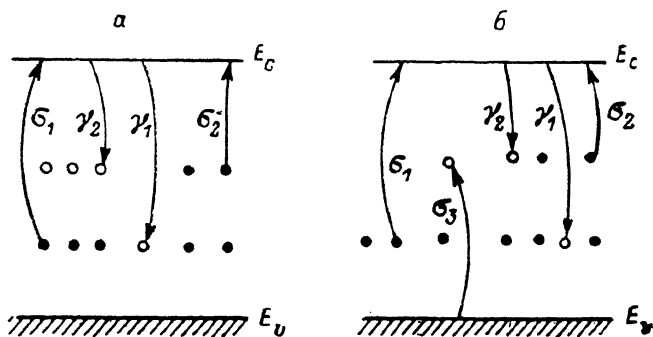


КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОТНОШЕНИЙ СЕЧЕНИЙ  
 ФОТОИОНИЗАЦИИ ДЛЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ АКЦЕПТОРОВ  
 В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Корнилов Б. В.

Известно, что оценка величины отношения сечений фотоионизации для уровней многозарядного акцептора может быть проведена посредством вычисления каждого из сечений по измеренным коэффициентам поглощений для соответствующих оптических процессов и известным концентрациям центров, участвующих в поглощении [1]. Такой способ достаточно трудоемок, так как он требует измерения температурного хода эффекта Холла на различных образцах



Схематическое изображение на энергетической диаграмме процессов фотогенерации и рекомбинации при оптической перезарядке.

а — монополярное возбуждение носителей с нижнего уровня (1) и их последующий захват на верхний уровень; б — биполярное возбуждение носителей [фотогенерация электрона (процесс  $\sigma_1$ ) с нижнего уровня (1) и дырки (процесс  $\sigma_2$ ) с верхнего уровня], сопровождающееся захватом ( $\gamma_2$ ) и генерацией ( $\sigma_2$ ) электрона с верхнего уровня.

и проведения дополнительного отжига контрольных образцов для учета коэффициента поглощения на конкурирующих процессах (поглощения на свободных носителях, на дефектах термообработки и др.) [2]. Точность определения каждого из сечений фотоионизации оказывается невысокой, так как интересующую нас долю примесного поглощения на глубоких центрах приходится извлекать из суммарного коэффициента поглощения, существенно превосходящего искомую величину [3].

Для определения отношений сечений фотоионизации электронов с различных энергетических уровней одного центра можно воспользоваться количественным соотношением, устанавливающим связь для предельной оптической перезарядки между степенью заполнения глубокого центра ( $f$ ) и произведением двух отношений — сечений захвата и сечений фотоионизации для глубокого центра [4]:

$$f = \frac{m_3}{N} = \sqrt{\frac{\gamma_3 \sigma_2}{\gamma_2 \sigma_3}}, \quad (1)$$

где  $n_2$  — концентрация электронов на верхнем уровне меди,  $N$  — концентрация акцепторов меди,  $\sigma_2, \sigma_3$  — сечения фотоионизации электронов с уровнем меди,  $\gamma_2, \gamma_3$  — соответствующие коэффициенты захвата (см. рисунок, а).

Для этого необходима дополнительная информация об отношении сечений захвата носителей уровнями многозарядного центра, как правило, получаемая либо из литературных данных, либо из целенаправленных измерений. Для определения  $f$  обычно используется метод стационарной примесной фотопроводимости, с помощью которого по известным коэффициенту захвата  $\gamma_3$ , сечению фотоионизации ( $\sigma_3$ ), интенсивности падающего света ( $I$ ) и концентрации световых носителей ( $n_{cb}$ ) находится искомая величина:

$$f = \frac{\gamma_3 n_{cb}}{I \sigma_3 + \gamma_3 n_{cb}} \quad (2)$$

Такой подход был использован нами для определения сечения захвата электрона на верхний уровень цинка в кремнии [3].

Следует, однако, отметить, что ситуацию в том виде, как она изложена в [4], т. е. рассматривается процесс предельной оптической перезарядки при обмене электронами между двумя уровнями посредством возбуждения их в зону проводимости с нижнего уровня и последующего захвата на верхний уровень, нельзя реализовать для большинства многозарядных примесей. Механизм оптической перезарядки для них более сложен и требует для своего описания учета процессов фотовозбуждения носителей с уровней в обе энергетические зоны.

Если в рассмотрение особенностей предельной оптической перезарядки наряду с процессами, указанными на рисунке, а, включить дополнительно процесс фотогенерации дырок в валентной зоне ( $\sigma_3$ ) (см. рисунок, б), то можно получить следующее соотношение [6]:

$$f = \frac{n_2}{N} = \frac{1}{2(1 + \sigma_2/2\sigma_3)} \quad (3)$$

Так как  $\sigma_3 = \sigma_{2p}$  (см. рисунок, б), по известной величине  $f$  в формуле (3) можно определить отношение сечений фотоионизации для разнотипных носителей. Величину  $f$  можно найти более простым способом, чем по (2), т. е. не прибегая при этом к определению  $I$ ,  $n_{cb}$  и  $\sigma_3$ . Для величины темновой концентрации носителей ( $n_T$ ) в фотопроводнике, находящемся в квазистационарном, перезаряженном состоянии после снятия предвзвешивающей подсветки (процесс  $\sigma_1$ ), можно получить следующее соотношение, связывающее  $n_T$  с другими характеристиками трехзарядного акцептора:

