

УДК 537.311.33

КИНЕТИКА ФОТОПРОВОДИМОСТИ КРИСТАЛЛОВ ZnSe ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕЗАРЯДКЕ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ

© 1995 г. Л. И. Брук, О. С. Горя, В. А. Коротков, Л. Е. Ковалев,
Л. В. Маликова, А. В. Симашкевич

Государственный университет Молдавии, Кишинев

Известно, что изучение спектральных характеристик фотопроводимости (ФП) в широкозонных полупроводниках не дает полной информации о положении fotocувствительных центров в запрещенной зоне полупроводника. Широкая спектральная область собственной и примесной ФП является результатом наложения нескольких полос. На спад собственной ФП в области больших длин волн накладывается примесный фотоэффект. Кроме этого, регистрация стационарного значения ФП исключает возможность выявления уровней нечувствительных к свету центров рекомбинации и захвата. Если часть из существующих уровней предварительно не вывести из состояния равновесия, то при освещении полупроводника есть вероятность, что они не примут участия в образовании сигнала ФП и будут или нечувствительны к свету, или неотличимы на фоне преобладающих каналов рекомбинации и захвата на другие центры. Предварительное возбуждение может изменить состояние этих уровней, что ведет к их проявлению в виде "вспышки" на кривой релаксации ФП [1 - 6].

В данной работе исследованы кинетика ФП и эффективное сечение захвата фотонов (СЗФ) в спектральной области fotocувствительности монокристаллов селенида цинка с фоновыми примесями.

Релаксация ФП и СЗФ после предварительного оптического возбуждения может быть объяснена в соответствии со следующей двухуровневой моделью [5, 6]. В запрещенной зоне ZnSe ($E_g = 2.68$ эВ при $T = 300$ К) имеются два локальных уровня: глубокий уровень S , который находится вблизи середины запрещенной зоны и рассматривается как быстрый рекомбинационный центр, имеющий сравнимые значения поперечного сечения захвата для электронов и дырок $S_{nS} = S_{pS} \approx 10^{-17}$ см², и fotocувствительный акцепторный уровень A , который имеет большее значение сечения захвата для дырок, чем для электронов, т.е. S_{nA} намного меньше S_{pA} (рис. 1а). Установление равновесия на уровнях A и S сначала происходит по каналу $V-A$, затем по каналу $S-V$.

Исходя из указанной модели получена зависимость концентрации электронов на S -центре (m_S) в произвольный момент времени t [5]:

$$m_S = \frac{m_{S_{\max}} m_{S_{\text{ст}}} \exp \left[\frac{m_{S_{\text{ст}}} t}{m_{S_{\max}} \tau_2} + \frac{\tau_1}{\tau_2} (1 - e^{-t/\tau_1}) \right]}{m_{S_{\text{ст}}} + m_{S_{\max}} \exp(\tau_1/\tau_2) [\exp(m_{S_{\text{ст}}} t / m_{S_{\max}} \tau_2) - 1]}, \quad (1)$$

где m_S — концентрация электронов на уровне S ; $m_{S_{\max}}$ и $m_{S_{\text{ст}}}$ определяются из граничных условий ($m_S|_{t=0} = m_{S_{\max}}$; $m_S|_{t=\infty} = m_{S_{\text{ст}}}$); τ_1 — постоянная времени для захвата электронов из V -зоны на акцепторный уровень (характеризует уровень A); τ_2 — постоянная времени (характеризует уровень S).

Учитывая, что $\tau_1 \ll \tau_2 = \tau$ и величина фототока пропорциональна концентрации электронов на уровне S , зависимость (1) можно привести к виду

$$\frac{I_{\Phi_{\max}}}{I_{\Phi_{\text{ст}}}} \ln \left[\frac{(I_{\Phi_{\text{ст}}} / I_{\Phi_{\max}}) - 1}{I_{\Phi_{\text{ст}}} / I_{\Phi_{\text{ст}}}} \right] = \frac{1}{\tau} t, \quad (2)$$

где $I_{\Phi_{\text{ст}}}$, $I_{\Phi_{\max}}$, I_{Φ} — стационарное, максимальное и мгновенное значения фототока.

