

КИНЕТИКА НАРАСТАНИЯ И СПАДА КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ФОТОВОЗБУЖДЕНИИ НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Григорьев Н. Н., Кудыкина Т. А., Любченко А. В.

Для полупроводников, содержащих в виде включений макроскопические области с повышенной скоростью рекомбинации (рекомбинационные стоки), расчеты пространственного распределения неравновесных носителей заряда (ННЗ) проводились в [1-3] в случае стационарного фотозвуждения. В настоящей работе показано, что при импульсном возбуждении таких полупроводников имеют место неэкспоненциальность кривых нарастания и спада концентрации ННЗ, появление быстрой компоненты релаксации.

В рекомбинационно неоднородных полупроводниках (РНП) кинетика нарастания ННЗ $n_n(r, t)$ описывается решением уравнения непрерывности с начальным условием $n_n(t=0)=0$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} = D \Delta n_n - \frac{n_n}{\tau} + g. \quad (1)$$

Здесь D — коэффициент диффузии ННЗ, τ — время жизни, r — пространственная координата; D , τ и g в общем случае могут зависеть от r . Кинетика спада концентрации ННЗ $n_c(r, t)$ после прекращения фотогенерации описывается тем же уравнением, но при $g=0$, и начальным условием $n_0(r)$ — пространственным распределением ННЗ в момент окончания импульса фотозвуждения. Нетрудно показать, что кривые нарастания и спада симметричны ($\partial n_n / \partial t|_{t=t_n} = -\partial n_c / \partial t|_{t_n+t}$, t_n — длительность импульса), если $n_0(r)$ удовлетворяет стационарному уравнению непрерывности, т. е. при $t_n \gg \tau$. В этом случае имеет место равенство

$$n_n(r, t) = n_0(r) - n_c(r, t_n + t). \quad (2)$$

Если же $t_n < \tau$, формы кривых будут несимметричны. Эти утверждения остаются справедливыми и в частном случае рекомбинационно однородного полупроводника.

В качестве модели РНП рассмотрим однородную матрицу, содержащую изолированные шарообразные включения радиуса R . Рекомбинационную способность включений будем характеризовать параметром s — скоростью поверхностной рекомбинации на границе включения — матрица ($r=R$) [1-3]. Величины D и τ в матрице далее полагаем постоянными. Решение уравнения (1), удовлетворяющее граничному условию $D \nabla n_n|_{R} = -s n_n(R, t)$, описывает кривую нарастания $n_n(r, t)$ после мгновенного включения фотозвуждения с темпом однородной и постоянной во времени генерации g . Наибольшие изменения в пространственном распределении ННЗ имеют место у поверхности включений

$$n_n(R, t) = n_0^{st}(R) \left[1 - e^{-t/\tau} - \frac{s^* \varphi(t)}{(1+s^*)(1+L/R)} e^{-t/\tau} \right], \quad (3)$$

$$n_c(R, t) = n_0^{st}(R) e^{-t/\tau} \left[1 + \frac{s^* \varphi(t)}{(1+s^*)(1+L/R)} \right], \quad (4)$$

$$\varphi(t) = \frac{1}{\sqrt{\tau/\tau_s} - 1} \left\{ \sqrt{\frac{\tau}{\tau_s}} e^{t/\tau} \left[1 - \Phi \left(\sqrt{\frac{t}{\tau}} \right) \right] - e^{t/\tau_s} \left[1 - \Phi \left(\sqrt{\frac{t}{\tau_s}} \right) \right] \right\} - 1,$$

$$n_0^{st}(R) = g \tau \frac{1+R/L}{1+s^*+R/L}, \quad (5)$$

$n_0^{st}(R)$ — стационарное значение (3) при $t \rightarrow \infty$, $\Phi(x)$ — интеграл вероятности, $L = \sqrt{D\tau}$ — длина диффузии ННЗ, $s^* = sR/D$, $\tau_s = D/(s+D/R)^2$ — для

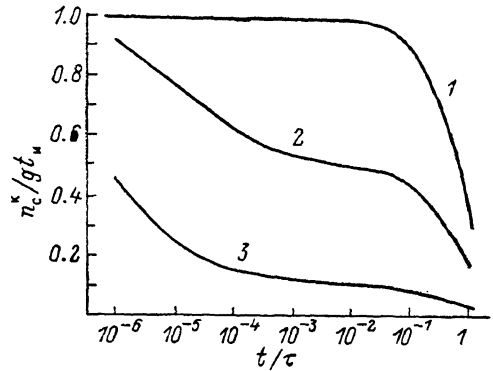
случая сферических включений аналог поверхностного времени релаксации D/s^2 . Естественно, что только при $\tau_s < \tau$ имеет смысл вводить понятие рекомбинационного стока. Отсчет времени t в выражении для n_c ведется от момента окончания П-импульса.

Анализ зависимости (3) показывает, что для предельно малых времен $t \ll \tau_s$ имеет место обычное линейное нарастание концентрации с наклоном g , а при $\tau_s < t < \tau$

$$n_c(R, t) \approx \frac{g}{1+s^*} \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} s^* \sqrt{\tau_s t} + t \right), \quad (6)$$

и если $s^* > 1$, то в интервале $\tau_s < t < s^* \tau_s$ преобладает корневая зависимость от t , и далее при $s^* \tau_s < t < \tau$ временной ход $n_c(R, t)$ снова становится линейным, однако с меньшим наклоном $[g/(1+s^*)]$. Корневая зависимость характерна для релаксации на плоской поверхности и имеет здесь место, когда к поверхности включения в процессе диффузии подходят НЗ со столь малых расстояний, что кривизну поверхности включения можно не учитывать. Линейный ход обусловлен сферической геометрией нашей модели.

