

ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЕ КАПЛИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $ZnSe$

Р. Балтрамеюнас, Э. Куокийтис

Исследована краевая люминесценция в сильновозбужденных монокристаллах $ZnSe$. Установлено, что при $T = 4,2 K$ за люминесценцию ответственно рекомбинационное излучение электронно-дырочных капель (ЭДК). В результате сопоставления теоретических расчетов и экспериментальных данных определена концентрация носителей в капле $n_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и энергия связи ЭДК: $4 - 7 \text{ мэв}$.

Образование электронно-дырочных капель (ЭДК) в монокристаллах Ge , Si уверенно установлено многочисленными экспериментами [1]. В [2,3] было показано, что каплеобразованию в непрямозонных полупроводниках способствует их зонная структура. Предварительные расчеты для прямозонных кристаллов показали, что энергия капли меньше энергии основного состояния экситона, т.е. капля не стабильна. Однако в [4 — 6] теоретически было обосновано образование капель в полярных полупроводниках, где установлено, что взаимодействие электронно-дырочной системы с оптическими фононами стабилизирует жидкую фазу по отношению к экситонному газу. Экспериментально ЭДК наиболее достоверно исследованы в монокристаллах CdS [7 — 10]. Кроме того, излучение ЭДК обнаружено в $GaAs$ [11, 12], $CdSe$ [9], ZnO [13]. Вопрос каплеобразования в прямозонных кристаллах все же можно считать окончательно не решенным, поэтому необходимы дальнейшие исследования ЭДК в прямозонных полупроводниках.

В настоящей работе исследована краевая люминесценция монокристаллов $ZnSe$ при сильном возбуждении и показано, что полученные результаты можно объяснить исходя из модели ЭДК. Следует указать, что краевая люминесценция $ZnSe$ изучалась в [14, 15], однако особенности спектров люминесценции объяснены моделями неупругого экситон-экситонного и экситон-электронного взаимодействия.

Люминесценция монокристаллов $ZnSe$ возбуждалась третьей гармоникой излучения АИГ: Nd^{3+} лазера. Исследованы монокристаллы, выращенные из расплава. Максимальная плотность возбуждения при фокусировке луча на поверхность образца была $I_0 = 3 \text{ Мвт/см}^2$. Измерения проводились на свежесколотых монокристаллах, которые погружались в жидкий гелий. Для регистрации фотолюминесценции применялся решеточный монохроматор с линейной дисперсией 6 \AA/мм . Регистрация спектров фотоэлектрическая с использованием синхронного детектирования.

Спектры фотолюминесценции $ZnSe$ при разных уровнях возбуждения приведены на рис. 1. При слабом возбуждении краевое излучение состоит из узких линий с максимумами $I_1 = 2,796$; $I_2 = 2,790$ и $I_3 = 2,781 \text{ эв}$, обусловленных люминесценцией экситон-примесных комплексов [16].

С повышением уровня возбуждения структура спектра сглаживается и в излучении проявляется только одна широкая полоса с максимумом у $E_k = 2,785 \text{ эв}$. Положение максимума, форма этой линии излучения сла-

бо изменяется с уровнем возбуждения образца. Максимум полосы отстает от основного состояния экситона на 15 мэв. Показатель степени люксинтенсивной характеристики близок к единице, при крайне высоких интенсивностях возбуждения насыщается. Как полуширина новой полосы, так и другие характерные признаки не позволяют отождествить ее с излучением при неупругом экситон-экситонном или экситон-электронном взаимодействии.

