

ВЛИЯНИЕ ИК ПОДСВЕТКИ НА ПРОВОДИМОСТЬ ФОТОНОСИТЕЛЕЙ В НЕЛЕГИРОВАННОМ АМОРФНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Абдукадыров А. Г., Ивченко Е. Л.

Расчитана заселенность локализованных состояний в нелегированном аморфном полупроводнике при низкой температуре в условиях стационарного освещения выше края основного поглощения и при дополнительной ИК подсветке, вызывающей фотовозбуждение из локализованных состояний. Найдена зависимость фотопроводимости от интенсивности ИК излучения.

Применение двух источников света (один — видимого, другой — инфракрасного диапазонов) открывает широкие возможности для изучения механизмов фотопроводимости и фотолюминесценции аморфных полупроводников, в частности гидрогенизированного аморфного кремния (см. [1-3]). В настоящей работе теоретически исследуется фотопроводимость нелегированного аморфного полупроводника в двухпучковой методике при низкой температуре, когда туннельными прыжками фотоносителей вверх по энергии можно пренебречь.

При построении теории используются результаты работы [4], в которой расчитана функция распределения $f_l(\epsilon_l, R, r)$ локализованных фотоносителей, генерируемых при стационарном междузонном оптическом возбуждении аморфного полупроводника. Здесь сохранены обозначения [4]: l — сорт носителей (электронов или дырок), ϵ_l — энергия связи, отсчитанная от соответствующей границы подвижности, R и r — расстояния от данного центра локализации соответственно до ближайшего локализованного носителя другого сорта и до ближайшего незаполненного локализованного состояния с большей энергией связи ϵ_l .

Мы рассчитаем изменение функции распределения фотоносителей, возникающее в результате воздействия на них ИК излучения (также стационарного). Поглощение этого излучения вызывает фотовозбуждение локализованных фотоносителей в делокализованные состояния, после чего следуют их быстрый повторный захват на одно из локализованных состояний и энергетическая релаксация по этим состояниям, завершаемая излучательной рекомбинацией с носителем другого сорта или еще одним выбросом в зону делокализованных состояний. Предполагается, что энергия ИК кванта $\hbar\omega'$ превышает энергию связи для подавляющего большинства локализованных фотоносителей, и пренебрегается зависимостью времени фотовозбуждения $T'_l \propto I'^{-1}$ от энергии связи носителя (I' — интенсивность ИК подсветки). В этом случае можно вводить общий для носителей радиус реакции R_N , определяемый из условия

$$\frac{1}{\tau(R_N)} = \sum_{l=e, h} \left(\frac{1}{T_l} + \frac{1}{T'_l} \right), \quad (1)$$

где T_l — время прихода в сферу радиуса R_N частицы, рекомбинирующей с расположенной в центре сферы частицей сорта l . В дальнейшем в целях упрощения изложения зонные и кинетические параметры для электронов и дырок будем считать одинаковыми. В этом случае $T_e = T_h \equiv T$, $T'_e = T'_h \equiv T'$ и

$$2\tau(R_N) = TT'/(T + T'). \quad (2)$$

При этом уравнение баланса $G/2=N/T$ для концентрации долгоживущих носителей можно представить в виде

$$G = N \left(\frac{1}{\tau(R_N)} - \frac{2}{T'} \right), \quad (3)$$

где G — скорость междузонной генерации фотоносителей. Дифференциальная скорость генерации $G(\epsilon)$ в локализованные состояния с энергией связи ϵ определяются выражением

$$G(\epsilon) = (G + \Delta G) \frac{\tilde{g}(\epsilon)}{\tilde{p}(0)} \exp \left[\int_0^\epsilon w_0(\epsilon') \frac{\tilde{g}(\epsilon')}{\tilde{p}(\epsilon')} d\epsilon' \right], \quad (4)$$

которое отличается от приведенного в [4] заменой G на сумму $G + \Delta G$. Здесь ΔG — скорость ИК возбуждения носителей из локализованных состояний в делокализованные:

$$\Delta G = N/T', \quad (5)$$

$\tilde{g}(\epsilon)$ — энергетическая плотность незаполненных состояний, $\tilde{p}(\epsilon)$ — концентрация незаполненных состояний с энергией связи, большей ϵ , $w_0(\epsilon)$ — вероят-

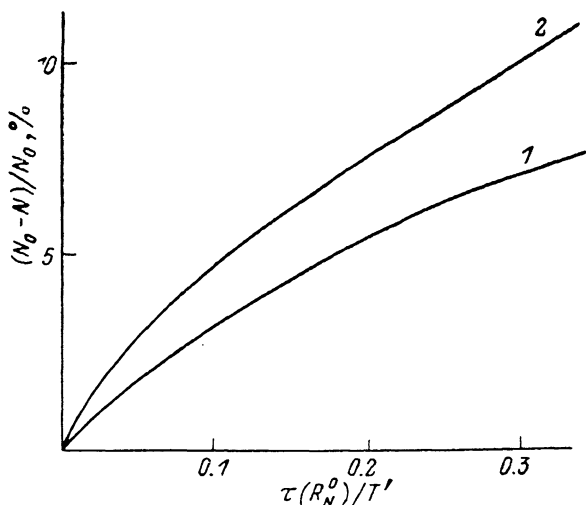


Рис. 1. Относительное изменение стационарной концентрации локализованных фотоносителей в зависимости от безразмерной интенсивности ИК излучения $\tau(R_N^0)/T'$.

