

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ В УСЛОВИЯХ РОЖДЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ

С.В. Гарнов, А.С. Елифанов, С.М. Климентов, А.А. Панов, Э.М. Шахвердиев

Проведен теоретический анализ кинетической модели двухфотонного лазерного возбуждения, неравновесных носителей в ЩГК в условиях рождения радиационных дефектов, объясняющий экспериментальные результаты по лазерной фотопроводимости ЩГК.

При взаимодействии интенсивного УФ лазерного излучения с ЩГК одним из основных каналов распада автолокализованного экситона (возникшего благодаря образованию электронно-дырочной пары или двухфотонной ионизации атомов решетки и захвату электрона автолокализованной дыркой) является образование радиационных дефектов (френкелевских пар F-H) /1, 2/. Выступая в качестве центров ионизации и захвата, эти дефекты (или их комплексы) могут существенным образом влиять на кинетику неравновесных носителей. При образовании радиационных дефектов существенную роль играет квадратичная рекомбинация электронов и дырок. В ЩГК такая рекомбинация происходит при концентрациях электронов зоны проводимости $n_e \approx 10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Это связано с аномально большим сечением захвата электрона автолокализованной дыркой $\sigma \gtrsim 2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ /3/. В /4, 5/ описан эффект фотоэлектронной "памяти" и показано, что он жестко коррелирует с рождением радиационных дефектов. Суть эффекта заключается в следующем: при выполнении условия $2\hbar\omega > E_g$ (\hbar — постоянная Планка, ω — частота излучения, E_g — ширина запрещенной зоны кристалла) в ЩГК имеет место эффект необратимого возрастания фотопроводимости (в десятки раз) при низких интенсивностях после облучения образцов УФ излучением высокой интенсивности в наносекундном диапазоне длительности импульса.

В настоящей работе показано, что указанный эффект, так же как и своеобразное насыщение фотоэлектронной "памяти", может быть объяснен на основе простой модели, учитывающей захват электронов на вновь образующиеся F-центры с образованием F'-центров и ионизацию последних. С учетом процессов двухфотонного возбуждения неравновесных носителей, квадратичной рекомбинации, ионизации примесей и центров, а также электронного захвата, запишем систему кинетических уравнений в следующей форме:

$$\begin{aligned} \frac{dn_e}{dt} &= \sigma^{(2)} J^2 n_v - \sigma v n_e n_h + \sigma^{(1)} J n_1 - \sigma_2 v n_e n_1 + \sigma^{ef} J n_d - n_e / \tau_e, \\ \frac{dn_h}{dt} &= \sigma^{(2)} J^2 n_v - \sigma v n_e n_h, \quad \frac{dn_1}{dt} = \eta \sigma v n_e n_h - \sigma^{(1)} J n_1 - \sigma_2 v n_e n_1. \end{aligned} \quad (1)$$

Начальные условия $n_e(0) = n_h(0) = n_1(0) = 0$, где n_e, n_h, n_1 — концентрация соответственно электронов зоны проводимости, дырок, и радиационных центров; $J = 5 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$ — интенсивность лазерного излучения; $n_v \approx 1,2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ — концентрация валентных электронов /3/; n_d — концентрация дефектов в необлученном образце; $v \approx 10^7 \text{ см/с}$ — скорость электронов; $\eta \approx 0,2 - 0,3$ — эффективность рождения радиационных дефектов; σ — сечение захвата электрона с дыркой; $\sigma^{(2)} \approx 10^{-11} \text{ см}^4 \cdot \text{с/Дж}^2$ — сечение двухфотонной ионизации из валентной зоны /3/, $\sigma^{(1)} = 10^{-17} - 10^{-21} \text{ см}^2$ — сечение ионизации вновь образовавшихся центров; $\sigma_2 = 10^{-15} - 10^{-19} \text{ см}^2$ — сечение захвата на образовавшиеся радиационные центры; $\sigma^{ef} \approx 10^{-17} - 10^{-19} \text{ см}^2$ — сечение ионизации дефектов, присутствующих в необлученном образце; $\tau_e \approx 10^{-7} - 10^{-10} \text{ с}$ — время линейной рекомбинации электронов.

Обозначим $J_0 = \tau_e^{-1} (\sigma^{(2)} n_v \sigma v)^{-1/2}$ интенсивность, при которой становятся примерно равными времена линейной и квадратичной рекомбинации /6/. После облучения образцов интенсивным лазерным импульсом

$J > J_0$ при низких интенсивностях $J < J_0$ имеем $n_e \approx J(\sigma^{ef} n_d + \sigma^{(1)} n_1) / (1/\tau_e + \sigma_2 v n_1)$. "Память" возникает, если $\sigma^{(1)} n_1 > \sigma^{ef} n_d$, и насыщается, если $\sigma_2 v n_1 > \tau_e^{-1}$. Таким образом, в условиях насыщения "памяти" при низких интенсивностях $J < J_0$

