

ОСЦИЛЛЯЦИИ ПЛОТНОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ НОСИТЕЛЕЙ НАД ЭДК В AgBr

М.С.Бродин, А.О.Гуща, Б.И.Лев, В.В.Тищенко

Рассмотрено впервые наблюдавшееся явление периодического во времени изменения плотности и температуры газовой фазы носителей, окружающих электронно-дырочные капли (ЭДК). Дана качественная интерпретация явления и сделаны оценки периода колебаний.

В настоящей работе описаны наблюдаемые нами временные осцилляции плотности и температуры газовой фазы носителей, окружающей ЭДК, при стационарном возбуждении кристаллов AgBr. В этом полярном, многодолинном полупроводнике газовая фаза является смесью экситонов и биэкситонов, а ЭДК характеризуются значительной энергией конденсации $\varphi \approx 55$ мэВ, относительно коротким временем жизни $\tau_0 \sim 10^{-8}$ с^{1,2} и ярко выраженным эффектом саморазогрева³. Спектры излучения AgBr таковы³, что удобнее следить за колебаниями плотности биэкситонной составляющей газовой фазы, а колебания температуры этой фазы регистрировать по ее экситонной компоненте. Эксперименты проводились на автоматизированной спектральной установке, подробно описанной в³. Объемное возбуждение образцов AgBr осуществлялось с помощью непрерывного He - Cd-лазера. При этом падающая на кристалл мощность плавно в течении $\sim 10^2$ с увеличивалась до значения, на порядок превышающего порог конденсации, а затем с помощью системы отрицательной обратной связи³ поддерживалась на одном и том же уровне с точностью не хуже 3% в течении $\sim 10^4$ с. На всем протяжении этого промежутка времени с интервалом $\sim 10^2$ с измерялась интегральная интенсивность полосы излучения биэкситонов (полоса EM³), пропорциональная их плотности. Кроме того, с тем же интервалом времени регистрировалась спектральная форма полосы излучения, появляющегося в результате актов междолинного переброса экситонов (полоса ES^{3,4}). Спектральные характеристики этой полосы (ширина у основания, положение максимума) могут служить индикатором температуры $\theta = kT$ экситонного газа.

На рис.1, 2 приведены экспериментальные результаты, которые свидетельствуют о существовании временных осцилляций с характерным периодом $\sim 1,5 \cdot 10^3$ с, наблюдаемых для плотности биэкситонов и температуры экситонного газа над ЭДК при постоянной во времени скорости генерации $g \sim 10^{19}$ см⁻³ · с⁻¹ электронно-дырочных пар в объеме AgBr. Колебания плотности и температуры синфазны. Максимальная амплитуда колебаний температуры, оцененная из данных на рис. 2, составляет $2 \div 3$ К. Период наблюдаемых осцилляций зависит, вообще говоря, от величины g , увеличиваясь с нею.

Анализ кинетики наблюдавшегося явления связан с рассмотрением поведения во времени радиуса (R) родившихся капель, средней плотности (\bar{n}) газовой фазы и температуры (Θ^*) ЭДК в результате конденсации и испарения. Ради простоты предположим, что газовая фаза состоит из частиц только одного сорта, например экситонов, и рассмотрим однородный случай. Тогда:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\gamma v_T}{n_0} (\bar{n} - n_T) - \frac{R}{3\tau_0}, \quad (1)$$

$$\frac{d\bar{n}}{dt} = g - \frac{\bar{n}}{\tau} - 4\pi R^2 N \gamma v_T (\bar{n} - n_T), \quad (2)$$

$$\frac{dc\Theta^*}{dt} = 4\pi R^2 \varphi \gamma v_T (\bar{n} - n_T) + h(\Theta^*) (\Theta^* - \Theta_p), \quad (3)$$

где v_T , $\gamma \sim 1$ и n_T^5 – соответственно тепловая скорость, коэффициент прилипания к капле и термодинамически равновесная концентрация над ЭДК радиусом R для экситонов; n_0 и N – равновесная плотность ЭДК и их концентрация соответственно; τ – время жизни экситонов, c – теплоемкость ЭДК $h(\Theta^*)$ – коэффициент теплоотдачи в решетку, Θ_p – температура решетки.