$$n_T = f \frac{N_c}{\gamma_0} e^{-\Delta\epsilon/kT}, \quad (4)$$

где  $\gamma_0$  — фактор вырождения уровня,  $N_c$  — эффективная плотность состояний в валентной зоне,  $\Delta\epsilon$  — глубина энергетического уровня,  $k$  — постоянная Больцмана. Из (3) и (4) находим соотношение для определения  $\sigma_{2n}/\sigma_{2p}$ :

$$\frac{\sigma_{2n}}{\sigma_{2p}} = \frac{N_c e^{-\Delta\epsilon/kT} - 2n_T \gamma_0}{\gamma_0 n_T}, \quad (5)$$

откуда следует, что для нахождения отношения сечений фотоионизации электрона и дырки с верхнего уровня многозарядного акцептора с известными энергетическим положением уровня и фактором вырождения необходимо иметь сведения о величине  $n_T$ .

Формула (5) в отличие от (4) дает возможность определить отношение сечений фотоионизации разнотипных носителей для одного уровня, причем при этом нет необходимости обращаться к информации других методов о величинах сечений захвата носителей. Следовательно, данный метод определения отношений сечений фотоионизации не только более прост, но и более точен: в погрешность искомой величины не входят погрешности определения отношения сечений захвата, точность определения которых весьма не высока.

Предложенный нами метод может быть использован для определения  $\sigma_n/\sigma_p$  верхних уровней многозарядных акцепторов в полупроводниках.

#### Список литературы

- [1] Корнилов Б. В. // ФТТ. 1963. Т. 5. В. 11. С. 3306—3100.
- [2] Zavadskii Y. I., Kornilov B. V. // Phys. St. Sol. 1970. V. 42. P. 617—625.
- [3] Завадский Ю. И., Корнилов Б. В. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 1. С. 69—76.
- [4] Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1963. 494 с.
- [5] Корнилов Б. В. // ФТТ. 1964. Т. 6. В. 5. С. 3721—3722.
- [6] Корнилов Б. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 6. С. 1329—1333.

Научно-исследовательский институт «Пульсар»  
Москва

Получено 22.11.1989  
Принято к печати 19.04.1990

ФТП, том 24, вып. 10, 1990

## О ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЯХ ЦЕНТРОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ЭНЕРГИЕЙ В СТЕКЛАХ

Клингер М. И., Шпинар Л. И., Ясковец И. И.

Электронные локализованные состояния щели по подвижности стеклообразного полупроводника (СП), определяющие в существенной мере его электронные свойства, сводятся главным образом к основному и некоторым возбужденным состояниям автолокализованных (АЛ) синглетных электронных и дырочных пар (см. [1] и приведенные там ссылки). Такие АЛ состояния образуются благодаря взаимодействию локализованного носителя заряда с окружающими атомами случайной «мягкой конфигурации», для которой практически по одной степени свободы (моде)  $x$  атомного движения характерны аномально малая квазиупругая константа  $k \ll k^{(0)} \approx M\omega_D^2$  и высокая деформационная восприимчивость  $\chi = 1/k \gg \chi^{(0)} = 1/k^{(0)}$  ( $M$  — атомная масса конфигурации,  $\omega_D$  — дебаевская частота). Концентрация  $c_a$  атомов в таких аномальных конфигурациях в СП велика; ее масштаб, оцененный как  $c_a \approx 0.1$ , универсален (в отличие от нестеклообразных твердых тел, для которых  $0 \leq c_a \leq 0.01$ ; см. [1]). Взаимодействие электрона в характерном локализованном состоянии  $\psi_q$  малого размера  $\rho_q (\leq a)$ , приводящее к автолокализации, определяет равновесное атомное смещение  $x_1$  и соответствующее понижение электронного терма:  $\delta E_q(x_1) \equiv E_q(x_1) - E_q(0) < 0$  ( $a$  — среднее межатомное расстояние). При этом характерная энергия электронно-атомного взаимодействия в СП велика:  $Q_0 \approx 3$  эВ. Максимальная возможная величина энергии автолокализации основного состояния синглетной электронной пары  $W_2 (< 0)$ , значительно превышающая таковую для одного электрона ( $W_2 \approx 4W_1$ ), очень велика и сравнима с  $Q_0$ . Фактически в СП величина  $\max |W_2|$  может превышать ширину щели по подвижности  $E_g (\leq 3$  эВ) и при этом быть реально недостижимой. В этой ситуации наибольшая величина  $W_{2\max}$  для  $W_2$  практически совпадает с шириной щели  $E_g$  вследствие неизбежной реализации в аморфной системе квантово-механического отталкивания понижающегося электронного терма от порога по подвижности для альтернативной зоны. Поскольку в СП  $W_{2\max}$  значительно превышает характерную энергию  $U_c$  кулоновского (хаббардовского) отталкивания локализованных электронов, автолокализующихся на этой же мягкой конфигурации, корреляционная энергия  $U$  фактически отрицательна для основного состояния АЛ синглетной пары (характерного размера  $\rho_0 \approx \rho_q$ ), а характерное значение  $|U|_0$  велико и отвечает сильному межэлектронному притяжению: