

УВЛЕЧЕНИЕ ЭКСИТОНОВ В КРИСТАЛЛАХ CdS ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Н.Н.Зиновьев, У.Парманбеков, И.Д.Ярошецкий

Исследована кинетика экситонного излучения в кристаллах CdS с возбуждаемой и противоположной поверхностями образца – спектры времени прелета. Обнаруженные гигантские изменения в спектрах времени прелета экситонов через образец свидетельствуют о наблюдении эффекта увлечения экситонов.

Известно, что поверхностное возбуждение полупроводника создает неоднородные концентрации свободных экситонов (СЭ) и свободных носителей (СН), экспоненциально спадающие по координате с характерной постоянной L_D – диффузионной длиной. Однако, при достаточно больших интенсивностях возбуждения возможно проявление новых эффектов, которые приводят к изменению отмеченного распределения. Как показано впервые в [1, 2], в связи с проблемой исследования движения электронно-дырочных капель (ЭДК), возникающие в результате генерации и рекомбинации свободных экситонов и свободных носителей неравновесные фононы могут приводить к новому эффекту – увлечению СЭ и ЭДК потоком таких фононов. Однако, в отличие от ЭДК, зарегистрировать эффект увлечения СЭ не удалось [2, 3]. С другой стороны, в материалах с прямой запрещенной зоной необходимо учитывать возможность многократного переизлучения и перепоглощения фотона [4], что приводит к фотостимулированному процессу переноса частиц на расстояния превышающие L_D .

В настоящей работе обнаружен перенос СЭ и высказаны соображения о возможном механизме наблюдаемого явления. В эксперименте исследовались монокристаллы CdS, выращенные из газовой фазы с $N_D \lesssim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и толщиной $l = 2 \div 100 \text{ мкм}$. Возбуждение образца осуществлялось N_2 -лазером со стробоскопической системой регистрации спектра люминесценции [5]. Рекомбинационное излучение регистрировалось в двух геометриях: когда волновой вектор возбуждающего излучения k_I параллелен волновому вектору рекомбинационного излучения k_L ($k_I \parallel k_L$) и когда вектор k_I антипараллелен вектору k_L ($k_I \parallel -k_L$). В указанных условиях исследовалось поведение кинетики и интенсивности люминесценции, отражающее временное и пространственное распределение экситонов в образце¹⁾. Как видно из рис.1 кинетика излучения на линии фононного повторения СЭ (кривая 5) в диапазоне интенсивностей возбуждения $I = 5 \cdot 10^{21} \div 5 \cdot 10^{23} \text{ квантов} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ не меняется ни с изменением интенсивности возбуждения, ни с изменением геометрии опыта [5]. В отличие от этого излучение на линии

¹⁾ Следует отметить, что интенсивность линии СЭ пропорциональна числу экситонов в тонком приповерхностном слое $\sim a_x^{-1}$ (где $a_x \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$ – коэффициент поглощения света на линии СЭ). Интенсивность линии фононного повторения СЭ определяется общим числом СЭ в занимаемом ими объеме.

СЭ испытывает существенные изменения. Во-первых, с ростом l сверхлинейно растет интенсивность излучения СЭ в геометрии $k_I \parallel k_L$ в противоположность практически линейному закону для $k_I \parallel -k_L$ (рис.2). Во-вторых, полуширина импульса излучения СЭ при $k_I \parallel k_L$ уменьшается, максимум смещается к началу возбуждения с ростом l , тогда как при $k_I \parallel -k_L$ форма импульса СЭ практически не изменяется (рис.1, кривые 2 - 4). Такое anomальное поведение люминесценции СЭ при различных геометриях эксперимента свидетельствует о появлении сторонней силы, зависящей от l и вызывающей дрейф СЭ вглубь кристалла. Это, в свою очередь, приводит и к появлению СЭ на противоположной возбуждаемой поверхности образца, что свидетельствует о наблюдении удления экситонов.

