

## ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОНОВ НА ОТТАЛКИВАЮЩИЕ КУЛОНОВСКИЕ ЦЕНТРЫ В ГЕРМАНИИ

С. Бумялене, И. Н. Ясиевич \*

Институт физики полупроводников Академии наук Литвы, 232600, Вильнюс, Литва  
(Получена 26.02.1992. Принята к печати 4.03.1992)

Экспериментальные полевые и температурные зависимости коэффициентов захвата электронов на отталкивающие центры никеля, золота, меди и платины в равных зарядовых состояниях в германии сопоставлены с теорией многофононного захвата. Получено хорошее их согласие. Установлены значения параметра центра  $T_1$ , характеризующие соответствующие примеси.

*Введение.* Существование кулоновского барьера является определяющим фактором при захвате носителей заряда на отталкивающие центры. Основной характерной особенностью процесса захвата на такие центры является экспоненциальный рост скорости захвата с увеличением электронной температуры  $T_e$ , т. е. с увеличением напряженности внешнего электрического поля или с ростом температуры решетки [1-3]. Отталкивающие центры — обычно глубокие центры с энергией связи, существенно превышающей боровскую энергию. Поэтому захват носителей должен сопровождаться многофононными переходами. Учет таких переходов существенно влияет как на скорость захвата, так и на характер зависимости коэффициента захвата от решеточной и электронной температуры [4, 5]. Было показано, что при учете многофононных переходов коэффициент захвата на отталкивающий кулоновский центр определяется формулой

$$C^-(T_e) = C^0 \sqrt{\frac{4\gamma}{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\exp(-x)}{\exp \sqrt{\gamma/x} - 1} dx, \quad (1)$$

$$\gamma = 4\pi^2 E_B / kT_e^*.$$

Здесь  $C^0$  — коэффициент захвата на нейтральный глубокий центр,  $E_B = -Z^2 e^4 m^* / 2\kappa^2 \hbar^2$  — боровская энергия центра,  $Ze$  — заряд центра,  $\kappa$  — диэлектрическая константа. В качестве эффективной массы  $m^*$  следует использовать в случае анизотропного закона дисперсии массу, вычисленную из энергии связи для мелкого донорного состояния, например, вариационным методом. Это значение близко к значению эффективной массы плотности состояний  $m_j$ . Эффективная электронная температура  $T_e^*$  определяется соотношением

$$\frac{1}{T_e^*} = \frac{1}{T_e} + \frac{1}{T_1}, \quad (2)$$

\* Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия.

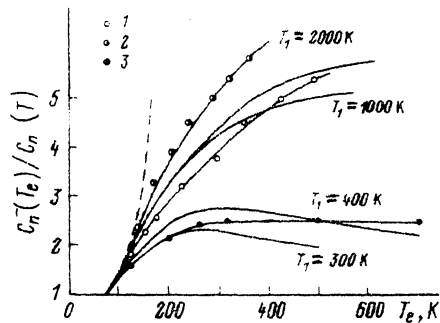


Рис. 1. Зависимость коэффициента захвата электронов на отталкивающие однозарядные центры в германии от электронной температуры при  $T = 77$  К. 1, 2 — Ni<sup>-</sup> [6], 3 — Au<sup>-</sup> [2]. Электронная температура определена: 1 — из измеренной полевой зависимости подвижности электронов, 2, 3 — уравнения баланса энергии [2]. Тонкие кривые — расчет по формуле (1), штриховые —  $C_n^- \sim \exp - (T_0/T_e)^{1/3}$  [1].

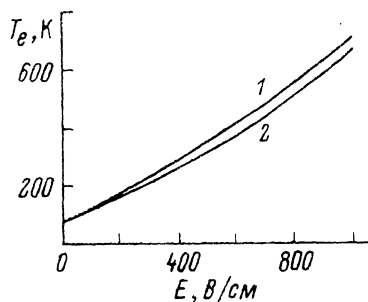


Рис. 2. Полевая зависимость электронной температуры при  $T = 77$  К: 1 — в  $n$ -Ge (Ni), определенная из измерений подвижности [6], 2 — в  $n$ -Ge (Au), вычисленная из уравнения баланса энергии [2].

где  $T_e$  — электронная температура, а температура  $T_1$  является параметром центра по порядку величины  $T_1 \approx \hbar\omega/k$  ( $\omega$  — частота локальной моды, определяющей многофононный процесс,  $k$  — константа Больцмана).

