

Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 9, стр. 508 – 512 5 мая 1972 г.

**НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ GaAs
В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ**

B. С. Багаев, Л. И. Падучих, В. Б. Стопачинский

В наиболее чистых полупроводниках, таких как германий и кремний, при высоких уровнях возбуждения и низких температурах экситоны или, как полагают некоторые авторы, биэкситоны конденсируются в электронно-дырочные капли [1 – 3]. При дальнейшем увеличении уровня возбуждения практически все излучение этих полупроводников определяется рекомбинацией электронов и дырок в каплях. В отличие от Ge и Si арсенид галлия принадлежит к числу "прямых" полупроводников с разрешенными оптическими переходами, для которых характерна быстрая релаксация концентрации неравновесных носителей и экситонов с временами $\tau \lesssim 10^{-9}$ сек. Такие времена жизни свободных экситонов в арсениде галлия могут оказаться меньше характерных времен конденсации, которые согласно измерениям, выполненным на Ge и Si, составляют $\gtrsim 10^{-8}$ сек [4, 5]. В результате существующие представления о механизме конденсации [6] вряд ли могут быть применены к арсениду галлия.

В настоящей статье приводятся экспериментальные данные, которые, тем не менее, позволяют сделать предположение о существовании в арсениде галлия конденсированной фазы с постоянной плотностью, возникающей при низких температурах и высоких уровнях оптического возбуждения.

Эксперименты выполнены на чистых эпитаксиальных пленках арсенида галлия с параметрами: $n = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\mu = 67 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{в}\cdot\text{сек}$ при 77°K . Максимальный уровень возбуждения, равный $10^{22} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ достигался острой фокусировкой излучения аргонового лазера мощностью $0,15 \text{ вт}$. Образцы находились в сверхтекучем жидком гелии при температуре $1,5^\circ\text{K}$. На рис. 1 приведены спектры излучения, полученные при различных уровнях возбуждения. Интенсивность излучения линий I_3 , I_1 , I_3 и I_4 , имеющих экситонную природу [7], и линии I_2 , обусловленной рекомбинацией электрона на мелком доноре с лыркой в валентной зоне, изменяется пропорционально уровню оптического возбуждения. При сравнительно высоких плотностях оптической накачки в спектре излучения появляется спектрально широкая полоса I_K , положение максимума которой не совпадает ни с одной из наблюдавшихся узких линий излучения. Интегральная интенсивность I_K зависит сверхлинейно от уровня возбуждения (как I^3), благодаря чему эта полоса полностью доминирует в спектре при уровнях возбуждения, превышающих $3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$.

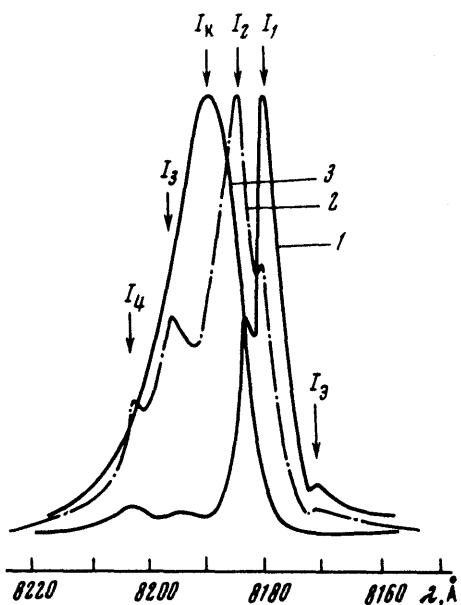


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции GaAs при $T = 1,5^\circ\text{K}$ и различных уровнях оптического возбуждения I :
 1 — $I = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$,
 2 — $I = 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$,
 3 — $I = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$

Электрическое поле, приводящее к ударной ионизации свободных экситонов и мелких доноров¹⁾ не влияет на основные характеристики излучения I_K . При наличии в кристалле электрического поля линия I_K наблюдалась и при сравнительно невысоких уровнях возбуждения, когда без поля в спектре доминировало излучение свободных и связанных экситонов. Причем, положение в спектре и форма линии I_K остаются неизменными по сравнению с соответствующими характеристиками

¹⁾Согласно проведенным измерениям ионизация экситонов происходит в поле $E = 1 \text{ в/см}$, ударная ионизация доноров имеет место при $E = 3 \text{ в/см}$.

при максимальных уровнях возбуждения. Это обстоятельство позволило получить зависимость интегральной интенсивности излучения I_K от уровня оптического возбуждения в более широком интервале изменения накачки (рис. 2). Экспериментальные точки получены при наличии в

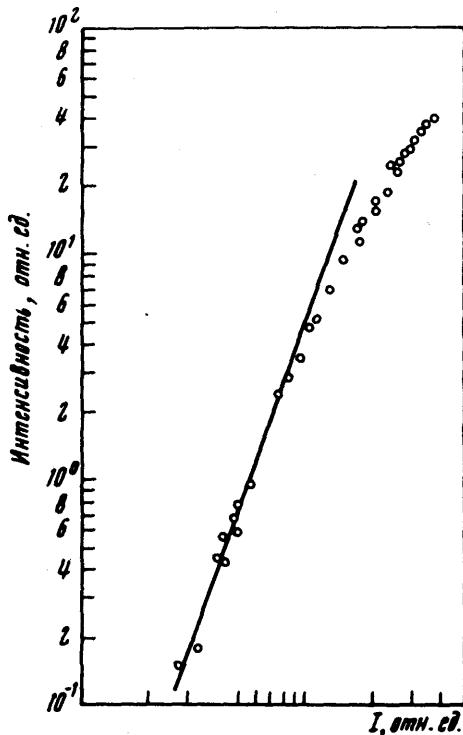


Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения I_K от уровня оптического возбуждения I при $E = 4 \text{ в/см}$