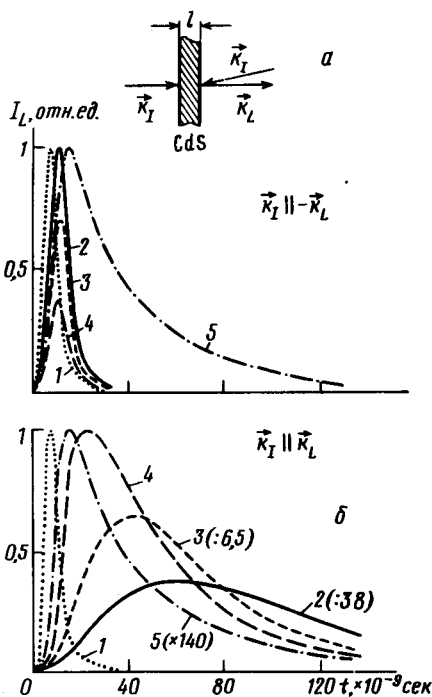


Рис. 1

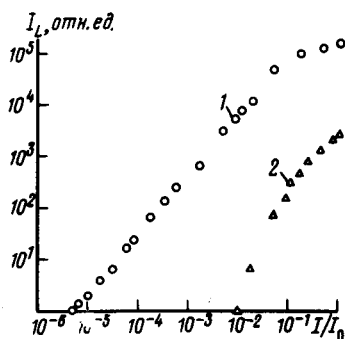


Рис. 2

Рис.1. Кинетика люминесценции в геометриях $k_I \parallel -k_L$ и $k_I \parallel k_L$, $T = 77$ К: 1 - форма импульса возбуждающего излучения N_2 -лазера; форма импульса излучения СЭ при: 2 - $l = 5 \cdot 10^{21}$ квантов \cdot см $^{-2}$ \cdot сек $^{-1}$, 3 - $l = 5 \cdot 10^{22}$ квантов \cdot см $^{-2}$ \cdot сек $^{-1}$, 4 - $l = 5 \cdot 10^{23}$ квантов \cdot см $^{-2}$ \cdot сек $^{-1}$, 5 - форма импульса излучения фоновонного повторения СЭ при $l = 5 \cdot 10^{21} + 5 \cdot 10^{23}$ квантов \cdot см $^{-2}$ \cdot сек $^{-1}$

Рис.2. Зависимость интенсивности люминесценции в максимуме линии излучения СЭ от интенсивности возбуждения I , $T = 77$ К: 1 - $k_I \parallel -k_L$, 2 - $k_I \parallel k_L$

В качестве возможного механизма увлечения СЭ можно привлечь идею "фононного ветра", предложенную в [2]¹⁾. Интенсивность люминесценции СЭ пропорциональна их концентрации $n(x, t)$; которая в нашем случае должна удовлетворять уравнению диффузии с дрейфовым членом $-\dot{j}_d = \frac{Df}{k_B T} n$, где D — коэффициент диффузии, f — сила увлечения, T — температура. Предполагая для упрощения, что на поверхности образца действует источник генерации СЭ — $g = \delta(x) \delta(t)$, пренебрегая поверхностной рекомбинацией и считая, что $n(x, t)_{x \rightarrow \infty} \rightarrow 0$, $t \rightarrow \infty$, получаем выражение для $n(x, t)$ в следующем виде:

$$n(x, t) = \frac{1}{2\pi^{1/2}} (Dt)^{-1/2} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \exp\left[-\frac{\left(x - \frac{Df}{k_B T} t\right)^2}{4Dt}\right] \quad (1)$$

$$t \geq 0.$$

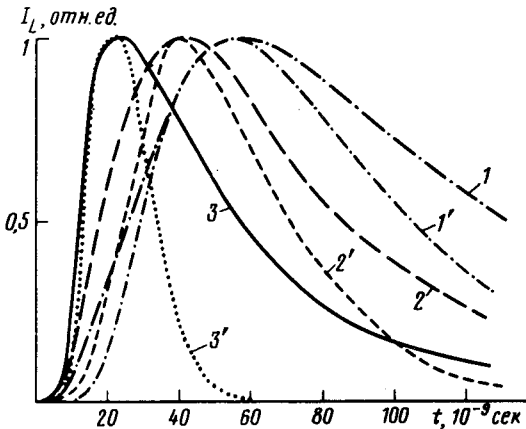


Рис.3. Сопоставление наблюдаемой формы импульса излучения СЭ в геометрии $k_I \parallel k_L$ с рассчитанной по (1), $T = 77 \text{ K}$: 1 — $I = 5 \cdot 10^{21}$ квантов $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$; 2 — $I = 5 \cdot 10^{22}$ квантов $\times \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$; 3 — $I = 5 \cdot 10^{23}$ квантов $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Расчет по (1) для: 1' — $v = 8 \cdot 10^3 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$, 2' — $v = 3 \cdot 10^4 \text{ см} \times \text{сек}^{-1}$, 3' — $v = 8 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$

