О., Зимкина Т. М. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 6. С. 1718—1723.
- [5] Филатова Е. О. // Автореф. канд. дис. Л., 1984.
- [6] Нахмансон М. С., Смирнов В. П. // ФТТ. 1971. Т. 13. № 3. С. 905—906.
- [7] Doni E., Pastori Parravicini G. // Nuovo Cimento. 1969. V. 64B. P. 117—120.
- [8] Zunger A., Katzir A., Halperin A. // Phys. Rev. 1976. V. B12. P. 5560—5573.
- [9] Tegeler E., Kosuch N., Wiech G., Faessler. // DESY-SR. 1978.

- [10] Robertson J. // Phys. Rev. 1984. V. B29. N 4. P. 2131—2137.
[11] Brown F. C., Bachach R. Z., Skibowski M. // Phys. Rev. 1976. V. 13. N 6. P. 2633—2635.

Ленинградский государственный университет
Ленинград

Поступило в Редакцию
13 июля 1989 г.
В окончательной редакции
24 ноября 1989 г.

УДК 537.226.4 : 538.956

© Физика твердого тела, том 32, № 5, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 5, 1990

ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ $\text{Li}_2\text{Ge}_7\text{O}_{15}$

М. Д. Волнянский, А. Ю. Кудзин, Д. Е. Медведь

В последнее время активно изучаются слабополярные сегнетоэлектрики, которые обнаруживают ряд аномальных свойств при сегнетоэлектрическом (СЭ) фазовом переходе (ФП), отличающих их от традиционных сегнетоэлектриков.

Гептагерманат лития $\text{Li}_2\text{Ge}_7\text{O}_{15}$ (ЛГО) является удобным объектом для исследования, представляющим слабополярные СЭ, так как относительно легко можно вырастить крупные, высококачественные монокристаллы методом Чохральского: фазовый переход отчетливо выражен и происходит в легко доступном температурном интервале. Изучены диэлектрические, упругие, оптические свойства ЛГО, проведены рентгеновские исследования ФП. Вместе с тем отсутствуют данные по доменной структуре, окончательно не выяснен механизм ФП, поэтому представляется полезным исследование внутреннего трения в ЛГО, которое может дать дополнительную информацию по этим вопросам.

В данном сообщении приводятся результаты измерений внутреннего трения Q^{-1} в образцах ЛГО по методике затухания собственных механических колебаний пьезорезонатора. Исследовались образцы в виде брусков необходимой кристаллографической ориентации, в которых возбуждались колебания по длине за счет пьезомодулей d_{31} , d_{32} , d'_{24} , d'_{15} , а также пластинки и бруски с возбуждением толщинных колебаний за счет d_{33} . Методика приготовления образцов описана в [1], а измерительная установка — в [2].

Для монодоменизации образцов в сегнетофазе они охлаждались от комнатной температуры через ФП под E_+ , приложенным по направлению возникновения спонтанной поляризации, до ≈ 273 К. Величина поляризующего поля была $> E_c$ для ЛГО.

Температурные зависимости Q^{-1} всех исследованных мод колебаний показаны на рисунке. Для всех образцов, исключая возбуждение с использованием d_{33} , вдали от T_c внутреннее трение практически не зависит от температуры и наблюдается высокая (для сегнетоэлектрических кристаллов) механическая добротность $\approx 1 \cdot 10^{-4}$. Вблизи фазового перехода во всех образцах наблюдалось увеличение Q^{-1} , однако характер аномального поведения различен. Для брусков d_{31} (продольные колебания вдоль [100]) имеется слабое увеличение Q^{-1} на $\approx 20\%$ при приближении к T_c . Выше T_c образцы не возбуждались, поэтому спадающей ветви $Q^{-1}(T)$ не наблюдалось. Для брусков d_{32} (продольные колебания вдоль [010]) обнаружено резкое возрастание Q^{-1} при приближении к T_c . Значение Q^{-1} в пике в 40—50 раз превышает средний уровень затухания вдали от T_c . Эти образцы возбуждаются также в температурном интервале на ≈ 0.5 К выше пика Q^{-1} , при этом Q^{-1} падает до значения, равного среднему уровню затухания в сегнетоэлектрической фазе. Аномальное поведение Q^{-1} имеет место в узком интервале температур (1—1.5 К).