кристалле электрического поля $E = 4 \text{ в/см}$, которое полностью исключило вклад в регистрируемое излучение процессов с участием свободных и локализованных экситонов. Совокупность имеющихся экспериментальных данных позволяет предположить, что за появление линии излучения I_K могут быть ответственны "металлические" электронно-дырочные капли. Однако в отличие от германия и кремния в арсениде галлия конденсируются свободные электроны и дырки, о чем свидетельствуют проведенные измерения при наличии электрического поля. Для определения плотности конденсата из экспериментальных данных была рассчитана форма линии излучения вырожденной электронно-дырочной плазмы в полупроводниках с прямыми разрешенными переходами. Расчет проводился по формуле,

$$I(\hbar\omega - \epsilon_g') \sim \frac{(\hbar\omega - \epsilon_g')^{1/2}}{\left[\exp \left(\frac{(\hbar\omega - \epsilon_g') \frac{\mu}{m_e} - F_e}{kT} + 1 \right) \right] \left[\exp \left(\frac{(\hbar\omega - \epsilon_g') \frac{\mu}{m_h} - F_h}{kT} + 1 \right) \right]},$$

где, ϵ_g' — ширина запрещенной зоны для носителей, рекомбинирующих в каплях, μ — приведенная масса электрона и дырки $\mu = m_e m_h / (m_e + m_h)$, F_e — энергия Ферми электронов, F_h — энергия Ферми дырок.

Расчетная и экспериментальная кривые совмешались по положению максимума. Наилучшее совпадение теории и эксперимента имело место при равновесной концентрации $n_0 = P_0 = 1,1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и температуре $T = 3,8^\circ\text{K}$ (рис. 3).

Оценки основных характеристик электронно-дырочных капель в арсениде галлия, подобные проведенным в работе [1], дают $n_0 = P_0 = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Расхождение с величиной, полученной из анализа спектральных кривых, обусловлено существованием "косых" переходов, связанных с оже-рекомбинацией электронов и дырок в каплях. Последняя несомненно имеет место, о чем свидетельствует длинноволновый хвост экспериментальной кривой (рис. 3).

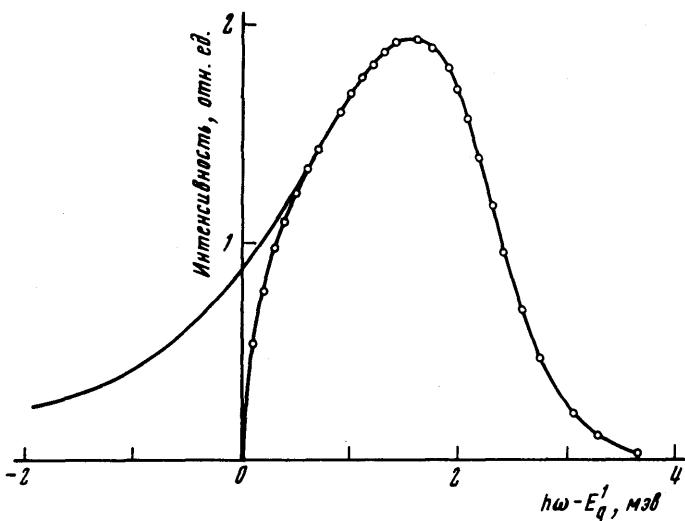


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции GaAs: 1 — экспериментальная кривая ($I = 10^{22} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, $T = 1,5^\circ\text{K}$); 2 — расчетная кривая (формула 1 при $n_0 = P_0 = 1,1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T = 3,8^\circ\text{K}$)

Рассчитанное локальное изменение ширины запрещенной зоны, обусловленное корреляционным и обменным взаимодействием носителей составляет $7,6 \text{ мэв}$. Определенная по излучению глубина потенциальной ямы, равная $8,7 \text{ мэв}$, находится в удовлетворительном согласии с рассчитанной величиной. Небольшое расхождение не является неожиданным, поскольку при численных оценках энергии конденсата не учитывалась поправка, связанная с корреляционным взаимодействием носителей противоположного знака.

Авторы глубоко признательны Л.В.Келдышу за полезные дискуссии, а также В.Ф.Дворянкину и А.А.Телегину за предоставленные в их распоряжение эпитаксиальные пленки арсенида галлия.

Литература

- [1] Я.Е.Покровский, К.И.Свистунова. ФТП, 4, 491, 1970.
 - [2] В.С.Багаев, Л.И.Падучих, А.Ф.Плотников. Сб. Экситоны в полупроводниках, М., Изд. Наука, 1971 стр. 50.
 - [3] В.М.Аснин, А.А.Рогачев, Н.П.Саблина. ФТП, 808, 1970.
 - [4] F.D.Cuthbert. J. of Lumin., 1, 307, 1970.
 - [5] C.Benoit à la Guillaume, M. Voos, F.Salvan J.M.Laurant, A.Bonnot. C.R. 272, 236-B, 1971.
 - [6] Л.В.Келдыш. Труды X Междунар. конф. по физике полупроводников. М., 1968.
 - [7] Jagdeep Shah, R.C.C.Zeite, R.E.Nahory. Phys. Rev., 184, 811, 1969.
-