¹⁾ Проведенные оценки показали, что объяснение результатов опыта за счет эффекта переизлучения [4] вызывает затруднение вследствие необходимости привлечения нелинейного механизма рекомбинации частиц. Возможные нелинейные процессы рекомбинации в системе экситонов должны приводить к излучению в спектральной области малых коэффициентов поглощения (длина свободного пробега таких фотонов превышает размеры образца), и, следовательно, к невозможности увеличения коэффициента диффузии экситонов. Значительное время действия силы увлечения, наблюдаемое на опыте, может быть обусловлено эффектом "горячего пятна" [6].

На рис.3 сопоставлены результаты расчета по (1) для различных скоростей движения экситонов $v = Df/k_B T$ и $x = l = 20$ мкм. При расчете предполагалось постоянство силы увлечения в течение времени пролета СЭ через образец [6]. Из данных рис.3 следует, что в исследуемом диапазоне интенсивностей ($I = 5 \cdot 10^{21} \div 5 \cdot 10^{23}$ квантов \cdot см $^{-2}$ \times сек $^{-1}$) скорость движения СЭ $v = (0,8 \div 8) \cdot 10^4$ см/сек $< s$ (где s — скорость звука). Величина силы увлечения $f = (0,8 \div 8,5) \cdot 10^{-11}$ дин при $I = 5 \cdot 10^{21} \div 5 \cdot 10^{23}$ квантов \cdot см $^{-2}$ \cdot сек $^{-1}$. Из полученных экспериментальных данных можно оценить величину τ_p — время релаксации по импульсу СЭ. Считая, что в рассматриваемом случае время затухания силы увлечения велико по сравнению с τ_p , имеем

$$\tau_p = \frac{v m_x}{f}.$$

Для рассматриваемого случая $\tau_p = 8 \cdot 10^{-13}$ сек при $T = 77$ К. Как следует из (1), уменьшение времени жизни экситонов вызывает сужение импульса излучения в геометрии $k_I \parallel k_L$. Действительно, на образцах с $\tau \leq 2 \cdot 10^{-9}$ сек наблюдение эффекта увлечения СЭ резко затруднено. Следует отметить, что эффект падает с ростом температуры, что может быть объяснено уменьшением времени жизни неравновесных фононов. При низких температурах эффект также уменьшается, что обусловлено уменьшением времени жизни СЭ за счет излучательной рекомбинации через состояние связанных экситонов с $\tau \leq 10^{-9}$ сек [7, 8].

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17 марта 1981 г.
После переработки
22 апреля 1981 г.

Литература

- [1] Л.В.Келдыш. Письма в ЖЭТФ, 23, 100, 1976.
- [2] В.С.Багаев, Л.В.Келдыш, Н.Н.Сибельдин, В.А.Шветков. ЖЭТФ, 70, 702, 1976.
- [3] J.C.Hensel, T.G.Phillips, G.A.Thomas. Sol. St. Phys., 32, стр. 87, 1977; имеется перевод: Т.Райс, Дж.Хенсел, Т.Филлипс, Г.Томас "Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках", М., изд. Мир, 1980, стр. 131, 167.
- [4] М.С.Епифанов, Е.А.Боброва, Г.Н.Галкин. ФТП, 9, 1529, 1975; М.С.Епифанов, Г.Н.Галкин, Е.А.Боброва, В.С.Вавилов. ФТП, 11, 75, 1977.
- [5] Н.Н.Зиновьев, У.Парманбеков, И.Д.Ярошецкий. ФТП (в печати), 1981 г.
- [6] J.C. Hensel, R.C.Dynes. Phys. Rev. Lett., 39, 969, 1977.
- [7] Э.И.Рашба, Г.Э.Гургенишвили. ФТТ, 4, 1029, 1962.
- [8] С.Н. Henry, K.Nassau. Phys. Rev., B1, 1628, 1970.