

ВРЕМЯ ОБРАЗОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ КАПЕЛЬ В ГЕРМАНИИ

Э. Л. Нолле, А. Фазилов

Известно, что в чистом германии коротковолновое излучение при 77°K обусловлено аннигиляцией экситонов /1/, которые при температурах ниже 10°K , согласно работам /2,3/, конденсируются в электронно-дырочные капли, или, согласно /4/, связываются в биэкситоны. Если происходит образование биэкситонов, то время связывания экситонов в биэкситоны τ_c должно уменьшаться при увеличении уровня возбуждения, так как этот процесс является бимолекулярным и $\tau_c = (\gamma n_p)^{-1}$, где γ - коэффициент связывания, n_p - концентрация экситонов, определяемая уровнем возбуждения.

В случае электронно-дырочных капель их время образования будет слабо зависеть от уровня возбуждения, так как, согласно /3/, конденсация, по-видимому, происходит на зародышах, количество которых определяется концентрацией примесей или дефектов N . Время образования капель определяется начальным процессом образования зародышей, так как по мере роста зародышей сечение захвата увеличивается пропорционально $n_k^{2/3}$, где n_k - число экситонов в капле. Для того, чтобы пренебречь последующими стадиями образования капли, достаточно, по-видимому, учесть время, за которое сечение зародыша увеличится в 10 раз, что произойдет после захвата приблизительно 30 экситонов. Их время захвата можно выразить в виде ряда и оценить время образования электронно-дырочных капель:

$$\tau_0 = \sum_{m=1}^M \frac{1}{m^{2/3} \sigma v N} = \frac{S}{\sigma v N}, \quad (1)$$

где v - тепловая скорость экситонов, σ - сечение захвата зародышем первого экситона, которое, предположим, определяется радиусом экситона a_0 и равно $\sigma = \pi a_0^2$, S - сумма первых M членов ряда, равная $S \approx 7$ для $M = 30$.

Время образования электронно-дырочных капель определялось из измерения величины задержки t_m максимума интенсивности люминесценции капель после выключения возбуждения, которая возникает при возбуждении импульсами длительностью $t_0 \ll \tau_0$. В этом случае зависимость интенсивности излучения от времени после выключения возбуждения имеет вид^{*)}

$$J = g \frac{\tau_k}{\tau_k - \tau_0} \left[1 - \exp(-t_0/\tau_k) \right] \exp(-t/\tau_k) - \\ - g \frac{\tau_0}{\tau_k - \tau_0} \left[1 - \exp(-t_0/\tau_0) \right] \exp(-t/\tau_0), \quad (2)$$

и имеет максимум при

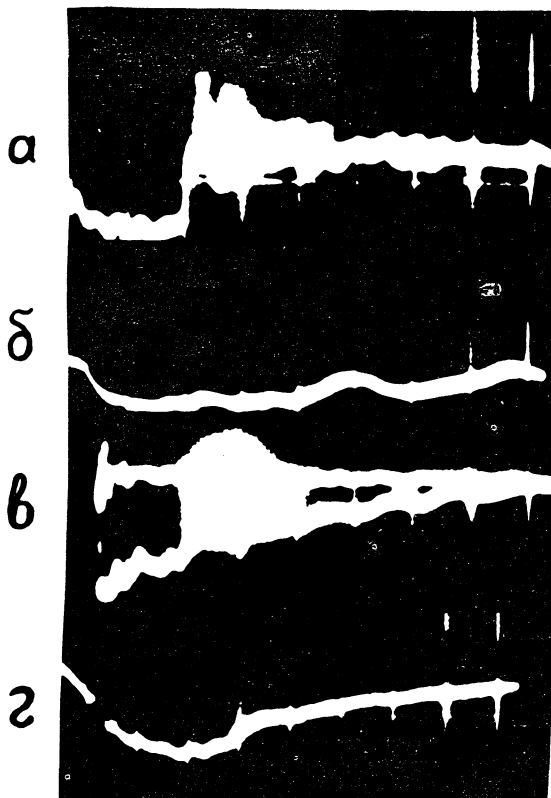
$$t_m = \frac{\tau_k \tau_0}{\tau_k - \tau_0} \ln \frac{1 - \exp(-t_0/\tau_0)}{1 - \exp(-t_0/\tau_k)}, \quad (3)$$

где g - скорость генерации, τ_k - время жизни носителей в капле.