$$n_e \approx \sigma^{(1)} (\sigma_2 v)^{-1} J. \quad (2)$$

При решении системы (1) при высоких интенсивностях $J > J_0$ следуем методу, описанному в /7/. Малым параметром задачи считаем $J_0 J^{-1} \ll 1$. Для простоты ограничимся случаем импульса прямоугольной формы. В дальнейшем пренебрежем влиянием исходных дефектов, так как концентрация электронов, определяемая этими членами, даже в случае отсутствия дефектообразования достигается за времена существенно большие длительности импульса /6/. Обозначим далее $\kappa = \sigma_2 \sqrt{\sigma^{(2)} n_v} / \sigma^{(1)} \sqrt{\sigma}$. В том случае, когда $\sigma_2 (\sigma \eta)^{-1} \ll 1$ (при $\kappa > 1$) или $(\sigma^{(1)})^2 / (\sigma^{(2)} n_v \sigma \eta \sigma_2) \ll 1$ (при $\kappa < 1$) в нулевом приближении асимптотическое представление решения во всей области изменения времени имеет вид:

$$\begin{aligned} n_h &= \sqrt{\frac{\sigma^{(2)} n_v}{\sigma v}} J [(\text{th}(\sqrt{\sigma^{(2)} n_v} \sigma v t) - 1) + \epsilon_1^{\kappa}(1, t')], \\ n_e &= \sqrt{\frac{\sigma^{(2)} n_v}{\sigma v}} J [(\text{th}(\sqrt{\sigma^{(2)} n_v} \sigma v t) - 1) + \epsilon_1^{-\kappa}(1, t')], \\ n_1 &= \frac{\eta \sigma^{(2)} n_v}{2 \sigma^{(1)}} J [1 - \exp(-2 \sigma^{(1)} J t)], \\ t' &= \frac{1}{2} \eta J \tau_e t \sqrt{\sigma^{(2)} n_v} \sigma v - (\eta \sqrt{\sigma^{(2)} n_v} \sigma v / 4 \sigma^{(1)}) \tau_e (1 - e^{-2 \sigma^{(1)} J t}). \end{aligned}$$

Здесь $\epsilon_1^{z_2}(r, t)$ — решение уравнения

$$(1 + r \epsilon^2) d\epsilon/dt = \epsilon(z_2 - \epsilon); \quad \epsilon(0) = z_1,$$

которое описывает переход системы из состояния z_1 в состояние z_2 . Выход на квазистационарное значение $n_e \approx \sigma^{(1)} (\sigma_2 v)^{-1} J$, определяемое вторым членом в $n_e(t)$, происходит в течение воздействия наносекундного лазерного импульса (при разумных значениях параметров). Время выхода

$$t^{tr} = (1/J \sigma^{(1)}) \sqrt{\sigma_2 / \sigma \eta} \quad (\sigma_2 \sqrt{\sigma^{(2)} n_v} / \sigma^{(1)} \sqrt{\sigma} > 1),$$

$$t^{tr} = 1/J \sqrt{\eta \sigma^{(2)} n_v} \sigma_2 v \quad (\sigma_2 \sqrt{\sigma^{(2)} n_v} / \sigma^{(1)} \sqrt{\sigma} < 1).$$

Таким образом, при малых временах $t \lesssim 1/J \sqrt{\sigma^{(2)} n_v} \sigma v$ основную роль играют двухфотонная ионизация и квадратичная рекомбинация. Квазистационарная концентрация полностью определяется ионизацией и захватом на дефекты, хотя число рождающихся в результате двухфотонной ионизации ионов решетки электронов всегда больше, чем число электронов, ионизованных с новых дефектов. Это приводит к тому, что формула (2) оказывается справедливой и при интенсивности $J > J_0$. Таким образом объясняется экспериментально наблюдаемая в /5/ единая линейная зависимость $n_e(J)$ после воздействия импульсов высокой интенсивности.

В заключение оценим интенсивности, при которых возникает "память" и наступает ее насыщение. Полагая $n_1 = \eta \sigma^{(2)} J^2 n_v t_u$ (t_u — длительность импульса) из соотношений $\sigma^{(1)} n_1 > \sigma^{ef} n_d$, $\sigma_2 v n_1 > \tau_e^{-1}$ получаем

соответственно

$$J_{\text{mem}} \approx (\sigma^{\text{ef}} n_d)^{1/2} (\sigma^{(1)} \eta \sigma^{(2)} n_{\nu} t_u)^{-1/2} \approx (1 \div 3) \cdot 10^7 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$$

$$J_{\text{sat}} \approx (\sigma^{(1)})^{1/2} (\sigma^{\text{ef}} n_d \tau_e \nu \sigma_2)^{-1/2} J_{\text{mem}} \approx (5 \div 15) \cdot 10^7 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$$

Такие же величины приведены в экспериментальной работе /5/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Williams R. T., Bradford J. N., Faust W. L. Phys. Rev. B, 18, 7038 (1978).
2. Suzuki Y. et al. J. Phys. Soc. Jpn. 50, 3537 (1981).
3. Brost G., Bräunlich P., Kelly P. Phys. Rev. B., 30, 4675 (1984).
4. Епифанов А. С. и др. Тезисы докладов VI Всесоюзной конференции по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Вильнюс, изд. Вильнюсского госуниверситета, 1984, с. 190.
5. Горшков Б. Г. и др. ЖЭТФ, 81, 1423 (1981).
6. Гарнов С. В. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 4, 3 (1987).
7. Тихонов А. Н., Васильева А. Б., Свешников А. Г. Дифференциальные уравнения. М., Наука, 1985, гл. 7, § 2.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 20 ноября 1987 г.