

при $T_1 = \text{const}$ за счет смещения $T_c(E_y)$ эквивалентно изменению температуры кристалла ΔT при $E_y = \text{const}$ на величину $\Delta T = -K_E \Delta E_y$, $\Delta T < 0$ при $\Delta E_y > 0$ и $\Delta T > 0$ при $\Delta E_y < 0$. Нетрудно видеть тогда, что полученные при четырех различных начальных условиях петли температурного гистерезиса на рис. 1 и диэлектрического гистерезиса на рис. 2 эквивалентны (эквивалентные точки на обоих рисунках обозначены одинаковыми цифрами). Поскольку основной вклад в изменение P_y при изменении T или E_y в кристаллах Rb_2CoCl_4 вносит спонтанная поляризация, имеется также удовлетворительное количественное соответствие между значениями P_y в эквивалентных точках: зачерненные кружки на рис. 1 — значения P_y по данным рис. 2, а на рис. 2 — значения P_y по данным рис. 1, рассчитанные с учетом равенства $\Delta T = -K_E \Delta E$. Видно, что кружки на рис. 2 отклоняются от кривых только в области малых E_y , где основной вклад в измеряемые значения P_y вносит уже не спонтанная, а индуцированная полем поляризация, существенно зависящая от величины поля E_y . Отметим, что измеренные значения ширины температурного и диэлектрического гистерезисов также согласуются с равенством $\Delta T = -K_E \Delta E_y$ ($\Delta T \approx 1$ К, $\Delta E_y \approx 2.5$ кВ/см).

Приведенные выше особенности поляризации H -фазы сегнетоэлектрика согласуются с данными измерения диэлектрической проницаемости в смещающих электрических полях в [8, 9].

Л и т е р а т у р а

- [1] Incommensurate Phases in Dielectrics. Modern Problem in Condensed Matter Sciences. V. 14. 1. North Holland, Amsterdam, 1986.
- [2] Sorge G., Maack N., Shuvalov L. A. // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 93. N 1. P. 315—320.
- [3] Sawada S., Shiroishi Y., Yamamoto A. // Ferroelectrics. 1978. V. 21. N 1/2/3/4. P. 413—415.
- [4] Gesi K. // J. Phys. Soc. Jap. 1985. V 54. N 7. P. 2401—2403.
- [5] Vanek P., Břesina B., Havrankova M., Biros J. // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 95. N 2. P. K101—K103.
- [6] Бржезина Б., Ванек П., Есаян С. Х. и др. // ФТТ. 1986. Т. 28, № 9. С. 2802—2807.
- [7] Гладкий В. В., Сидненко Е. В. // ФТТ. 1971. Т. 13. № 6. С. 1642—1648.
- [8] Струков Б. А., Куруленко Е. П. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 1. С. 199—201.
- [9] Гладкий В. В., Кириков В. А., Смутный Ф. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 8. С. 2534—2536.

Институт кристаллографии АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
3 июня 1988 г.

УДК 537.567

Физика твердого тела, том 31, в. 1, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 1, 1989

ФОТОИОНИЗАЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИКРОКРИСТАЛЛОВ В СТЕКЛЕ

В. Я. Грабовский, Я. Я. Дзенис, А. И. Екимов, И. А. Кудрявцев,
М. Н. Толстой, У. Т. Рогулис

Как показали проведенные исследования [1, 2], полупроводниковые микрокристаллы, выращенные в прозрачной стеклообразной или жидкой матрице, представляют собой потенциальную яму для неравновесных носителей заряда и экситонов. Энергетический спектр таких микрокристаллов определяется эффектом размерного квантования трансляционного

движения квазичастиц и хорошо описывается в предположении о непроницаемости потенциального барьера между микрокристаллом и матрицей [3]. В настоящей работе обнаружено явление фотоионизации микрокристаллов CdS, выращенных в матрице силикатного стекла. Установлено, что неравновесные электроны, создаваемые при межзонном возбуждении микрокристаллов, имеют конечную вероятность преодоления потенциального барьера и выхода в матрицу стекла, где происходит их захват на глубоких ловушках.

Выращивание микрокристаллов и измерение их размеров осуществлялось по методике, описанной в [4]. На рис. 1 приведены спектры поглощения образца, содержащего микрокристаллы CdS со средним значением радиуса $\bar{a}=54 \text{ \AA}$, измеренные до (1) и после (2) рентгеновского облучения ($T=300 \text{ K}$). Наведенное поглощение матрицы (3), обусловленное обра-

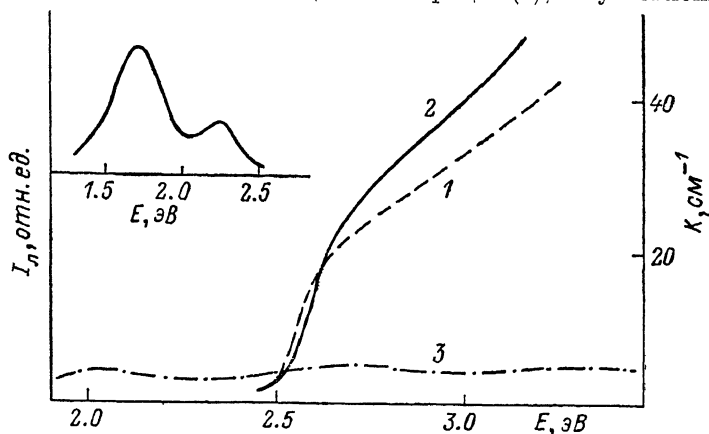


Рис. 1. Спектры поглощения стекла, содержащего микрокристаллы CdS, измеренные до (1) и после (2) рентгеновского облучения в течение 1 ч; и спектр наведенного поглощения матрицы (3).