Образцы чистого германия вклеивались в отверстие гелиевой ванны криостата так, что их температура была близка к температуре ванны, и возбуждались импульсами электронов длительностью от 10 нсек и больше,

*) Работа будет опубликована позднее.

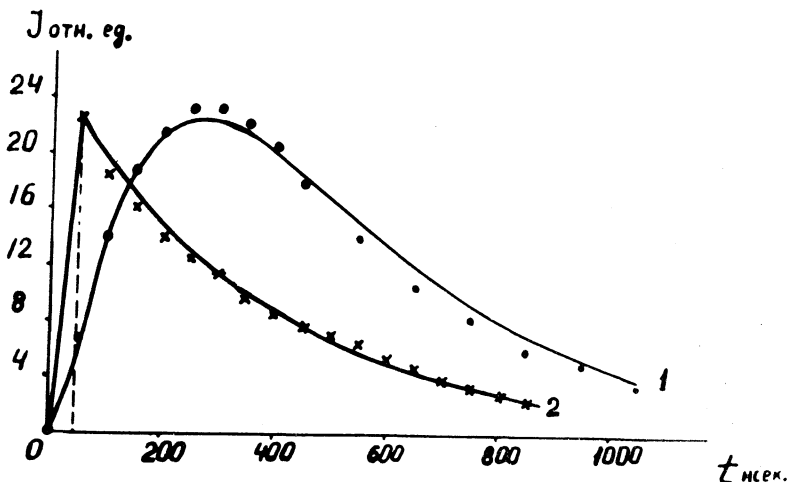
задний фронт которых составлял около 3 нсек и энергия - 90 кэв (рис. 1а). Малоинерционный германиевый фотодиод регистрировал излучение только в области экситонных переходов и капель.



Р и с. 1. Осциллограммы импульсов электронов: а) раз-
вертка 25 нсек/см. Осциллограммы излучения при $t_0 =$
= 50 нсек: б) 77°К, разв. 25 нсек/см; в) 77°К, разв.
125 нсек/см; г) 4,2°К, разв. 125 нсек/см.

При 77°К спектр излучения был близок к спектру излучения экситонами /1/, при этом задержки излучения после выключения возбуждения не было обнаруже-

но (рис. 16, в; рис. 2, кривая 2). После окончания возбуждения наблюдалось экспоненциальное уменьшение интенсивности излучения с постоянной $\tau_3 = 370$ нсек, характеризующей время аннигиляции экситонов. Сравнительно малая величина τ_3 определяется, по-видимому,

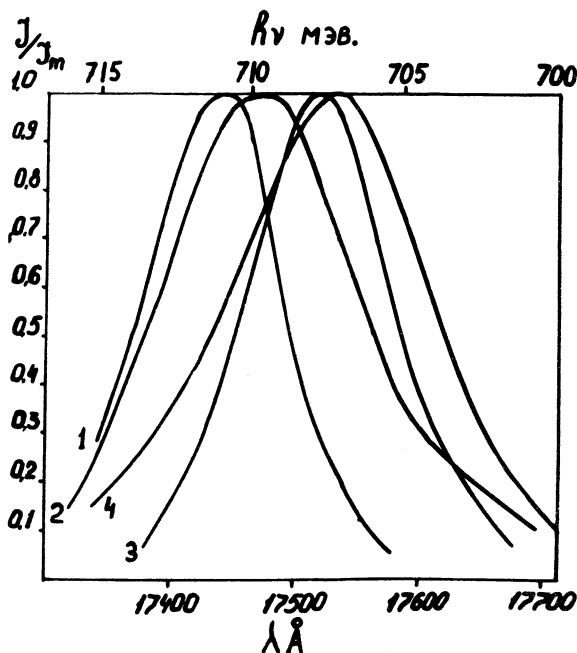


Р и с. 2. Экспериментальные точки и кривые кинетики излучения, рассчитанные по выражению (2): 1 - при $4,2^\circ\text{K}$ и $t_0 = 50$ нсек для $\tau_k = 300$ нсек и $\tau_0 = 200$ нсек; 2 - при 77°K и $t_0 = 50$ нсек для $\tau_s = \tau_k = 370$ нсек и $\tau_0 = 0$.

поверхностной рекомбинацией, так как глубина проникновения электронов с энергией 80 кэв составляет в германии около 20 мк.

