

САМОКОМПЕНСАЦИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ, ИНДУЦИРОВАННАЯ ЦЕНТРАМИ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ЭНЕРГИЕЙ

Н.Т.Баграев, Н.М.Колчанова, В.А.Машков

В GaAs, содержащем дефекты перестановки типа As_{Ga} , в условиях оптической накачки обнаружены процессы самокомпенсации, зависящие от внешнего электрического поля. Впервые на основе концепции отрицательной корреляционной энергии предложена модель дефекта перестановки, учитывающая эффекты двухэлектронного захвата, метастабильности и самокомпенсации.

В последнее время наблюдается повышенный интерес к изучению глубоких уровней группы $EL2$, ответственных за полуизолирующие свойства монокристаллов и эпитаксиальных слоев GaAs^{1, 2}. Методом ЭПР было установлено, что $EL2$ принадлежит нейтральному зарядовому состоянию донорного дефекта перестановки As_{Ga} (antisite defect)^{3 - 5}, изучение которого имеет большое значение для разработки технологии интегральных схем нового поколения^{2, 5}. Целью настоящей работы было исследование влияния электрического поля на фото- и электрофизические характеристики GaAs, обусловленные взаимосвязанностью метастабильности и самокомпенсации дефектов As_{Ga} , и построение модели дефекта перестановки, учитывающей концепцию зависящей от поля отрицательной корреляционной энергии (negative- U).

Спектральное распределение фотопроводимости (рис. 1) регистрировалось в полуизолирующих кристаллах GaAs n -типа, легированных хромом при выращивании по методу Чохральского. Темновая концентрация электронов проводимости при $T = 300$ К составляла

$2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Эксперименты проводились при различных температурах (рис. 1, *a*) и значениях электрического поля (прямое смещение) в *pin*-структурах, где данный материал использовался в качестве *i*-слоя (рис. 1, *б*). При $h\nu > 0,75 \text{ эВ}$ наблюдался рост фотопроводимости (рис. 1, *a*). Далее, однако, при $h\nu > 0,9 \text{ эВ}$ имел место спад фотопроводимости (рис. 1, *a*), величина которого зависела от температуры активационным образом ($h\nu = 1,06 \text{ эВ}$, $I_{ph} \propto \exp(-0,042 \text{ эВ/КТ})$). В ряде исследованных образцов уменьшение фотопроводимости при $h\nu > 0,9 \text{ эВ}$ сопровождалось *n-p* конверсией. При $h\nu > 1,1 \text{ эВ}$ величина фотопроводимости вновь возрастала (рис. 1, *a*). В условиях приложения к *pin*-диоду электрического поля в прямом направлении (\mathcal{E} не превышала $4 \cdot 10^3 \text{ В/см}$) происходило резкое возрастание фототока при $h\nu < E_g$ как при $T = 300 \text{ К}$ (рис. 1, *б*), так и при более низких температурах. Полевая зависимость фототока в этой спектральной области подчиняется экспоненциальному закону $I_{ph} \propto \exp(\mathcal{E} / \mathcal{E}_0)^\alpha$, где показатель $\alpha = 2$ существенно отличается от закона Френкеля-Пула для электропоглощения в полупроводниках с мелкими кулоновскими центрами.

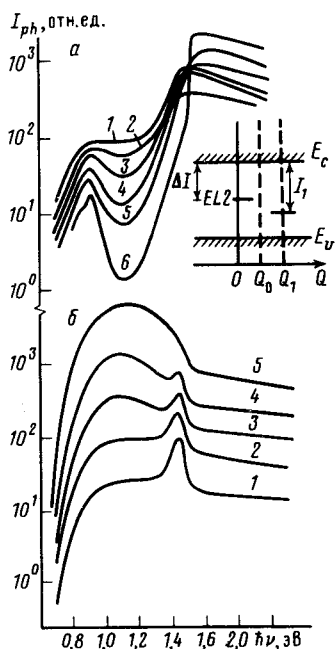


Рис. 1. Спектральное распределение фототока: *a* – в полуизолирующем GaAs – 1 – $T = 340 \text{ К}$, 2 – 297 К , 3 – 240 К , 4 – 185 К , 5 – 148 К , 6 – 96 К ; *б* – в *pin*-структуре на основе полуизолирующего GaAs: 1 – 2 В , 2 – 4 В , 3 – 6 В , 4 – 8 В , 5 – 10 В . На вставке к рис. *a* одноэлектронная зонная схема GaAs, содержащего дефекты перестановки, где различным зарядовым состояниям соответствуют уровни $E_c - I_1 = E_V + 0,52 \text{ эВ} - (D_i V)^+$ и $EL2 - E_c - \Delta I = E_c - 0,75 \text{ эВ}$ – коррелированный электрон на D_s^0 -центре