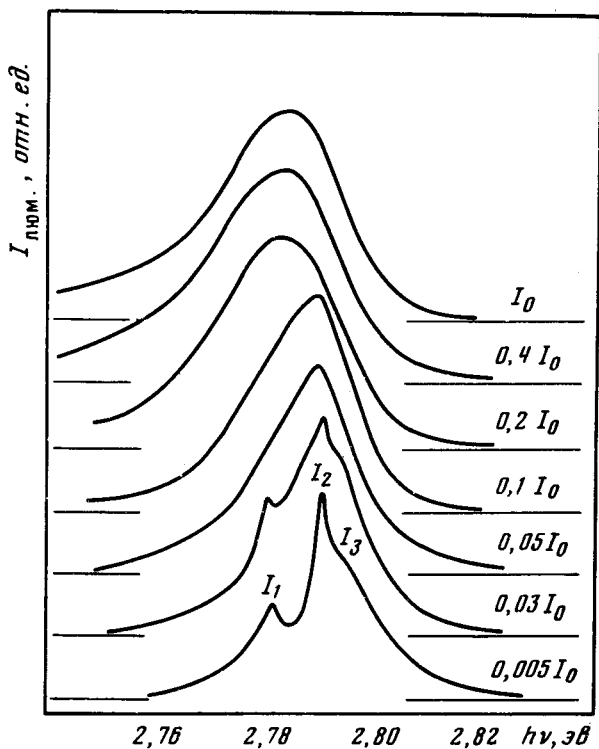


Рис. 1. Спектры люминесценции монокристаллов ZnSe

По всей видимости за обнаруженное излучение ответственно излучение сильно вырожденной электронно-дырочной плазмы, конденсировавшейся в ЭДК. Рассчитаем среднюю энергию, приходящуюся на электронно-дырочную пару в зависимости от плотности пар и определим концентрацию, соответствующую минимуму средней энергии. При $T = 0$ в ϵ_0 -приближении [2] средняя энергия на $e-h$ -пару в электронно-дырочной жидкости равна:

$$\langle E(n) \rangle \equiv \langle E(r_s) \rangle = \frac{2,21}{r_s^2} - \frac{1,832}{r_s} + E_{\text{корр}}(r_s), \quad (1)$$

где $r_s = \frac{1}{a_0} \left(\frac{3}{4\pi n} \right)^{1/3}$; a_0 — боровский радиус экситона, для ZnSe равен 33 \AA . Корреляционная энергия $E_{\text{корр}}(r_s)$ рассчитывалась на основе результатов работы [3]. Расчет по (1) показывает, что минимум энергии равен $\langle E(n) \rangle_{\text{мин}} = -0,94 E_{ex}$ т.е. несколько выше энергии основного состояния экситона (рис.2). Однако учет взаимодействия

электронов и дырок с LO -фононами приводит к понижению минимума энергии на пару частиц [4, 5] и, таким образом, они могут конденсироваться в ЭДК. Концентрация носителей, соответствующая минимуму энергии e - h -пары, равна $n_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Эта концентрация в случае конденсации должна быть равна концентрации в капле. Зная концентрацию минимума энергии, рассчитаем форму линии излучения и путем сопоставления с экспериментом определим "фиолетовую" границу спектра, а тем самым энергию связи ЭДК¹⁾. Для прямых разрешенных межзонных переходов в случае квазиравновесного распределения электронов и дырок в зонах форма линии излучения описывается следующим образом:

$$I(h\nu) = \left\{ 1 + \exp \left[\left(F_e + \frac{m_h}{m_e + m_h} (h\nu - E_g) \right) \frac{1}{k_B T} \right] \right\}^{-1} \left\{ 1 + \exp \left[\left(E_h + \frac{m_e}{m_e + m_h} (h\nu - E_g) \right) \frac{1}{k_B T} \right] \right\}^{-1}, \quad (2)$$

где F_e и F_h — квазиуровни Ферми для электронов и дырок. "Красную" границу спектра для прямых переходов определит величина заполнения зон:

$$h\nu_{кр} = h\nu_{\phi} - (F_e + F_h). \quad (3)$$

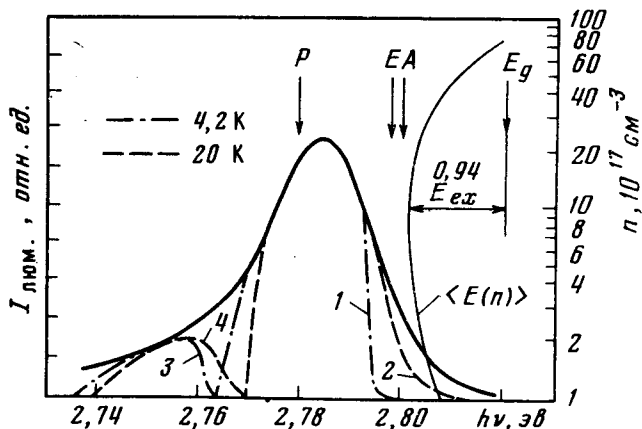


Рис. 2. Спектральное распределение излучения ЭДК при максимальных возбуждениях (сплошная линия), а также форма линий, рассчитанная по формуле (2) (кривые 1, 2) и (4) (кривые 3, 4). Точками показана зависимость средней энергии $\langle E(n) \rangle$, приходящейся на e - h -пару от концентрации. Стрелками A , E и P обозначены положения максимумов излучения свободного экситона, линий экситон-электронного и экситон-экситонного взаимодействий соответственно

1) В случае капель минимум энергии e - h -пары совпадает с "фиолетовой" границей спектра излучения ЭДК [1]).