При $4,2^\circ\text{K}$, плотности тока электронов $j < 1$ а/см² и длительности импульсов $t_0 = 50$ нсек спектр излучения (рис. 3, кривая 3) был близок к спектру излучения каплями /2,3/, и после прекращения возбуждения интенсивность излучения каплями продолжала возрастать, достигая максимума через 220 нсек (рис. 1 г, рис. 2,

кривая 1). Время образования капель, определенное из выражений (2) и (3), оказалось равным $\tau_0 = 200$ нсек, тогда как $\tau_k = 300$ нсек. Эти времена оставались постоянными при изменении плотности тока от $0,2 \text{ а/см}^2$ до 4 а/см^2 . При $j > 1 \text{ а/см}^2$ наблюдалось расширение спектра излучения и сдвиг в длинноволновую сторону, что



Р и с. 3. Спектры излучения при $T \approx 10^\circ\text{K}$: 1 - $j = 0,1 \text{ а/см}^2$; 2 - $j = 2 \text{ а/см}^2$; $T = 4,2^\circ\text{K}$; 3 - $j = 0,5 \text{ а/см}^2$; 4 - $j = 2 \text{ а/см}^2$.

обусловлено, по-видимому, заполнением электронно-дырочными каплями всего объема возбуждения. Можно предположить на основании работы /5/, что в исследованных образцах длина диффузии экситонов составляла приблизительно 200 мк . Поэтому плотности тока $j = 1 \text{ а/см}^2$ соответствовала скорость генерации электрон-

но-дырочных пар, которые за время порядка (10^{-10} – 10^{-11}) сек связываются в экситоны, $g \approx 5 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$. При $t_0 = 50$ нсек средняя концентрация экситонов в возбуждаемом объеме составляет $n_e \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что приблизительно равно концентрации пар в капле /8/.

Изменения спектра излучения при $j > 1 \text{ а/см}^2$ связаны с взаимодействием между электронами и дырками, а не с нагревом области возбуждения за время импульса, так как при повышении температуры (рис. 3, кривые 1 и 2 для образца, приклеенного к хладопроводу и находящегося при $T \approx 10^\circ \text{К}$) спектр излучения смещается в коротковолновую сторону и находится в зависимости от уровня возбуждения, между линией с $h\nu_{\text{н}} = 708$ мэв, соответствующей излучению каплями, и линией с $h\nu_{\text{н}} = 713$ мэв, соответствующей аннигиляции свободных экситонов, которая не видна из-за большого уровня возбуждения. Такой характер спектра излучения связан, по-видимому, с неустойчивым состоянием капель, находящихся при температурах, близких к температуре кипения.

Обнаруженная задержка излучения германия при низких температурах связана с конденсацией экситонов в электронно-дырочные капли, а не с образованием биекситонов, так как при исследованных уровнях возбуждения кинетика излучения не зависела от плотности тока электронного пучка. Приняв для германия $a_0 = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, $v = 2 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$, получаем из выражения (1) и измеренного $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ сек}$ величину N , в зависимости от коэффициента S , $N \approx (5 \cdot 10^{11} + 5 \cdot 10^{12}) \text{ см}^{-3}$, что соответствует концентрации остаточных примесей в чистом германии. Измеренное время задержки излучения не может быть обусловлено замедлением электронов и дырок в разрешенных зонах или связыванием их в экситоны, так как оценки для времен замедления дают величину порядка 10^{-9} сек /6/, а времена связывания в экситоны еще меньше и должны зависеть от уровня возбуждения.

Авторы выражают благодарность В. С. Вавилову за интерес к работе и обсуждение результатов.

Поступила в редакцию

22 июля 1971 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. R. Haynes, N. G. Nilsson. 8 Intern. Conf. Phys. Semicond., p. 21, Dunod, 1965.
2. В. М. Аснин, А. А. Рогачев. Письма в ЖЭТФ, 9, 415 (1969).
3. Я. Е. Покровский, К. И. Свистунова. Письма в ЖЭТФ, 9, 435 (1969); ФТП, 4, 491 (1970).
4. Benoit a la Guillaume, Y. Salvan, M. Voos. J. Lumin., 1, 315 (1970).
5. Я. Е. Покровский, К. И. Свистунова. Письма в ЖЭТФ, 13, 297 (1971).
6. О. Н. Крохин, Ю. М. Попов. ЖЭТФ, 38, 1589 (1960).