Полученные экспериментальные результаты находят объяснение в рамках модели двухэлектронного центра (рис. 2), зарядовым состояниям которого соответствуют различные положения равновесия в решетке, отличающиеся по величине и знаку эффективного межэлектронного взаимодействия U . Центр As_{Ga} представляет собой туннельную систему "узел-междуузлие", где двухэлектронное состояние $(As_{Ga})_s^0 = D_s^0$ ($n = 2$) с $U < 0$ стабильно в узле решетки ($Q = 0$), а состояния $(As_{Ga})_i^+ = (D_i V)^+$ ($n = 1$) и $(As_{Ga})_i^{2+} = (D_i V)^{2+}$ ($n = 0$) с $U > 0$ существуют только в нецентральной междуузельном положении (рис. 2). Соответствующий гамильтониан имеет вид

$$H = \frac{P^2}{2M} + \frac{\kappa}{2} Q^2 + E_0(n_\uparrow + n_\downarrow) + Un_\uparrow n_\downarrow - F_0 Q - (F_1 - F_0) Q(n_\uparrow + n_\downarrow) + (F_0 - 2F_1) Q n_\uparrow n_\downarrow - \delta F Q (2 - n_\uparrow - n_\downarrow), \quad (1)$$

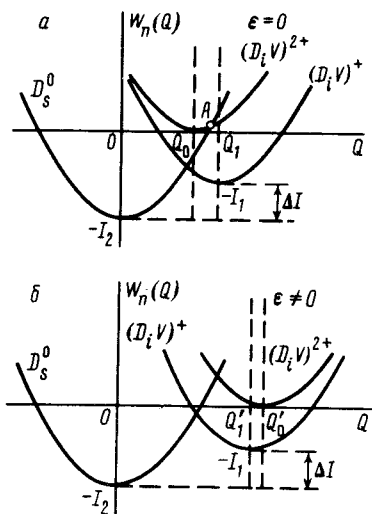


Рис. 2. Адиабатические потенциалы зарядовых состояний дефекта перестановки As_{Ga} : *a* – $\mathcal{E} = 0$; *б* – $\mathcal{E} \neq 0$; $Q'_0 = Q_0 + 2\delta Q$; $Q'_1 = Q_1 + \delta Q$

где P и Q — канонический импульс и координата центра, M и κ — его масса и соответствующая силовая постоянная, E_0 и F — одноэлектронная энергия и константа электрон-колебательного взаимодействия (ЭКВ), немонотонно зависящая от числа электронов на центре ($F_0 \neq F_1$); n_σ — числа заполнения центра электронами со спином $\sigma = \uparrow, \downarrow$; последнее слагаемое в (1) — возмущение заряженных состояний центра при помещении его в электрическое поле \mathcal{E} ; $Q_0 = F_0/\kappa$, $Q_1 = F_1/\kappa$ — смещение центра в отсутствие электрического поля (рис. 2); $\delta F = e\mathcal{E}\cos\theta$, θ — угол между направлением поля \mathcal{E} и координатой Q ; $\delta Q = \delta F/\kappa$ — смещение однозарядного центра в электрическом поле (рис. 2, б). Двухзарядное состояние смещается на $2\delta Q$ (рис. 2, б). В проведенном рассмотрении учтены линейный и квадратичный эффекты Штарка на глубоком центре, а также его взаимосвязанность с ЭКВ. С помощью (1) был найден явный вид адиабатических потенциалов для разных значений $n = n_\uparrow + n_\downarrow = 0, 1, 2$ (рис. 2, а, б), где величина I_1 соответствует одноэлектронным переходам $(D_i V)^+ \leftrightarrow (D_i V)^{2+}$, а I_2 — двухэлектронным переходам $(D_i V)^{2+} \leftrightarrow D_s^0$. Двухэлектронное состояние D_s^0 учитывается на одноэлектронной зонной схеме (см. вставку на рис. 1, а) путем введения уровня коррелированного электрона $EL2 - \Delta I = I_2 - I_1$ (рис. 2, а).

В рамках предложенной модели начальный рост фотопроводимости (рис. 1, а) обусловлен однократной ионизацией D_s^0 -центра ($h\nu > \Delta I$). Последующий спад фотопроводимости при $h\nu > 0,9$ эВ связан с цепочкой реакций: (1) $(D_i V)^+ + h\nu \rightarrow (D_i V)^{2+} + e$; (11) $(D_i V)^{2+} + 2e \rightarrow D_s^0$. Образующийся при реакции (1) электрон проводимости индуцирует быстрый двухэлектронный захват на центр $(D_i V)^{2+}$, в результате чего осуществляется эффективная "откачка" электронов из зоны проводимости. Механизмом безызлучательного двухэлектронного захвата является межэлектронное взаимодействие в зоне проводимости с одновременным многоквантовым возбуждением локальной моды дефектов. Время жизни электрона проводимости относительно такого захвата имеет вид

$$\frac{1}{\tau_n(\mathcal{E})} = \frac{2\pi}{\hbar} N_i a_0^3 \left(\frac{e^2}{a_0} \right)^2 N(\mathcal{E}); \quad N(\mathcal{E}) = n a_0^3 \frac{K(\mathcal{E})}{\hbar \omega_0};$$

$$K(\mathcal{E}) = (2\pi N)^{-1/2} (\bar{N}/N)^N \exp(N - \bar{N}); \quad \bar{N} = \frac{\kappa(Q_0 - 2\delta Q)^2}{2\hbar \omega_0}; \quad (2)$$

$$N = 2\bar{N}_0 - \bar{N},$$

где плотность конечных состояний N постоянна в области энергий шириной $\bar{N}_0^{1/2} \hbar \omega > kT$ вблизи дна зоны проводимости; a_0 — боровский радиус электронного состояния на дефекте; n и N_i — концентрации электронов проводимости и центров $(D_i V)^{2+}$, соответственно; $\omega_0 = (\kappa/M)^{1/2}$ — частота локальной моды; $K(\mathcal{E})$ — зависящий от поля туннельный фактор реакции связанный со структурной перестройкой центра при захвате носителей; \bar{N} и \bar{N}_0 — оптимальная квантовость процесса в поле \mathcal{E} и в отсутствие поля ($\delta Q = 0$). Согласно (2) полевая зависимость фотопроводимости является квадратичной в логарифмическом масштабе:

$$\frac{\Delta \sigma_{ph}}{\sigma_{ph}} = \frac{\Delta n}{n} \simeq \frac{K(0)}{K(\mathcal{E})} \simeq \exp\left(32\bar{N}_0 \left(\frac{\delta F}{F_0}\right)^2\right), \quad (3)$$

что хорошо согласуется с данными рис. 1, б. Таким образом, возрастание времени жизни носителей (2), (3) с ростом поля \mathcal{E} является следствием относительного смещения адиабатических потенциалов различных зарядовых состояний дефекта (рис. 2, б), что представляет собой альтернативу эффекту Френкеля — Пула. Исчезновение спада фотопроводимости при $h\nu > 0,9$ эВ (рис. 1, а) с ростом температуры можно объяснить тепловым возбуждением локальной моды центра $(D_i V)^+$ и описать приведенной выше тепловой экспонентой с энергией активации примерно равной энергии локального фонона. В этом случае начинает возрастать

тать вклад в фотопроводимость от реакции (1), поскольку конечный терм $(D_iV)^{2+}$ возбуждается ниже точки A (рис. 2, a). При $h\nu > 1,15$ эВ фотопроводимость снова возрастает (рис. 1, a) вследствие конечной ширины полосы поглощения $(D_iV)^+ \leftrightarrow (D_iV)^{2+}$ (см. рис. 2, a).

Таким образом, электрическое поле управляет взаимосвязанностью метастабильности и самокомпенсации в условиях существования $U < 0$, что, по-видимому, может в значительной мере определять режимы работы полупроводниковых приборов на A_3B_5 .

Литература

1. *Martin C.M., Makram-Ebeid S.* Physica, 1983, 116B, 371.
2. *Lagowski J., Gatos H.C.* Proc. of the 13-th Int. Conf. on Defects in Semicond, 1984, Coronado, 73.
3. *Weber E.R., Schneider Yu.* Physica, 1983, 116B, 398.
4. *Von Bardeleben H.J., Bourgoin J.C.* Phys. Rev. B., 1986, 33, 2890.
5. *Pons D., Bourgoin J.C.* J. Phys. C., 1985, 18, 3839.
6. *Bagraev N.T., Mashkov V.A.* Solid State Comm., 1984, 51, 515.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 декабря 1986 г.