

КИНЕТИКА КОНДЕНСАЦИИ ЭКСИТОНОВ

Л. В. Келдыш, С. Г. Тихолев

УДК 537.311.33

Численно исследованы решения уравнений, описывающих кинетику конденсации экситонов. Количественное сопоставление полученных зависимостей концентрации электронно-дырочных капель (ЭДК) от температуры и уровня возбуждения с имеющимися экспериментальными данными позволяет установить связь между коэффициентом поверхностного натяжения ЭДК и их энергией связи.

В работах /1,2/ исследовалась кинетика конденсации экситонов и вычислялась концентрация образующихся критических зародышей электронно-дырочных капель (ЭДК) при различных условиях эксперимента. В работе /2/ на основе известной теории /3-5/ образования зародышей жидкой фазы в пересыщенном паре было показано, что при включении лазерного возбуждения большинство зародышей ЭДК рождается в течение узкого временного интервала вблизи момента времени  $t_m$ , когда концентрация экситонов  $n(t)$  достигает своего максимального значения  $n_m \equiv n(t_m)$ . Для определения концентрации капель было получено следующее выражение:

$$N = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{kT}{\beta \Delta} \frac{v_T N_1}{n_0^{2/3}} \sqrt{\frac{n_m^3 \ln^3 \frac{n_m}{n_{OT}}}{|n_m^*|}} \exp\left(-\lambda / \ln^2 \frac{n_m}{n_{OT}}\right), \quad (I)$$

где  $T$  - температура,  $v_T = \sqrt{kT/2\pi M}$  - тепловая скорость экситонов,  $M$  - их эффективная масса,  $N_1$  - концентрация примесей, являющихся центрами конденсации,  $n_{OT} = \gamma \left(\frac{M_d kT}{2\pi \hbar^2}\right)^{3/2} \exp(-\Delta/kT)$  - равновесная концентрация экситонов над плоской поверхностью электронно-дырочной жидкости,  $\Delta$  - работа выхода экситона из ЭДК при плоской поверхности,  $M_d$  - эффективная масса плотности состояний эксито-

нов,  $\nu$  - кратность вырождения основного состояния экситона,  $\alpha$  - коэффициент поверхностного натяжения ЭДК,  $n_0$  - равновесная концентрация пар в ЭДК,  $\beta = \alpha/\Delta n_0^{2/3}$ ,  $\lambda = (2\pi/3)(2\beta\Delta/kT)^3$ ,  $n_m^* = \left. \frac{\partial^2 n}{\partial t^2} \right|_{t=t_m}$

Значения  $n_m$ ,  $n_m^*$ ,  $t_m$  являются решениями системы уравнений

$$g(t_m) - \frac{n_m}{\tau} = 2\pi^{3/2} \sqrt{\frac{\beta\Delta}{kT}} v_T^4 N_1 n_0^{1/3} n_m \left( \frac{n_m - n_{OT}}{n_0} \right)^3 \left( \frac{n_m \ln^3 \frac{n_m}{n_{OT}}}{\lambda |n_m^*|} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{\lambda}{\ln^2 \frac{n_m}{n_{OT}}} \right), \quad (2)$$

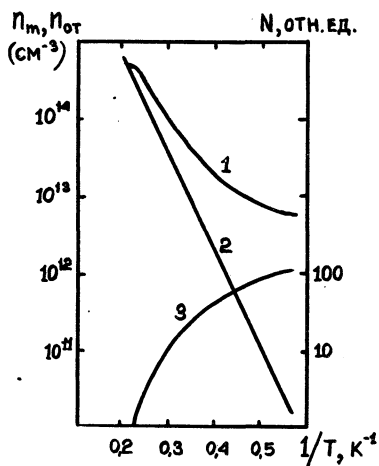
$$n_m^* = \left( \frac{dg}{dt} \right)_{t_m} -$$

$$- 8\pi \sqrt{\frac{\beta\Delta}{kT}} v_T^4 N_1 n_0^{1/3} \left( \frac{n_m - n_{OT}}{n_0} \right)^3 \frac{n_m^2 \ln^3 \frac{n_m}{n_{OT}}}{\lambda |n_m^*|} \exp \left( - \frac{\lambda}{\ln^2 \frac{n_m}{n_{OT}}} \right), \quad (3)$$