На рис. 2 сплошная линия соответствует экспериментальному спектру, а линии 1 и 2 — теоретическим кривым, рассчитанным при $n_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для $T = 4, 2$ и 20 К соответственно. Как следует из сопоставления, удовлетворительное согласие теории и эксперимента имеется лишь в центральной части спектра. Теория не соответствует эксперименту в длинноволновой и коротковолновой областях спектра, что отмечалось и в других работах [7]. Длинноволновое излучение, имеющее место за резкой "красной" границей теоретического спектра, может быть обусловлено как многочастичным взаимодействием носителей в ЭДК так и взаимодействием с фононами. Мы попытались оценить вклад излучательных переходов с участием LO -фонона в длинноволновое крыло спектра излучения по следующей формуле (для простоты считаем, что матричный элемент перехода постоянен):

$$I(h\nu) = \int_0^{h\nu'} \sqrt{\epsilon} \sqrt{h\nu' - \epsilon} \left\{ 1 + \exp \left[\left(\epsilon - F_e \right) \frac{1}{k_B T} \right] \right\}^{-1} \left\{ 1 + \exp \left[\left(h\nu' - \epsilon - F_h \right) \frac{1}{k_B T} \right] \right\}^{-1} d\epsilon, \quad (4)$$

где $h\nu' = h\nu + E_{\text{фон}} - E_g$; $h\nu$ — энергия излучаемого фотона. На рис. 2 кривые 3, 4 соответствуют расчету по (4) для $T = 4, 2$ и 20 К соответственно. Видим, что взаимодействие с фононами приводит к затягиванию "красной" границы, хотя других механизмов исключить тоже нельзя.

Коротковолновое излучение претерпевает перепоглощение по сравнению с длинноволновым, поэтому этот край спектра искажен. Следует указать, что "фиолетовый" край чувствителен к температуре излучающей системы неравновесных носителей. Так как при сильных возбуждениях температура электронов может отличаться от решетки [17, 18], она играет роль еще одного параметра при сопоставлении теории и эксперимента. Как видно, для $T = 20 \text{ К}$ согласие теории и эксперимента дает лучший результат для коротковолнового края, чем при $4, 2 \text{ К}$.

Таким образом, сопоставляя эксперимент с теоретическим расчетом, можем определить энергию связи ЭДК. Считая, что энергия связи определяется как расстояние между минимумом энергии, приходящейся на e - h -пару и энергией основного состояния экситона, получаем величину $4 - 7 \text{ мэВ}$. Следует отметить, что более точно энергия связи ЭДК определяется по спектрам усиления [7, 9], однако в нашем случае из-за малости коэффициента не удалось достаточно точно измерить спектр усиления.

Авторы признательны Ю. Вайткусу и Э. Скайстису за интерес к работе.

Вильнюсский
государственный университет
им. В. Капсукаса

Поступила в редакцию
31 мая 1978 г.

Литература

- [1] Optical properties of solids. New Developments, ed. by B.O. Seraphin, 1976, N.Y.

- [2] M. Combescot, P. Nozieres. *J. Phys. C. Solid State Phys.*, **5**, 2369, 1972.
- [3] W.F. Brinkman, T.M. Rice. *Phys. Rev.*, **B7**, 1508, 1973.
- [4] Л.В. Келдыш, А.П. Силин. *ЖЭТФ*, **69**, 1053, 1975.
- [5] G. Beni, T.M. Rice. *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 874, 1976.
- [6] M. Rösler, R. Zimmermann. *Phys. Stat. Sol.*, **b**, **83**, 85, 1977.
- [7] В.Г. Лысенко, В.И. Ревенко, Т.Г. Тратас, В.Б. Тимофеев. *ЖЭТФ*, **68**, 335, 1975.
- [8] G.O. Müller, H.H. Weber, V.G. Lysenko, V.I. Revenko, V.B. Timofeev. *Solid State Communications*, **21**, 217, 1977.
- [9] R.F. Leheny, J. Shah. *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 871, 1976.
- [10] R.F. Leheny, J. Shah. *Phys. Rev. Lett.*, **38**, 511, 1977.
- [11] T. Moriya, T. Kushida. *Solid State Comm.*, **14**, 245, 1974.
- [12] В.Б. Стопачинский. *ЖЭТФ*, **72**, 592, 1977.
- [13] T. Skettrup. *Solid State Comm.*, **23**, 741, 1977.
- [14] K. Era, D.W. Langer. *J. of Luminescence*, **1**, **2**, 514, 1970.
- [15] H. Saito, S. Shionoya. *J. of Phys. Soc. Japan*, **37**, 423, 1974.
- [16] H. Roppischer, J. Jacobs, B.V. Novikov. *Phys. Stat. Sol.*, **a**, **27**, 123, 1975.
- [17] J. Shah. *Phys. Rev.*, **b**, **9**, 562, 1974.
- [18] J. Shah, C. Lin, R.F. Leheny, A.E. Digiovani. *Solid State Comm.*, **18**, 487, 1976.
-