На вставке — спектр фотолюминесценции микрокристаллов CdS в этом образце.

зованием центров окраски в стекле под действием рентгеновского облучения [5], было измерено на образце, не содержащем микрокристаллы, и вычтено при сравнении спектров 1 и 2. Как видно, облучение образца приводит к существенному изменению его спектра поглощения в области межзонных переходов в микрокристаллах. Это изменение является стабильным при комнатной температуре. Нагрев образца до $\sim 550 \text{ K}$ приводит к восстановлению спектра поглощения до исходного состояния. При этом в процессе нагрева наблюдается термолюминесценция, спектр которой совпадает со спектром фотолюминесценции микрокристаллов CdS в этом образце. Термолюминесценция наблюдается также и после оптического облучения образцов в спектральной области межзонного поглощения микрокристаллов.

Обнаруженные эффекты могут быть связаны с захватом одного или обоих типов неравновесных носителей заряда на глубоких центрах. Для исследования природы центров захвата был использован метод термостимулированной люминесценции (ТСЛ), широко применяемый при изучении глубоких уровней в кристаллах и стеклах [6]. Измерялись кривые ТСЛ, представляющие собой зависимость интенсивности термолюминесценции облученных при $T=80 \text{ K}$ образцов от температуры при линейном нагреве со скоростью 0.1 K/s . На рис. 2 приведены кривые ТСЛ образца, содержащего микрокристаллы CdS со средним радиусом $\bar{a}=32 \text{ \AA}$, и исходного неактивированного стекла. Облучение активированного стекла осуществлялось светом с энергией квантов в области $2.5-4 \text{ эВ}$, поглощаемым только микрокристаллами. Регистрация ТСЛ производилась в спектральной области полосы межпримесной люминесценции микро-

кристаллов CdS с максимумом 1.7 эВ. Напротив, облучение неактивированного стекла осуществлялось в области собственного поглощения матрицы УФ излучением с энергией квантов 6 эВ. Регистрация ТСЛ в этом случае производилась в спектральной области полосы собственной люминесценции стекла с максимумом 3.6 эВ [7]. Как видно из рис. 2, кривые ТСЛ в обоих случаях полностью совпадают и соответствуют термическому разрушению хорошо известных E_1^- центров захвата электронов в стекле [5, 7]. Этот факт однозначно показывает, что при межзонном возбуждении микрокристаллов происходит их фотоионизация, в результате которой электрон покидает микрокристалл и захватывается на собственных электронных ловушках стекла. При нагревании образца электрон возвращается на ионизированный микрокристалл и рекомбинирует с локализованной на нем дыркой, вызывая люминесценцию микрокристаллов CdS.

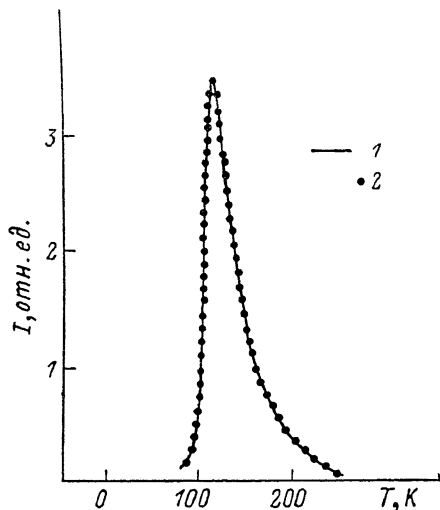


Рис. 2. Кривые ТСЛ стекла, содержащего микрокристаллы CdS (1), и неактивированного стекла (2). $T_{обл.} = 80$ К.

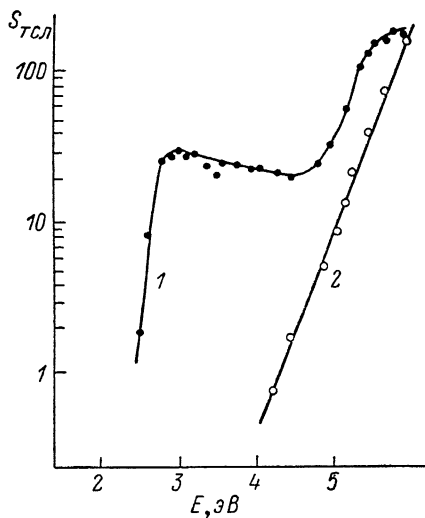


Рис. 3. Зависимость запасенной светосуммы S от энергии квантов возбуждающего света для стекла, содержащего микрокристаллы CdS (1), и неактивированного стекла (2). $T = 80$.