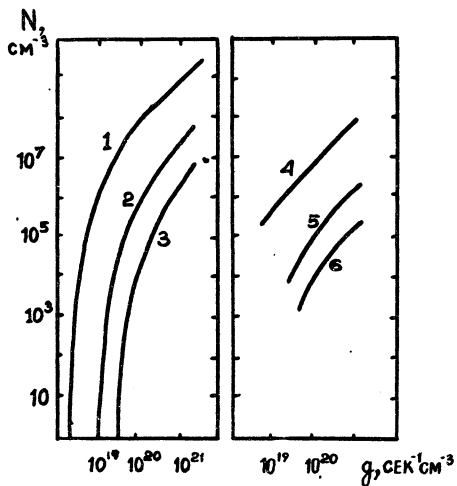
$$n_m = \int_0^{t_m} \exp \left( - \frac{t_m - t}{\tau} \right) g(t) dt, \quad (4)$$

где  $g(t)$  - скорость генерации неравновесных носителей источником возбуждения в момент времени  $t$ ,  $\tau$  - время жизни экситонов.

В настоящей работе мы приведем результаты численного решения уравнений (1)-(4) при зависимости  $g(t) = g[1 - \exp(-t/t_0)]$ , где  $t_0$  - длительность фронта, и следующих значениях параметров:  $n_0 = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $M = 0,4m_e$ ,  $M_d = 0,335m_e$ ,  $\nu = 16$ ,  $\tau = 5 \cdot 10^{-6}$  сек,  $\alpha = (1 \div 3) \cdot 10^{-4} \text{ эрг/см}^2$ ,  $\Delta = (1,5 \div 2,7) \text{ МэВ}$ ,  $g = (10^{17} \div 10^{21}) \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$ ,  $t_0 = 3 \cdot 10^{-6}$  сек ("короткий" фронт) либо  $t_0 = 3 \cdot 10^{-5}$  сек ("длинный" фронт). Концентрация примесей  $N_1$  варьировалась в пределах от  $10^{10}$  до  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ , при этом концентрация ЭДК менялась максимум на порядок (результаты, приведенные ниже, вычислены при  $N_1 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ).

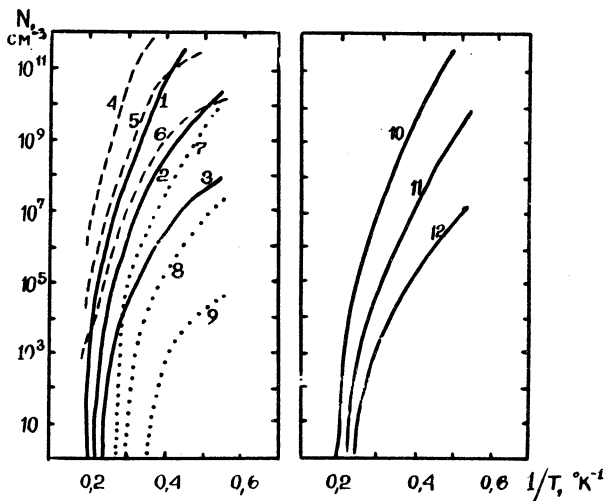


Р и с.1. Зависимости  $n_m$  (1),  $n_{от}$  (2) и  $N$  (3) от обратной температуры



Р и с.2. Зависимости концентрации ЭДК от скорости экситонов при различных значениях параметров (пояснения в тексте)

Характерная зависимость пересыщения  $n_m$  от обратной температуры показана на рис.1 (при  $g = 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$ ,  $t_0 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$ ) кривая 1. Кривая 2 - равновесная концентрация  $n_{OT}$  и 3 - концент-



Р и с.3. Зависимости концентрации ЭДК от обратной температуры при различных значениях параметров (пояснения в тексте)

рация капель  $N$ . Видно, что при высоких температурах (близких к пороговой)  $n_m \approx g\tau$  и  $N \approx 0$ . При понижении температуры  $n_m$  уменьшается, однако медленнее, чем  $n_{OT}$ , т.е. растет пересыщение газа и резко начинает возрастать  $N$ .