Выражение (2) в соответствующих координатах есть уравнение прямой с угловым коэффициентом $k = 1/\tau$. Обозначив $Y = kT$, угловой коэффициент можно определить следующим образом:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\langle Yt \rangle}{\langle t^2 \rangle} = \frac{1/n \int_0^n Y_i t_i}{1/n \int_0^n t_i^2} = \frac{\int_0^n Y_i t_i}{\int_0^n t_i^2}, \quad (3)$$

где индекс i означает i -ю точку на кривой релаксации фототока. Определив таким образом $1/\tau$, для различных длин волн наблюдения при определенной длине волны возбуждения можно найти спектральную зависимость $1/\tau = f(\lambda)$. Такая зависимость для фиксированного значения длины волны света предварительного возбуждения

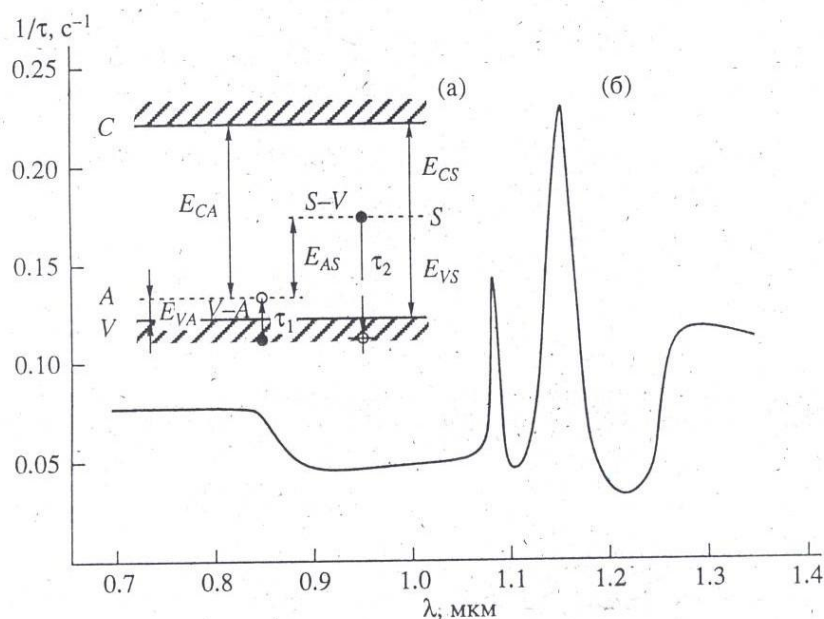


Рис. 1. Двухуровневая модель (а) и спектральная зависимость обратного времени релаксации $1/\tau$ при фиксированном значении длины волны света предварительного возбуждения 0,490 мкм (б).

($\lambda_{\text{предв}} = 0.490$ мкм) представлена на рис. 1б. Согласно данной зависимости, можно предположить, что на расстоянии 1.14 и 1.06 эВ от дна зоны проводимости расположены S -уровни, которые характеризуются повышенной вероятностью рекомбинации.

Независимое определение положения фоточувствительных центров (A -центры) может быть проведено по спектральной зависимости СЗФ. Измерения и расчет зависимостей СЗФ глубоких центров высокоомного ZnSe осуществляли по методике, описанной в [7]. Метод использует тот факт, что заполнение примесного уровня не изменяется при облучении фотонами различной энергии, если фототок поддерживается постоянным за счет изменения интенсивности возбуждающего света. Тогда спектральное распределение СЗФ (σ_{Φ}^0) определяется зависимостью интенсивности потока фотонов (I) от энергии фотона:

$$\sigma_{\Phi}^0(h\nu) = \text{const}/I(h\nu). \quad (4)$$

Типичная спектральная зависимость СЗФ приведена на рис. 2. Из экспериментальной кривой 6 по точкам перегиба установлено энергетическое положение (от дна зоны проводимости) уровней с $E_{CA} = 2.05, 2.11, 2.16, 2.21$ эВ. Рассчитанные спектральные характеристики СЗФ этих центров представлены кривыми 1 - 4, а их сумма - кривой 5. Как видно, наблюдается удовлетворительное совпадение с экспериментальной кривой 6. Таким образом, можно считать, что обнаруженные фоточувствительные уровни являются A -центрами и

удовлетворительно описываются предложенной двухуровневой моделью.