Расчет проводился при двух значениях скорости междузонной генерации: $G = 2.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (1), когда $N_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\tau(R_N^0) = 4.2 \cdot 10^{-3} \text{ с}$, и $G = 2.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (2), когда $N_0 = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\tau(R_N^0) = 0.2 \text{ с}$.

ность частице в состоянии ϵ совершить туннельный прыжок вниз по энергии. Функция распределения f связана с $\Gamma(\epsilon) = G(\epsilon)/\tilde{g}(\epsilon)$ соотношением

$$f(\epsilon, R, r) = \frac{\Gamma(\epsilon) \tau(R, r)}{1 + \Gamma(\epsilon) \tau(R, r)}, \quad (6)$$

где $\tau(R, r)$ — время жизни частицы в состоянии (R, r) ,

$$\frac{1}{\tau(R, r)} = \frac{1}{t(r)} + \frac{1}{\tau(R)} + \theta(R - R_N) \frac{1}{T} + \frac{1}{T'}, \quad (7)$$

$t(r)$ — время туннельной релаксации, $\tau(R)$ — время рекомбинации электронно-дырочной пары.

Радиус реакции задается еще одним уравнением баланса, которое для симметричной системы электронов и дырок сводится к равенству суммарных скоростей генерации мало- и долгоживущих рекомбинирующих частиц,

$$\int G(\epsilon) w_{-1}(\epsilon) d\epsilon = \frac{T'}{T + T'} \int G(\epsilon) w_1(\epsilon) d\epsilon = \frac{G}{2}, \quad (8)$$

где $w_{-1}(\epsilon)$ и $w_1(\epsilon)$ — вероятности частице в состоянии ϵ рекомбинировать с частицей, рожденной в предшествующее или последующее время. Соотношения, связывающие вероятности $w_s(\epsilon)$ ($s = \pm 1.0$) с функцией распределения локализованных носителей по энергии, приведены в [4].

На рис. 1 представлена зависимость относительного изменения стационарной концентрации $(N_0 - N)/N_0$ от интенсивности ИК подсветки I' . Для удобства по оси абсцисс отложено не I' , а отношение $\tau(R_N^0)/T' \approx I'$. Здесь N_0 и R_N^0 — концентрация частиц и радиус реакции при междузонной генерации G в отсутствие ИК подсветки. При достаточно малых значениях I' , при которых $\tau(R_N^0)/T' \ll 1$, разность $N_0 - N$ линейно нарастает с ростом I' :

$$\frac{N_0 - N}{N_0} = \kappa \frac{\tau(R_N^0)}{T'}, \quad (9)$$

где коэффициент κ при $G = 2.4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ [$N_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\tau(R_N^0) = 4.2 \cdot 10^{-3} \text{ с}$] равен 0.3.

Для оценки времени T' можно воспользоваться выражением для времени фотовозбуждения электрона с примесного уровня, характеризуемого энергией связи E_i и радиусом локализации a , в зону проводимости кристаллического полупроводника, характеризуемого эффективной массой m^* :

$$\frac{1}{T'} = \frac{128}{3} \pi \frac{e^2}{m^* c n_{\omega'} \omega'} \frac{I'}{\hbar \omega'} \frac{\Lambda^3}{(1 + \Lambda^2)^4}, \quad (10)$$

где $\Lambda = [(\hbar \omega' - E_i)/\tilde{E}]^{1/2}$, $\tilde{E} = \hbar^2/(2m^* a^2)$, c — скорость света, $n_{\omega'}$ — показатель преломления на частоте ω' . При $\hbar \omega' = 0.3 \text{ эВ}$, $n_{\omega'} = 3$, $m^* = m_0$ (масса свободного

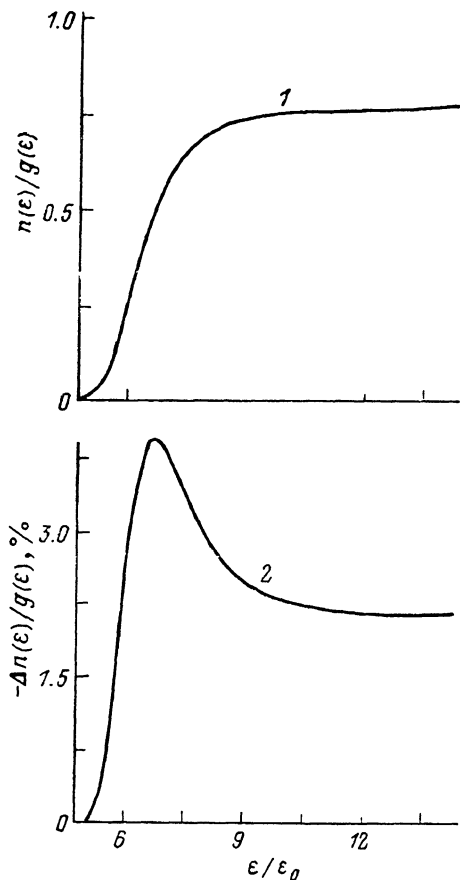


Рис. 2. Заселенность энергетических состояний $n(\epsilon)/g(\epsilon)$ при междузонной генерации $G = 2.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ (1) и ее изменение под действием ИК подсветки при $T' = 3\tau(R_N^0)$ (2).