При увеличении электронной температуры, согласно формуле (1), коэффициент захвата должен достигать максимума при  $T_e$ , близком к  $T_1$ , а затем спадать в отличие от полученной Бонч-Бруевичем [1]. В данной работе произведен анализ экспериментальных данных по захвату электронов на отталкивающие многозарядные центры Ni<sup>-</sup>, Au<sup>-</sup>, Au<sup>+</sup>, Cu<sup>-</sup> и Pt<sup>#</sup>, определенных методом [2] кинетики фототока при приложении прямоугольного импульса греющего электрического поля. Показано хорошее соответствие эксперимента закону (1). Найдены значения параметра  $T_1$  для соответствующих примесей.

## 1. Захват электронов на никель

Зависимость коэффициента захвата электронов на однозарядные центры никеля  $C_n^-$  (уровень  $\mathcal{E}_{Ni} = \mathcal{E}_c - 0.3$  эВ) от электронной температуры (рис. 1) получена следующим образом. Методом кинетики фототока [2] измерена полевая зависимость коэффициента захвата  $C_n^-$  при  $T = 77$  К [6] на образцах  $n$ -Ge, легированного Ni с концентрацией  $N_{Ni} \approx 8 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, степенью компенсации  $2N_{Ni} > N_{Sb} > N_{Ni}$  и плотностью дислокаций  $5 \cdot 10^3$  см<sup>-2</sup>. Зависимость температуры электронов от напряженности электрического поля  $E$  определена из измеренной полевой зависимости подвижности методом, описанным в [7], с учетом рассеяния акустическими и оптическими фононами, а также на ионизированных примесях (рис. 2, кривая 1). Из полученных таким образом зависимостей  $C_n^- = f(E)$  и  $T_e = f(E)$  построена зависимость коэффициента захвата электронов на однозарядные отталкивающие центры Ni от электронной температуры (рис. 1, кривая 1). Видно, что возрастание  $C_n^-$  с увеличением электронной температуры выражено слабее, чем предсказывает теория Бонч-Бруевича [1], учитывающая лишь изменение вероятности туннелирования электронов сквозь кулоновский барьер (рис. 1, штриховая кривая). На рис. 1 показаны результаты расчета по формуле (1) зависимости коэффициента захвата электронов на отталкивающие однозарядные центры в случае действия многофононного механизма релаксации энергии при

разных значениях параметра  $T_1$ . Для примеси никеля наилучшее совпадение получается при значении  $T_1 \cong 10^3$  К.

При сопоставлении хода пересчитанных экспериментальных кривых  $C_n^- = f(T_e)$  с теоретическими встречаются затруднения, вызванные тем фактом, что максвелловское приближение с электронной температурой  $T_e$  применимо лишь в ограниченном интервале энергий. С другой стороны, различные методы восстановления  $T_e$  дают несколько различные ее значения. Кривая 2 на рис. 2 получена из решения уравнения сохранения энергии, дающего заниженные значения электронной температуры по сравнению с установленными из изменений подвижности электронов (рис. 2, кривая 1). Хотя различие между значениями  $T_e$ , полученными двумя методами, небольшое, при расчете коэффициента захвата в силу их экспоненциальной зависимости от температуры  $T_e$  получаются относительно большие расхождения (рис. 1, кривая 2). Отметим, что общая тенденция развития сохраняется, но значение подгочного параметра  $T_1$  меняется примерно в 2 раза.

Была исследована также температурная зависимость коэффициента захвата электронов на отталкивающие центры в слабом электрическом поле. Она менее чувствительна к выбору значения параметра  $T_1$ . Это показано на примере однозарядных центров никеля в германии (рис. 3). От азотной температуры до 150 К эксперимент хорошо описывается формулой (1) в довольно широком интервале значений  $T_1$ . При дальнейшем увеличении решеточной температуры наблюдается более сильный рост  $C_n^-$  (заметная перезарядка уровней Ni в германии начинается при  $T > 200$  К). В пределе высоких температур по формуле (1) с использованием экспериментальных данных по захвату на отталкивающие центры можно вычислить значение коэффициента захвата электронов на нейтральный центр Ni:  $C_n^0 = 4 \cdot 10^{-9}$  см<sup>3</sup>/с. Оказалось, что это значение по порядку величины хорошо согласуется с известными из литературы экспериментальными данными по захвату на нейтральные центры никеля:  $C_n^0 = 1.2 \cdot 10^{-9}$  см<sup>3</sup>/с ( $T = 300$  К) [8],  $C_n^0 = 10^{-9}$  см<sup>3</sup>/с [9]. Отметим, что, согласно эксперименту [9],  $C_n^0$  не зависит от температуры. Это также совпадает с теорией многофононного захвата [5].