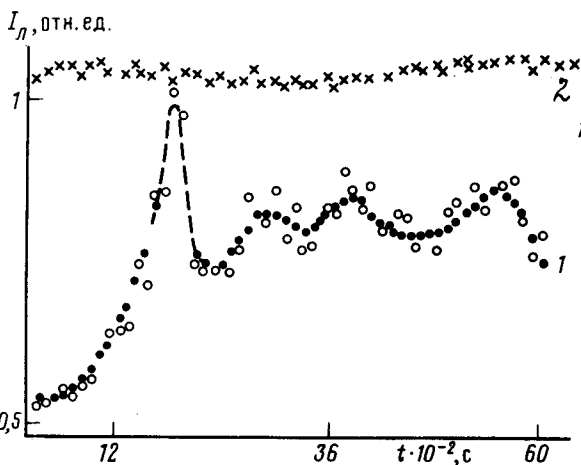


Рис. 1

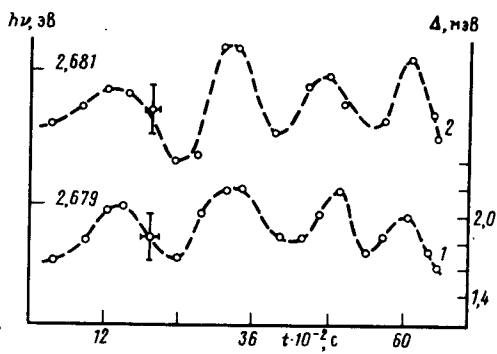


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость интенсивности излучения биэкситонов (1) от времени при стационарном возбуждении кристаллов AgBr: (○) – экспериментальные точки, (●) – результат сглаживания по методу наименьших квадратов экспериментальных точек; 2 – ”контрольная зависимость, демонстрирующая отклик регистрирующей системы на неизменный во времени сигнал люминесценции. Этим сигналом являлось излучение связанного на изоэлектронной ловушке экситона при стационарном (с точностью 3%) возбуждении AgBr мощностью ниже порога конденсации. Температура термостата $10 \pm 0,1$ К. Соотношение сигнал/шум не хуже 32 дБ. Максимальная точка на зависимости 1 соответствует $8 \cdot 10^3$ регистрируемых изоэлектронных импульсов ФЭУ

Рис. 2. Временная зависимость энергетического положения ($h\nu$) максимума – 2 и ширины (Δ) – 1 полосы ES при стационарном возбуждении AgBr. Температура термостата $10 \pm 0,1$ К

Первоначальное пересыщение газа приводит к конденсации и возникновению определенного количества капель. Стационарное решение уравнения (1) дает два значения радиуса ЭДК, между которыми скорость их роста положительна:

$$R_{1,2} = \frac{3\delta n\tau_0 \gamma v_T}{2n_0} \left(1 \pm \sqrt{-\frac{8\sigma n_T(\Theta^*)}{3(\delta n)^2 \Theta^* \tau_0 \gamma v_T}} \right), \quad (4)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения ЭДК, $\delta n = \bar{n} - n_T(\Theta^*)$.

Начиная с момента времени, когда основная масса капель с $R < R_1$ распалась (этот момент соответствует первому очень резкому максимуму зависимости I на рис. 1) концентрацию оставшихся ЭДК можно считать неизменной, так как характерное время ее изменения при стационарном возбуждении астрономически велико по сравнению с рассматриваемыми временами⁶. Значит, если бы при изменении размеров ЭДК выполнялось условие $\bar{n}, \Theta, \Theta^* = \text{const}$, капли могли бы расти от R_1 до другого стационарного размера R_2 . Но так как концентрация и температура экситонного газа в результате конденсации уменьшаются, а температура ЭДК растет, капли будут расти только до размера R_0 , определяемого из условий:

$$\frac{d}{dR} \left(\frac{\gamma v_T}{n_0} (\bar{n} - n_T) \right) \Big|_{R=R_0, \Theta^*=\Theta_0^*} = \frac{1}{3\tau_0}, \quad (5)$$

$$g - 4\pi R_0^3 N \frac{n_0}{\tau_0} = \frac{n}{\tau}, \quad (6)$$

$$4\pi R_0^3 \varphi \frac{n_0}{\tau_0} = h(\Theta_0^*)(\Theta_0^* - \Theta_p) . \quad (7)$$

Точка поворота, описываемая условиями (5) – (7), определяет неустойчивость системы и обратное уменьшение радиуса ЭДК. Чтобы определить период возможного колебательно-го режима, можно рассмотреть условие при котором $\delta R = R - R_0 \sim e^{i\lambda t}$, а с ним и $\delta \bar{n}$, $\delta \Theta^*$, будут осциллировать: $4\pi R_0^2 N \gamma v_T \tau_0 < 1$ и указать минимальную частоту этих колебаний:

$$\lambda = \sqrt{\frac{4\pi R_0^2 \gamma v_T}{\tau_0 c} \frac{n_T(\Theta_0^*) \varphi^2}{(\Theta_0^*)^2}} . \quad (8)$$

Используя в (8) параметры, характерные для AgBr^3 , получаем $\lambda^{-1} \simeq \frac{1}{\sqrt{0,6}} \cdot 10^3$ с, что

весьма близко к эксперименту. Подчеркнем, что относительно большое значение периода наблюдаемых колебаний связано с тем, что осциллируют макроскопические параметры системы – R , \bar{n} и Θ . Изменение этих параметров определяется в свою очередь разностью между быстрыми процессами: испарение + рекомбинация и конденсация, которая становится как угодно малой вблизи точки, описываемой условиями (5) – (7).

В заключение необходимо отметить, что приведенный анализ нуждается в существенных уточнениях, которые будут сделаны в более подробной работе. Но несомненный интерес представляет сам факт наблюдения вышеописанных осцилляций, обусловленных саморазогревом ЭДК.

Литература

1. Hulin D., Mysyrowicz A., Combescot M., Pelant I., Benoit a la Guillaume G. Phys. Rev. Lett., 1977, 89, 1169.
2. Kleinfeld Th., Stolz H., von der Osten W. Solid State Comm., 1979, 31, 59.
3. Бродин М.С., Гуца А.О., Тищенко В.В. ЖЭТФ, 1987, 92, 932.
4. Бродин М.С., Гуца А.О., Тищенко В.В. ФТТ, 1985, 27, 2064.
5. Багаев В.С., Замковец Н.В., Келдыш Л.В., Сибельдин Н.Н., Цветков В.А. ЖЭТФ, 1976, 70, 1501.
6. Westerwelt R.M. Phys. Stat. Sol (b), 1976, 76, 31.