Время τ_s имеет смысл времени установления равновесия между мат-



Кинетика спада концентрации НЗ вблизи включений (случай короткого импульса).

s^* : 1 — 0, 2 — 1, 3 — 10.

рицей и включением как стоком, его величина определяется как D/s^2 — временем рекомбинации на поверхности включения, так и R^2/D — временем установления стационарного состояния в области размером R . В нашем случае имеет место соотношение $1/\sqrt{\tau_s} = 1/\sqrt{D/s^2} + 1/\sqrt{R^2/D}$ и видно, что величина τ_s определяется наименьшим из этих времен.

Наиболее благоприятная возможность экспериментального выявления наличия рекомбинационных неоднородностей и определения их параметров возникает в случае коротких импульсов фотовозбуждения ($t_n \ll \tau_s$). В случае постоянного начального условия (gt_n) кривая спада концентрации НЗ у поверхности включения описывается выражением

$$n_c^*(R, t) = \frac{gt_n}{1+s^*} e^{-t/\tau} \left\{ 1 + s^* e^{t/\tau_s} \left[1 - \Phi \left(\sqrt{\frac{t}{\tau_s}} \right) \right] \right\}. \quad (7)$$

Второе слагаемое в фигурных скобках быстро убывает за времена порядка τ_s и не зависит от соотношения между R и L . На рисунке представлены зависимости (7) для различных значений s^* . Видно, что с увеличением эффективности рекомбинационного стока величина τ_s уменьшается. Относительная амплитуда медленного участка равна $(1+s^*)^{-1}$. Анализ экспериментальных кривых, подобных представленным, позволяет оценить параметры рекомбинационных стоков по величинам амплитуд и релаксационных времен различных участков.

Отметим внешнее сходство кинетики НЗ в РНП и в полупроводниках с двумя типами рекомбинационных уровней [4]. Об особенностях переходных процессов в однородных и неоднородных полупроводниках обычно судят при исследовании кинетики фотопроводимости, причем участки с короткими временами принято связывать с наличием в кристалле быстрых уровней прилипания и рекомбинации (s -канал по [4]). Предлагаемый анализ показывает, что подобным образом могут проявлять себя протяженные рекомбинационные неоднородности различной физико-химической природы.

- [1] Концевой Ю. А. // ФТП. 1970. Т. 4. В. 6. С. 1184—1187.
 [2] Ковоплева Р. Ф., Юферев А. А. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 3. С. 413—419.
 [3] Вирт И. С., Григорьев Н. Н., Любченко А. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 3. С. 409—412.
 [4] Лашкарев В. Е., Любченко А. В., Шейнкман М. К. Неравновесные процессы в фото-проводниках. Киев, 1981. 264 с.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получено 23.05.1989
Принято к печати 30.08.1989

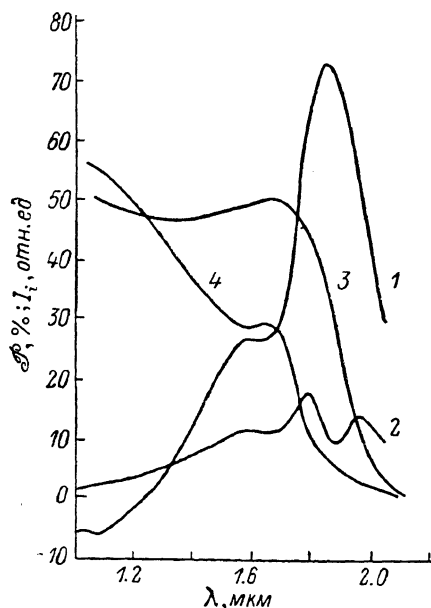
ФТП, том 24, вып. 1, 1990

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЙ ФОТОПРИЕМНИК

Гертович Т. С., Гринева С. И., Комиссаров Г. П.,
Манассон В. А., Огородник А. Д., Товстюк К. Д., Шарлай Е. С.

Расширение области использования линейно поляризованного света обусловило необходимость создания поляризационно чувствительных фотоприемников, работающих в различных спектральных диапазонах. Проведенные ранее исследования [1] показали, что наиболее перспективными в этом отношении являются фотоприемники на основе анизотропных полупроводников. Однако узость спектральных интервалов, в которых коэффициент фотоплекроизма достигает высоких значений в таких фотоприемниках, требует поиска новых полупроводниковых материалов, пригодных для изготовления фоточувствительных структур. Представляют интерес разработки систем с использованием лазерного излучения в спектральном диапазоне 1.5—2.1 мкм, где опасность вредного воздействия на зрение существенно ниже, чем в области более коротких длин волн. В настоящем сообщении представлены результаты исследования поляризационной чувствительности фотоприемника для этой области спектра на основе гетероперехода $\text{In}_2\text{O}_3\text{—In}_4\text{Se}_3$.

Гетеропереход готовился путем пульверизации спиртового раствора хло-



Спектральная зависимость коэффициентов фотоплекроизма $S_{(010)}$ (1), $S_{(100)}$ (2) и фототоков I_a (3), I_c (4).

рида индия и олова на нагретую подложку, в процессе этого на поверхности подложки формировался слой широкозонного полупроводника In_2O_3 , легированный оловом. Подложки вырезались из кристалла селенида индия In_4Se_3 , имеющего ромбическую сингонию (D_{2d}^{12}), *p*-типа проводимости, с концентрацией носителей при комнатной температуре $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Гетеропереходы формировались на поверхности пластин, ориентированных параллельно плоскости наилучшего скалывания (100) и перпендикулярно ей (010). Полученные структуры обладали выпрямляющими характеристиками благодаря возникновению поверхностного барьера на границе раздела полупроводников. Это позволяет детектировать сигнал в фотогальваническом режиме, обеспечивающем низкие