

в CeSn_3 соответствует эффективной дебаевской температуре 189 (7) К. В дебаевском приближении мы нашли, что для CeSn_3 при 295 К отношение $\langle z \rangle / \langle x \rangle \approx 1.6$. Локальная анизотропия колебаний в кубических кристаллах CeSn_3 и CeIn_3 сравнима с анизотропией колебаний в анизотропных некубических кристаллах.

Наличие узлов с некубической точечной симметрией характерно для ряда структурных типов с кубической пространственной симметрией. Метод мёссбауэровской спектроскопии дает возможность получить новую информацию о динамике атомов в таких кристаллах. Теоретические расчеты динамики атомов в таких системах могли бы представить значительный интерес.

Л и т е р а т у р а

- [1] Гольдманский В. И., Городинский Г. М., Карягин С. В., Корытко Л. А. и др. ДАН СССР, 1962, т. 147, № 1, с. 127—130; Карягин С. В. ДАН СССР, 1963, т. 148, № 5, с. 1102—1105.
[2] Shenoy G. K., Friedt J. M. Nucl. Instr. Meth., 1976, vol. 136, N 2, p. 569—574.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
НИИЯФ
Москва

Поступило в Редакцию
2 декабря 1987 г.

УДК 539.12.043

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

ОСОБЕННОСТИ НАКОПЛЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ПРИ ПРОТОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

В. Я. Арбузов, А. В. Кружалов, В. П. Коробейников,
А. Л. Крымов, Б. В. Шульгин, В. М. Скориков

Для кристаллов германозелитина $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO), известных в качестве эффективных сцинтилляторов [1-3], актуальными остаются вопросы накопления радиационных дефектов и их влияния на световыход. В настоящей работе эти вопросы рассмотрены с использованием методик обратного рассеяния и каналирования протонов [4, 5].

Монокристалл BGO размером $5 \times 5 \times 1$ мм облучали в направлении кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$ протонами ($E_p = 600$ кэВ, диаметр пучка 0.5 мм, расходимость не хуже 0.05° , плотность тока 0.01 — 0.1 мкА/см², $T = 300$ К). Для 30 различных значений флюенсов протонов в диапазоне $\Phi = 10^{13}$ — $5 \cdot 10^{17}$ см⁻² измеряли спектр обратного рассеяния протонов при каналировании вдоль направления $\langle 111 \rangle$ и одновременно регистрировали величину световыхода $L(\Phi)$.

Степень радиационного повреждения BGO оценивали с помощью параметра $\chi_{\min}(\Phi)$, представляющего собой нормированный выход обратнорассеянных протонов в режиме каналирования и несущего информацию об интегральной дефектности кристалла без разделения вкладов от различных типов дефектов. Несмотря на то что параметр χ_{\min} определялся по числу протонов, рассеянных только атомами висмута в слое толщиной 0.1 мкм, изменение этого параметра в силу аддитивного вклада различных дефектов в процессе деканалирования отражает в той или иной степени разупорядочение всех подрешеток кристалла.

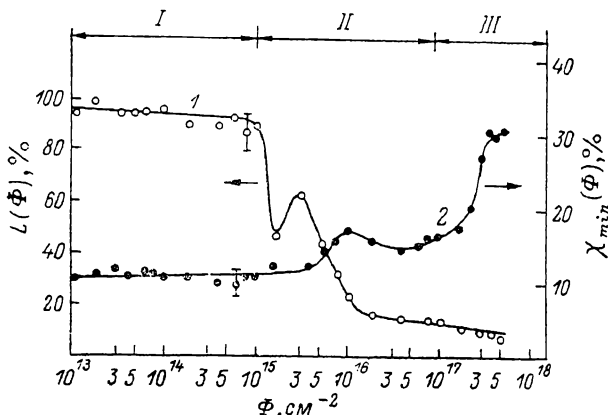
Из рисунка видно, что изменение χ_{\min} в диапазоне $\Phi = 1 \cdot 10^{13}$ — $5 \cdot 10^{17}$ см⁻² происходит с различной скоростью и немонотонно: до $\Phi \cong \cong 1 \cdot 10^{15}$ см⁻² (область I) χ_{\min} увеличивается незначительно; при $\Phi =$

$=1.10^{16}$ см⁻² наблюдается локальный максимум, затем спад (область II) и, наконец, резкое возрастание χ_{\min} при $\Phi > 1.10^{17}$ см⁻² (область III). (Подобное наблюдалось для ЩГК [5], но при меньших флюенсах). Для ВГО в области I доля смещенных атомов, оцененная по формуле [4],

$$n_{\text{см}} = \frac{\chi_{\min}^{\text{обл}} - \chi_{\min}^{\text{вс.обл}}}{1 - \chi_{\min}^{\text{вс.обл}}},$$

не превышает 2—3 %, рост числа простейших дефектов типа френкелевских пар происходит медленно. Характерно, что в области I световыход $L(\Phi)$, так же как и χ_{\min} , изменяется незначительно. Из-за слабого дефектообразования он уменьшается всего на 4 %. При этом в спектре свечения проявляется лишь одна полоса 2.5 эВ, характерная для радиoluminesценции ВГО [1].

Локальный максимум зависимости $\chi_{\min}(\Phi)$ при $\Phi \cong 1.10^{16}$ см⁻² (область II), отражающий уменьшение степени деканализирования в диапа-



Зависимость световыхода $L(\Phi)$ (1) и минимального выхода $\chi_{\min}(\Phi)$ (2) от флюенса протонов при облучении вдоль оси $\langle 111 \rangle$ монокристалла ВГО.