электрона), $(\hbar \omega' - E_i)/\tilde{E} = 6$ получаем $T' = 10^{-2} I'^{-1} \text{ с}$ (I' в $\text{Вт}/\text{см}^2$). В модели Луковского, в которой огнивающая волновой функции локализованного электрона $\psi(r) \propto r^{-1} \exp(-r/a)$, коэффициент перед I'^{-1} (при тех же значениях $\hbar \omega'$ и Λ) в 6 раз меньше.

Уменьшение концентрации N при ИК подсветке связано с уменьшением времени жизни долгоживущих фотоносителей $2\tau(R_N)$ за счет дополнительного канала ухода — фотовозбуждения в делокализованные состояния. Это уменьшение лишь частично компенсируется приходом носителей, возбужденных ИК излучением, так как при туннельной энергетической релаксации часть этих вторичных носителей быстро рекомбинирует, оказавшись на расстоянии $R < R_N$ от одной из частиц другого сорта.

В ток фотопроводимости вносят вклад делокализованные носители $j_1 = eG\tau\mu E$ (τ — время жизни, μ — подвижность) и локализованные носители j_2 , совершающие туннельные прыжки вниз по энергии в электрическом поле \tilde{E} . На опыте вклады j_1 и j_2 можно разделить, измеряя кинетику фототока после выключения фотовозбуждения G : если ток j_1 убывает за микроскопическое время $\ll 10^{-12} \text{ с}$, то время спада тока j_2 сопоставимо с временем $\tau(R_N^0)$. При ИК подсветке ток j_1 возрастает в $(G + \Delta G)/G$ раз. Первоначальное относи-

тельное изменение этого тока $\Delta j_1/j_1^0 = N_0/(T'G)$ за время порядка τ (R_N) после включения подсветки переходит к стационарному значению

$$\frac{\Delta j_1}{j_1^0} = \frac{N}{GT'} = \frac{\tau (R_N^0)}{T'} \left(1 - \kappa \frac{\tau (R_N^0)}{T'} \right), \quad (11)$$

сублинейно зависящему от интенсивности I' . Расчет тока j_2 , проведенный по формуле (33) в [4], дает при $\tau (R_N^0)/T' \ll 1$

$$\frac{\Delta j_2}{j_2^0} = -\chi \frac{\tau (R_N^0)}{T'}, \quad (12)$$

где $\chi \approx 1$ при $G = 2.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Уменьшение тока j_2 связано с тем, что при наличии подсветки заселенность энергетических состояний $n(\epsilon)/g(\epsilon) = 1 - \bar{g}(\epsilon)/g(\epsilon)$ убывает (рис. 2), а значит, концентрация незанятых состояний $\bar{p}(\epsilon)$ возрастает и средняя длина последнего прыжка, предшествующего рекомбинации или ИК возбуждению, уменьшается. В эксперименте [1] фотопроводимость аморфных пленок $a\text{-Si} : \text{H}$ при ИК подсветке в области низких температур (до 50 К в нелегированных пленках) возрастала, что, очевидно, свидетельствует о преобладающей роли вклада j_1 в условиях указанного эксперимента.

Из (11) следует, что изучение зависимости фотопроводимости от интенсивности коротковолнового излучения при фиксированной интенсивности ИК излучения (или времени T') позволяет измерить зависимость $N_0(G)$. Ранее такая зависимость измерялась методами фотоиндуцированного ЭПР (см. [5]).

Авторы признательны С. Д. Барановскому, А. В. Жерздеву, А. И. Косареву и А. Б. Певцову за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Carius R., Fuch W., Schrimpf A. // *Tetrahedrally-Bonded Amorphous Semiconductors* / Ed. by D. Adler, H. Fritzsche. N. Y., 1985. P. 367—377.
- [2] Курова И. А., Ормонт Н. Н., Омеляновский Э. М., Фуксина С. А. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 1. С. 44—47.
- [3] Wu Wenhao, Qui Changhua, Zhao Shifu, Han Daxing // *J. Non-Cryst. Sol.* 1986. V. 90. N 1-3. P. 147—150.
- [4] Абдукадыров А. Г., Барановский С. Д., Ивченко Е. Л. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 1. С. 136—143.
- [5] Street R. A., Biegelsen D. K. // *Sol. St. Commun.* 1982. V. 44. N 2. P. 501—505.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 18.12.1989
Принята к печати 2.01.1990