В рамках описанной методики была исследована релаксация СЗФ глубоких центров после оптической перезарядки. Обнаружена "вспышечная" релаксация СЗФ (рис. 3). Предварительное возбуждение переводит электроны с фото-

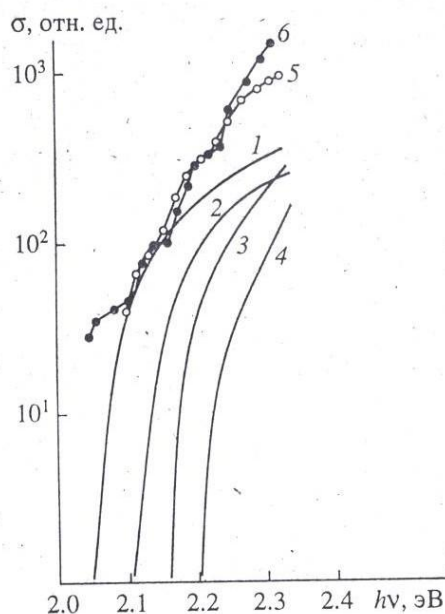


Рис. 2. Расчетные спектральные характеристики СЗФ (1 - 4), суммарная зависимость расчетных спектральных характеристик СЗФ (5) и экспериментальная спектральная зависимость СЗФ (6).

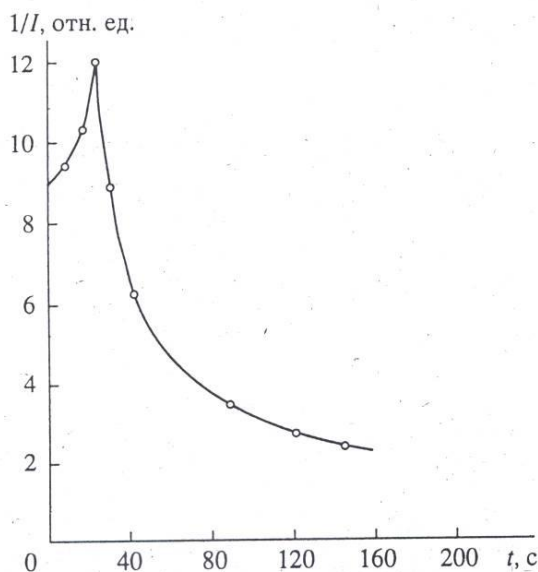


Рис. 3. Релаксация СЗФ глубоких центров на длине волны наблюдения $\lambda = 0.950$ мкм после оптической перезарядки ($\lambda_{\text{предв}} = 0.475$ мкм).

чувствительного уровня (А-центр) через зону проводимости на центр активации вспышки (S-центр). При этом его зарядовое состояние меняется и усредненное сечение фотоионизации возрастает. По мере ухода электронов с S-центра (за счет рекомбинации с дырками из валентной зоны) сечение фотоионизации возвращается к своему первоначальному значению. Таким образом, "вспышечная" релаксация ФП после оптической перезарядки глубоких центров объясняется релаксацией СЗФ S-центров.

ВЫВОДЫ

В рамках двухуровневой модели получено соотношение, связывающее вероятность рекомбинации с мгновенным значением фототока.

Анализ спектральных и релаксационных зависимостей фототока и СЗФ позволил определить величину энергии ионизации S-центров, время жизни носителей на них и зависимость последнего от концентрации и глубины залегания А-центров.

"Вспышечный" характер фотопроводимости и СЗФ после оптической перезарядки глубоких центров объясняется релаксацией СЗФ S-центров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лашкарев В.Е., Рыбалка В.В. Релаксация фотопроводимости со всплесками в HgS с примесью Cu // УФЖ. 1965. Т. 10. № 2. С. 166 - 172.
2. Берковский Ф.М., Рывкин С.М. Влияние оптической перезарядки примесных центров на кинетику фото-э. д. с. в германии // ФТТ. 1963. Т. 5. № 2. С. 381.
3. Георгобиани А.Н., Шейнкман М.К. Физика соединений A^2B^6 // М.: Наука, 1986. 320 с.
4. Гаплевская С.П., Завертанная Л.С., Рвачев А.Л. Некоторые особенности фотоэлектрической "памяти" сульфида кадмия // УФЖ. 1974. Т. 19. № 2. С. 292 - 298.
5. Горя О.С., Ковалев Л.Е., Коротков В.А. и др. Спектральная память фотопроводимости высокоомного ZnSe // ФТП. 1989. Т. 23. № 11. С. 2090 - 2093.
6. Горя О.С., Ковалев Л.Е., Коротков В.А. и др. Спектральная память фотопроводимости высокоомного ZnSe // ФТП. 1990. Т. 24. № 8. С. 1496.
7. Бабуинас Р.В., Вайткус Ю.Ю., Сенулис Ф.Д. Определение спектральных зависимостей сечения захвата фотона по инфракрасному гашению и примесной фотопроводимости в монокристаллах CdSe // Литов. физ. сб. 1978. Т. 17. № 1. С. 109 - 116.