На рис.2 показаны зависимости  $N(g)$  при температурах: кривые 1,4 -  $2,6^\circ\text{K}$ ; 2,5 -  $3,2^\circ\text{K}$ ; 3,6 -  $3,6^\circ\text{K}$ . Левая часть - "короткий", правая - "длинный" фронты.  $\Delta = 2,1 \text{ мэв}$ ,  $\alpha = 2 \cdot 10^{-4} \text{ эрг/см}^2$ . Следует отметить, что в случае длинного фронта уравнения (1)-(4) не имеют решений вблизи критической скорости генерации. Из рис. 2 видно, что а) зависимость  $N(g)$  при малых  $g$  является сверхлинейной (особенно при коротком фронте) и становится линейной при больших уровнях генерации; б) при фиксированном уровне генерации крутизна зависимости  $N(g)$  падает с понижением температуры. Оба результата качественно согласуются с экспериментом.

Таблица I

$\Delta$ , мэВ	№ кривых	$\alpha$ , эрг/см <sup>2</sup>	№ кривых
2,1	I,2,3,10,11,12	$1 \cdot 10^{-4}$	I,4,7,10
1,5	7,8,9	$2 \cdot 10^{-4}$	2,5,8,11
2,7	4,5,6	$3 \cdot 10^{-4}$	3,6,9,12

На рис.3 показаны зависимости  $N$  от обратной температуры при  $g = 10^{20}$  см<sup>-3</sup> сек<sup>-1</sup>. Левая часть - "короткий"; а правая - "длинный" фронт. Для количественного сравнения с экспериментальными результатами работы /2/  $\Delta$  и  $\alpha$  варьировались в широких пределах (см. табл. I) Лучшее количественное согласие с экспериментом дают кривые 2 и II ( $\Delta = 2,1$  мэВ,  $\alpha = 2 \cdot 10^{-4}$  эрг/см<sup>2</sup>). Кривые 6, 7, не очень существенно отличающиеся по величине от 2 в области низких температур, имеют пороговые температуры, существенно отличные от наблюдающихся на эксперименте (так, например, в случае кривой 6  $N \approx 10^4$  см<sup>-3</sup> при  $T \approx 5^\circ\text{K}$ ). Поэтому наиболее вероятными представляются значения  $\Delta = (2,1 \pm 0,3)$  мэВ и  $\alpha = (2 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$  эрг/см<sup>2</sup>, причем выбор большего значения  $\Delta$  требует уменьшения поверхностного натяжения  $\alpha$  и наоборот.

Была также построена зависимость пороговой скорости генерации от температуры  $g_c(T)$  при  $t_0 = 3 \cdot 10^{-6}$  сек,  $\Delta = 2,1$  мэВ и  $\alpha = 2 \cdot 10^{-4}$  эрг/см<sup>2</sup> (пороговой считалась такая скорость генерации, при которой концентрация капель  $N \approx 10^3$  см<sup>-3</sup>) По этой зависимости была определена так наз. "термическая" энергия связи  $6/\Delta_c$ , которая оказалась зависящей от температуры:  $\Delta_c = 1,9$  мэВ при  $T = 3,5 \pm 4^\circ\text{K}$  и  $\Delta_c = 1,5$  мэВ при  $T = 2 \pm 2,5^\circ\text{K}$ .

Расчеты выполнены на ЭВМ Wang - 2200.

Поступила в редакцию  
12 марта 1976 г.

### Л и т е р а т у р а

1. R. M. Westervelt, J. L. Staehli, E. E. Haller, C. D. Jeffries. Paper presented at Oji Seminar on Physics of Highly Excited States in Solids, Tomakomai, Japan, September 9-13, 1975. To be published in conference proceedings.

2. В. С. Багаев, Н. В. Замковец, Л. В. Келдыш, Н. Н. Сибельдин, В. А. Цветков, ЖЭТФ 70, 1501 (1976); Препринт ФИАН № 139, 1975 г.
3. E. Becker, W. Döring. Ann. der Phys., 24, 719 (1935).
4. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 12, 525 (1942).
5. Я. И. Френкель. Кинетическая теория жидкостей. М., "Наука", 1975 г., гл. VII.
6. J. C. McGroddy, M. Voos, O. Christensen. Sol. St. Comm., 12, 1801 (1973).