Для исследования спектральной зависимости эффективности ионизации микрокристаллов были измерены спектры эффективности возбуждения ТСЛ, определяемой как зависимость высветившейся светосуммы ТСЛ от длины волны возбуждающего света. Облучение образцов осуществлялось светом лампы ДДС-400 через монохроматор. Доза облучения была постоянна при всех длинах волн облучения. Накопленная светосумма ТСЛ высветивалась в диапазоне температур от 80 до 300 К при скорости сканирования температуры 5 К/с. Полученный таким образом спектр эффективности ТСЛ образца, содержащего микрокристаллы CdS, приведен на рис. 3. Спектральная зависимость эффективности возбуждения неактивированного стекла имеет обычный экспоненциальный вид, соответствующий возбуждению собственных центров, формирующих край фундаментального поглощения стекла [7]. Как видно из рис. 3, запасание светосуммы ТСЛ в образце, содержащем микрокристаллы, начинается с энергии квантов возбуждающего света $E = 2.6$ эВ, соответствующей положению края межзонного поглощения микрокристаллов CdS с радиусом $\bar{a} = 32$ Å [3]. Вплоть до значения $E = 4.6$ эВ эффективность запасаения светосуммы практически не зависит от энергии квантов возбуждающего света. При дальнейшем увеличении энергии облучения наблюдается резкое повышение эффективности ионизации микрокристаллов, которое может быть связано с надбарьерным переносом фотоэлектронов в стекло. Оценка глубины потенциальной ямы для электронов в микрокристалле

~(2.3—2.5) эВ в этом случае хорошо согласуется с величиной, которая может быть получена из насыщения размерного сдвига положения уровней квантования электронов в микрокристаллах CdS [3].

Таким образом, при межзонном оптическом возбуждении полупроводниковых микрокристаллов в стеклообразной матрице происходит их ионизация, обусловленная выходом фотоэлектронов из микрокристалла в матрицу и их захватом на глубоких электронных ловушках стекла. При термической ионизации ловушек в процессе нагрева происходит обратный переход электронов в микрокристалл, где они рекомбинируют с дырками.

Оптическое возбуждение стекол в спектральной области межзонного поглощения микрокристаллов сопровождается постепенной деградацией их люминесцентных и нелинейно-оптических свойств. Этот эффект, так же как и результаты, полученные в работе [8], связаны, по нашему мнению, с фотоионизацией микрокристаллов в стеклообразной матрице при их межзонном возбуждении.

Авторы приносят глубокую благодарность Ал. Л. Эфросу за полезные обсуждения результатов данной работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Екимов А. И., Онущенко А. А. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 6. С. 363—366.
- [2] Rosetti R., Nakahara S., Brus L. E. // J. Chem. Phys. 1983. V. 79. N 2. P. 1086—1088.
- [3] Ekimov A. I., Efros Al. L., Onushchenko A. A. // Sol. St. Commun. 1985. V. 56. N 11. P. 921—924.
- [4] Голубков В. В., Екимов А. И., Онущенко А. А., Цехомский В. А. // Физ. и хим. стекла. 1981. Т. 7. № 4. С. 397—401.
- [5] Mackey J. H., Smith H. L., Halperin A. J. // J. Phys. Chem. Sol. 1966. V. 27. N 11. P. 1759—1772.
- [6] Антонов-Романовский В. В. Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров. М., 1966. Гл. 7.
- [7] Trukhin A. N., Tolstoi M. N., Glebov L. B. et al. // Phys. St. Sol. B. 1980. V. 99. N 3. P. 155—162.
- [8] Roussignol P., Ricard D., Lukasik J., Flitzanis C. // J. Opt. Soc. Am. B. 1987. V. 4, N 11. P. 5—13.

Поступило в Редакцию
10 июня 1988 г.

УДК 530.145

Физика твердого тела, том 31, в. 1, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 1, 1989

ОБНАРУЖЕНИЕ ЭФФЕКТА КАНАЛИРОВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ КВАНТОВ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

В. И. Глебов, Э. И. Денисов, Н. К. Жеваго

Каналирование заряженных частиц в кристаллах — явление, хорошо изученное как теоретически, так и экспериментально [1]. В отличие от этого каналирование фотонов и тепловых нейтронов, как показано в ряде теоретических работ [2—5], невозможно в обычных кристаллах, но такая возможность открывается в структурах с достаточно большим периодом модуляции электронной или ядерной (в случае нейтронов) плотности $d \geq d_c \sim 100 \text{ \AA}$. Взаимодействие частиц с такими структурами (сверхрешетками) в случае, когда углы входа частиц по отношению к плоскостям или осям сверхрешетки достаточно малы, определяется зависящей от пространственных координат восприимчивостью вещества, усредненной по плоскостям или вдоль осей [4, 5]. В случае решеток с не слишком боль-