

ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ ФОНОНОВ НА КИНЕТИКУ
ИЗЛУЧЕНИЯ ЭДК В ГЕРМАНИИ

Т. А. Астемиров, В. С. Багаев,

Л. И. Падучих, А. Г. Поляков

УДК 537.311.33

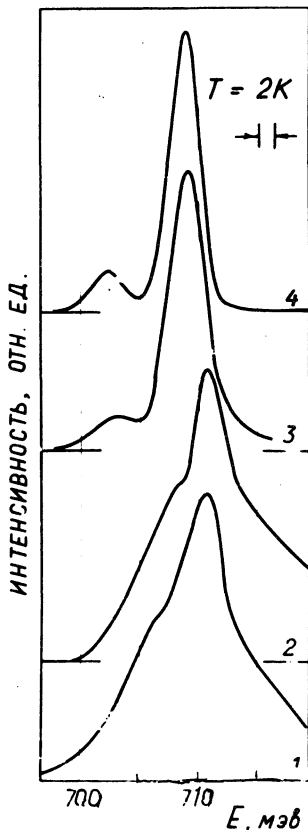
При высоких уровнях оптического возбуждения и гелиевых температурах обнаружены особенности кинетики фотолуминесценции Ge, свидетельствующие о разлете электронно-дырочных капель. Приведенные оценки скоростей и времен пролета ЭДК согласуются с результатами эксперимента.

При безизлучательной рекомбинации носителей в электронно-дырочных каплях (ЭДК) возникают потоки неравновесных фононов. Взаимодействие ЭДК с такими фононами может привести к изменению многих параметров, характеризующих капли: коэффициента диффузии, их размеров и времен жизни /1,2/. В работе /3/ теоретически показано, что под действием "фононного ветра" может наблюдаться разлет электронно-дырочных капель. Причем скорость их разлета в значительной мере определяется объемом, занимаемым электронно-дырочной жидкостью в полупроводнике, и возрастает с увеличением этого объема. Настоящая работа предпринята с целью экспериментального изучения этого явления в Ge.

Исследовались спектры и кинетика излучения Ge (с концентрацией примесей меньше 10^{11} см^{-3}) при мощном фотовозбуждении и $T = 2$ и $4,2 \text{ К}$. Генерация носителей осуществлялась импульсными лазерами на парах металлов с длинами волн $0,51$ и $1,3 \text{ мкм}$ и длительностью импульса $\tau_{\text{л}}$ соответственно 10 и 20 нсек . Система регистрации с применением малоинерционного Ge-фотодиода и накопителей электрических сигналов имела временное разрешение (длительность фронта нарастания лазерного импульса) 50 нсек . Исследовались образцы прямоугольной формы с размерами $5 \times 5 \times 1 \text{ мм}^3$.

При генерации носителей с плотностью, превышающей равновесную величину n_0 для Ge, равную $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, создавались условия

для разлета электронно-дырочной жидкости. Последняя возникала, когда интенсивность оптического возбуждения J превышала величину, равную $\sqrt{D/\tau_u \omega_0}$, где D - коэффициент диффузии неравновесных носителей, ω - энергия кванта падающего излучения. На рис. I показаны спектры фотolumинесценции Ge при $T = 2$ К для случая, когда вблизи поверхности образца генерировалась плотная электронно-дырочная плазма. Оценки ее плотности дают величину $\approx 10^{19}$ см $^{-3}$. При этом излучение лазера было сфокусировано в пятно $\phi = 200$ мкм. В начальные моменты времени, сразу после окончания светового импульса, спектры фотolumинесценции значительно уширены и имеют энергетический сдвиг (кривые 1 и 2). Форма спектров 1 и 2 показывает существование двух видов излучения. Первое дает широкую полосу, возникающую в результате рекомбинации плотной электронно-дырочной плазмы. Второе, с более узкой спектральной полосой, по-видимому, может быть приписано излуче-



Р и с. I. Спектры фотolumинесценции Ge при $T = 2$ К и $J = 5 \cdot 10^5$ Вт/см 2 , записанные при различных положениях строб-импульса относительно светового сигнала. 1 - $5 \cdot 10^{-3}$; 2 - $8 \cdot 10^{-8}$; 3 - $1,8 \times 10^{-7}$ и 4 - $5 \cdot 10^{-7}$ сек

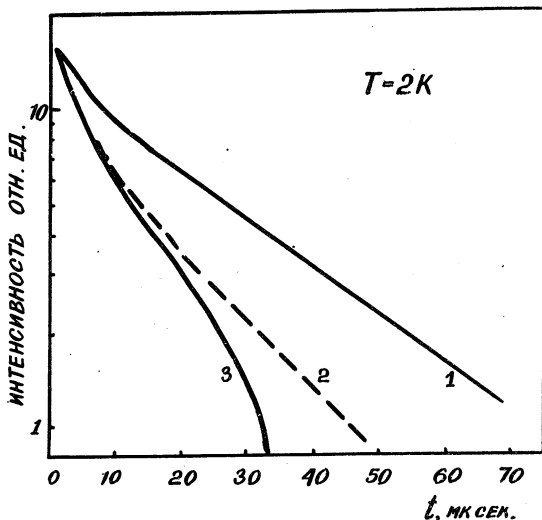
нию мелким каплям. Последние образуются вдали от поверхности образца, в силу наличия градиента концентрации неравновесных носителей при таком способе возбуждения. Известно, что в условиях сильно пересыщенного пара критические радиусы зародышей малы и, в зависимости от скорости оптической генерации, могут иметь размеры $10^{-5} + 10^{-6}$ см. При этом наблюдаемый спектральный сдвиг ли-

нии излучения ЭДК ($E = 709$ мэв) в коротковолновую область может быть обусловлен уменьшением энергии связи носителей в каплях за счет поверхностного натяжения /4,5/. Грубая оценка по полушарине плазменного излучения показывает, что плотность носителей близка к 10^{19} см⁻³. Известно, /3/, что возмущения плотности в такой плазме распространяются со скоростью $v_{\Phi} = R_{\Phi}/m \gg v_s$, где R_{Φ} - импульсы электронов и дырок на поверхности ферми, а v_s - скорость звука. "Взрыв" электронно-дырочной жидкости, согласно оценкам, приведенным в /3/, тоже должен происходить за времена, соизмеримые со временем релаксации концентрации носителей до равновесной величины. Как видно из рис.1, спектр излучения приобретает вид, характерный для ЭДК, за времена меньше $2 \cdot 10^{-7}$ сек (кривые 3 и 4). На рисунке представлены две компоненты излучения капель, соответствующие испусканию $1A'$ ($E=709$ мэв) и $1O$ ($E=703$ мэв) фонов.

На рис. 2 показаны спады интенсивности излучения ЭДК во времени при трех различных уровнях оптического возбуждения: 1 - $3 \cdot 10^2$; 2 - 10^4 ; 3 - $5 \cdot 10^5$ вт/см². Число фотонов, падающих на образец, одинаково в экспериментах, представленных кривыми 2 и 3. Общепринятые представления о кинетике ЭДК в Ge /6-9/, которые сводятся к двум определяющим ее механизмам - излучательной рекомбинации и испарению капель - не могут объяснить экспериментальные кривые. Это связано с тем, что в потоке неравновесных фононов, генерированных при мощном фотовозбуждении (2 и 3), часть капель может уйти за пределы апертуры регистрирующей системы, а часть - достичь поверхности образца, где скорость безизлучательной рекомбинации больше, чем в объеме.

На рис. 3 показаны кривые, описывающие кинетику фотолуминесценции экситонов ($E = 714$ мэв) и электронно-дырочных капель при $T = 4,2$ К и трех уровнях оптического возбуждения. Кривые нормированы и приведены к одной амплитуде. Следовало ожидать переход газа экситонов из состояния пересыщенного пара в состояние, близкое к термодинамическому квазиравновесию. Тем не менее в начальные моменты времени наблюдалось непрерывное увеличение интенсивности излучения экситонов. При этом спад излучения капель происходил быстрее, чем в последующие моменты времени. Интенсивность люминесценции экситонов в максимуме имела плато,

протяженность которого возрастала с уровнем оптической накачки (рис.3). Спад интенсивности излучения свободных экситонов был подобен наблюдавшемуся для ЭДК.



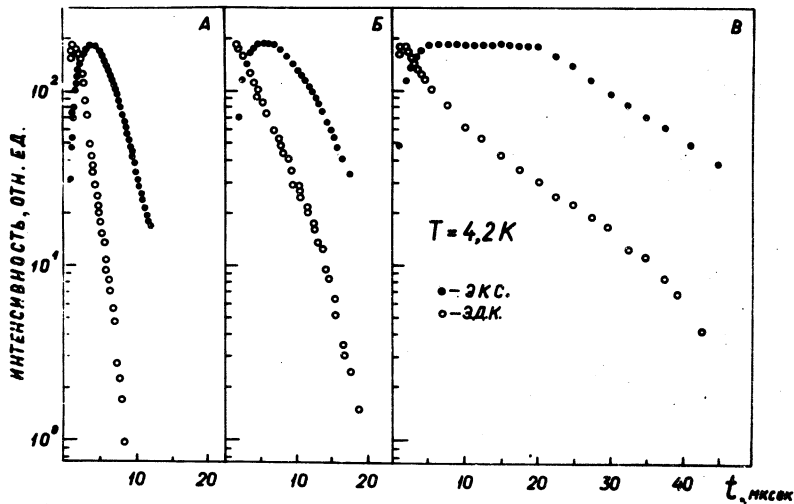
Р и с.2. Зависимость интенсивности излучения ЭДК от времени при $T = 2\text{ K}$ и уровнях оптического возбуждения J ($\text{вт}/\text{см}^2$) = $3 \cdot 10^2$ (1), 10^4 (2) и $5 \cdot 10^5$ (3)

В работе /3/ было показано, что ЭДК, образовавшиеся в результате развития неустойчивости неравновесной плазмы, под действием силы фоновонного ветра f разлетаются с начальной скоростью $v = f/M_0 \gamma$, где $f = 4\pi r^2 L$ для плоского случая и $f = (4/3)\pi r^2 R$ для сферы. Здесь введены обозначения: L - толщина слоя генерированных носителей с плотностью n_0 , R - радиус сферы. Для Ge $\rho = \approx 10^2 \text{ г}/2 \text{ см}^{-3/2} \text{ сек}^{-1}$ /3/, а коэффициент, характеризующий три капли при движении в кристаллической решетке, $\gamma = 2 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$ при $T = 2\text{ K}$ и $\gamma = 2 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$ при $T = 4,2\text{ K}$ /1,10/. при разлете некоторого объема с равномерным распределением ЭДК сила фоновонного ветра может быть рассчитана с введением добавочного множителя \bar{n}/n_0 , где \bar{n} - средняя концентрация электронно-дырочных пар.

Уравнения движения капли, отделившейся от основного объема в точке R_0 или L_0 , имеют соответственно вид:

$$R(t) = R_0 \lambda^{1/3} (t/\tau_0)^{1/3}, \quad (1)$$

$$L(t) = L_0 \lambda^t / \tau_0, \quad (2)$$



Р и с. 3. Зависимость интенсивности излучения экситонов и капель от времени при $T = 4,2 \text{ K}$ и уровне оптического возбуждения $J \text{ (вт/см}^2\text{)} = 2,0 \cdot 10^2 \text{ (А)}$; $3,5 \cdot 10^2 \text{ (Б)}$ и $7,5 \cdot 10^2 \text{ (В)}$

где $\lambda = 4\pi r^2 \tau_0 / M_0 \gamma$, а M_0 - плотность эффективной массы электронно-дырочной жидкости. Формулы (1) и (2) справедливы, когда $t < \tau_0$, а $v < v_s / 3$.

Нетрудно показать, что при очень низких температурах $T \leq 2 \text{ K}$ и уровнях оптического возбуждения таких, что выполняются условия $L = v \tau / \lambda$, либо $R = 3v_s \tau / \lambda$, дрейф капель может начаться с начальными скоростями, близкими к скорости звука в полупроводнике. Так, например, в экспериментах по исследованию кинетики спада излучения ЭДК (рис. 2, кривая 3) оцененная величина начальной ско-

рости составляла $4 \cdot 10^4$ см/сек (рассматривался сферический случай). Согласно формулам, приведенным в работе /3/, вынужденный дрейф капель до противоположной грани образца должен происходить за время $\tau_1 \gg \tau_0 = 40$ мксек в случае, представленном кривой 1, и соответственно за времена $\tau_2 = 46$ и $\tau_3 = 18$ мксек для кривых 2 и 3, что удовлетворительно согласуется с экспериментом (рис.2).

При $T = 4,2$ К дрейф капель существенно ослаблен их взаимодействием с решеткой. По этой причине скорости капель быстро затухали. Оцененные по формулам (1) и (2) расстояния пролета капель составляли несколько микрон. Интенсивное испарение экситонов с поверхности движущихся капель приводило к росту числа регистрируемых частиц. Нарушение квазиравновесия системы ЭДК-экситоны в сторону более интенсивного испарения последних происходило в течение всего времени, пока осуществлялся разлет капель в "экситонном вакууме". При этом наблюдалось более резкое падение интенсивности излучения капель, чем в последующие моменты времени при восстановленном квазиравновесии системы (рис.3).

В заключение авторы благодарят Л. В. Келдыш за обсуждение экспериментальных результатов, В. Б. Стопачинского за помощь в эксперименте.

Поступила в редакцию
19 мая 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. С. Багаев, Л. В. Келдыш, Н. Н. Сибельдин, В. А. Цветков. *ЖЭТФ* 70, 702 (1976).
2. M. Voos, K. L. Shaklee, J. M. Worlock. *Phys. Rev. Lett.*, 33, 1161 (1974).
3. Л. В. Келдыш. Письма в *ЖЭТФ*, 23, 100 (1976).
4. А. С. Алексеев, В. С. Багаев, Т. И. Галкина. *ЖЭТФ*, 63, 1020 (1972).
5. B. Etienne, C. Benoît á la Guillaume, M. Voos. *Phys. Rev. Lett.*, 35, 536 (1975).
6. J. S. Hensel, T. C. Phillips, T. M. Rice. *Phys. Rev. Lett.*, 30, 227 (1973).

7. C. Benoit á la Guillaume, M. Capizzi, B. Etienne. Solid State Comm., 15, 1031 (1975).
8. R. M. Westerwelt, T. K. Lo, J. S. Staehly, C. D. Jeffries. Phys. Rev. Lett., 32, 1051 (1974).
9. Т. А. Астемиров, В. С. Багаев, Л. И. Падучих. В сб. Модуляционная спектроскопия полупроводников и диэлектриков. г. Сухуми, 1975 г., стр. 45.
10. A. S. Alekseev, T. A. Astemirov, V. S. Bagaev, T. I. Galkina, N. A. Penin, N. N. Sibeldin, V. A. Tsvetkov. Proceedings of the Twelfth International Conference on the Physics of Semiconductors., pp. 91-95. B. G. Teubner Stuttgart, 1974.