зоне $\Phi = 1.10^{16} - 5.10^{16}$ см⁻², обусловлен, вероятно, перестройкой и некоторым упорядочением структуры дефектов при достижении их определенной критической концентрации. Процесс дефектообразования, характерный для области II, вызывает появление локального максимума зависимости $L(\Phi)$ при $\Phi = 4.10^{16}$ см⁻² на фоне резкого спада в диапазоне $\Phi = 1.10^{15} - 2.10^{16}$ см⁻². При этом в спектре свечения, кроме полосы 2.5 эВ, появляется весьма слабая новая полоса 1.77 эВ. Неравномерное распределение концентрации радиационных дефектов по глубине и то обстоятельство, что χ_{\min} измеряется для слоя толщиной 0.1 мкм, а световыход со всей глубины пробега протонов (3.6 мкм), являются причиной несовпадения локальных максимумов $\chi_{\min}(\Phi)$ и $L(\Phi)$ по шкале флюенсов. Действительно, критическая концентрация дефектов, необходимая для перестройки их структуры на больших глубинах, достигается при меньших флюенсах, чем вблизи поверхности вследствие того, что максимум концентрации дефектов расположен на глубине, равной 0.7—0.9 пробега протонов.

В области III при $\Phi > 1.10^{17}$ см⁻² $\chi_{\min}(\Phi)$ резко возрастает, в то время как световыход уменьшается незначительно. Причиной значительного роста χ_{\min} может быть образование микротрещин, пор и других объемных дефектов, резко ухудшающих условия каналирования, но слабо влияющих на механизм радиoluminesценции. Возвращаясь к эффектам в области I, еще раз отметим, что в диапазоне $\Phi = 1.10^{15}$ см⁻² спад $L(\Phi)$ составляет лишь несколько процентов. Это свидетельствует о высокой радиационной стойкости кристаллов ВГО (в условиях каналирования облучающих частиц), на три порядка превышающей радиационную стой-

кость таких сцинтилляторов как NaI—Тl и CsI—Тl. Установленную зависимость световыхода от интегральной дефектности ВГО необходимо учитывать при анализе механизмов радиационного тушения радиолоуминесценции.

В заключение авторы благодарят Л. В. Викторова за помощь в эксперименте и А. А. Пузанова за поддержку в работе.

Л и т е р а т у р а

- [1] Weber M. J., Monchamp R. R. J. Appl. Phys., 1973, vol. 44, N 12, p. 5495—5499.
- [2] Викторов Л. В., Кружалов А. В., Кургин В. Ф. в др. ЖПС, 1984, т. 41, № 6, с. 925—929.
- [3] Каманин В. В., Куглер А., Соболев Ю. Г. Препринт ОИЯИ, 1986, № 13—86—375.
- [4] Bogh E. Canad. J. Phys., 1986, vol. 46, p. 653—659.
- [5] Newton C. S., Alexander R. B., Clark G. I. et al. Nucl. Instrum. and Methods, 1976, vol. 132, N 1—3, p. 213—218.

Уральский политехнический
институт им. С. М. Кирова
Свердловск

Поступило в Редакцию
23 февраля 1987 г.
В окончательной редакции
3 декабря 1987 г.

УДК 537.311.33

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

УПРАВЛЕНИЕ РАЗМЕРНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В СЛОИСТЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ InSe С ПОМОЩЬЮ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ИНТЕРКАЛЯНТА

А. И. Дмитриев, З. Д. Ковалюк, В. И. Лазоренко,
Г. В. Лашкарев, М. Н. Пырля, А. И. Середюк

В области температур $T < 10$ К электронный газ в слоистом полупроводнике InSe является двумерным. Об этом свидетельствуют: а) анализ резонансных [1] и осцилляционных [2, 3] явлений; б) качественное соответствие теории магнитосопротивления (МС) двумерного газа [4] и экспериментально исследованного нами отрицательного магнитосопротивления (ОМС), достигающего 40 %, с участками линейной зависимости $\delta\rho_{\perp c} \sim \ln H$ в слабых и сильных магнитных полях ($\delta\rho_{\perp c} = (\rho_H - \rho_0)\rho_0^{-1}$, $\mathbf{H} \perp c$), а также отсутствием ОМС при $\mathbf{H} \parallel c$.

Интеркаляция изменяет свойства монокристаллов слоистых полупроводников, причем внедрение в межслоевое пространство достаточно большого числа атомов сверхпроводящего металла, по-видимому, может радикальным образом преобразовать зонный спектр носителей тока. Целью настоящей работы является изучение влияния интеркаляции металлами на гальваноманнитные свойства слоистого полупроводника InSe в области криогенных температур.

Исследования осуществлялись на монокристаллах InSe, выращенных по методу Бриджмена. Интеркалирование проводилось по методике, описанной в [5]. Образцы имели форму параллелепипеда размерами $1 \times 2 \times 8$ мм, большая плоскость которых перпендикулярна оси c и получалась при скальвании в жидком азоте. Омические контакты формировались диффузией индия в вакууме. Концентрация электронов в исходном InSe составляла $(2-6) \cdot 10^{14}$ см⁻³. Измерения проводились в области температур 4.3—50 К в диапазоне магнитных полей до 4 Т.

Интеркаляция литием до его концентрации $10^{21}-10^{22}$ см⁻³ приводит к возрастанию удельного сопротивления при 4.3 К в плоскости слоев $\rho_{\perp c}$ и к несколько более резкой зависимости $\rho_{\perp c}(T)$ (рис. 1). Дополнительно-