## 2. Захват электронов на золото

Результаты экспериментального исследования захвата электронов на центры золота в разных зарядовых состояниях в германии выполнены методом кинетики фототока в работах [2, 10]. В случае захвата на однозарядные центры ( $\mathcal{E}_{Au} = \mathcal{E}_c -$

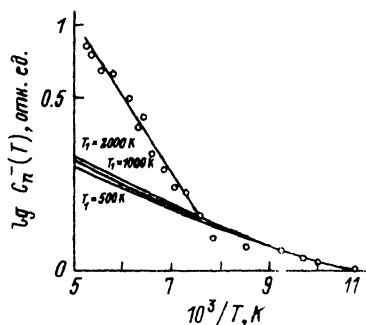


Рис. 3. Температурная зависимость коэффициента захвата электронов на отталкивающие однозарядные центры никеля в германии [3]. Сплошные кривые — расчет по формуле (1).

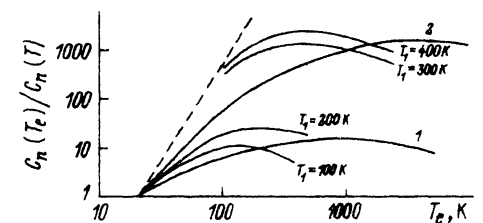


Рис. 4. Зависимость коэффициента захвата электронов на отталкивающие центры золота в германии при  $T = 20$  К [10]. Зарядность центра: 1 — Au<sup>-</sup>, 2 — Au<sup>0</sup>. Сплошные кривые — расчет по формуле (1), штриховая —  $C_n^- \sim \exp - (T_0/T_e)^{1/3}$  [1].

$-0.2$  эВ) при  $T = 77$  К [2] наблюдается более слабая зависимость  $C_n^- = f(T_e)$  (рис. 1, кривая 3), чем в случае  $Ni^-$ . Наилучшее совпадение эксперимента с теорией получено при значении  $T_1 = 400$  К. При температуре решетки  $T = 20$  К (рис. 4) захват электронов как на однозарядные, так и на двухзарядные центры золота ( $\mathcal{E}_{Au} = \mathcal{E}_c - 0.04$  эВ) описывается близким значением параметра:  $T_1 = 200$  для однозарядных и  $T_1 = 400$  К для двухзарядных центров.

Формула (1) в пределе точности эксперимента описывает и температурную зависимость коэффициента захвата электронов на однозарядные центры золота при  $T < 150$  К, полученную в работе [11]. При дальнейшем росте температуры, так же как и в случае  $Ni^-$ , наблюдается более сильный рост коэффициента  $C_n^-$ .

### 3. Захват электронов на медь

Рекомбинация электронов через центры меди в германии изучена в двухзарядном состоянии ( $\mathcal{E}_{Cu} = \mathcal{E}_v + 0.32$  эВ). Зависимость коэффициента захвата от электронной температуры определена при разных температурах  $T = 30, 40, 50, 90$  К [12] методом [2]. Зависимость электронной температуры от поля в  $n$ -Ge (Cu) восстанавливалась по экспериментально установленной полевой зависимости подвижности электронов в предположении, что основную роль в рассеянии играют заряженные примеси [12]. Используя эти результаты, мы установили, что лучшее совпадение результатов эксперимента с расчетами по формуле (1) получается при значении параметра  $T_1 = 800$  К. Худшее совпадение получено для температурной зависимости  $C_n^{\pm} = f(T)$ ; наблюдаемая в эксперименте [12, 13] зависимость выражена несколько сильнее, чем предсказывается теорией [4, 5].

### 4. Захват электронов на платину

Полевая зависимость коэффициента захвата электронов на примесные центры платины в трехзарядном состоянии измерена при температурах  $T = 77$  и  $26.2$  К [14]. В этом случае для сопоставления теории с экспериментом мы использовали полевую зависимость электронной температуры, определенную при исследовании  $n$ -Ge (Au) в работе [2], и нашли, что платину можно характеризовать значением параметра  $T_1 = 150$  К.

**Заключение.** Анализ сравнения экспериментальных результатов с теорией показывает, что в процессе захвата электронов на отталкивающие центры в разных зарядовых состояниях в германии большую роль играет механизм многофононной потери энергии, приводящей к появлению максимума в зависимости коэффициента захвата от электронной температуры  $C_n^- = f(T_e)$  при сравнительно невысоких значениях напряженности электрического поля. Отметим, что из максимального значения соотношения  $\{C_n^-(T_e)/C_n^-(T)\}_{\max}$  может быть определен параметр  $T_1$  в тех случаях, когда неизвестна полевая зависимость электронной температуры, так как максимальное соотношение не зависит от  $T_c$ . Это свойство мы использовали для определения  $T_1$  в случае платины, золота при низких температурах, а также для уточнения значения  $T_1$  для примесей золота, меди. Также следует отметить, что во всех рассмотренных случаях наблюдаемый максимум на зависимости  $C_n^- = f(T_e)$  и дальнейший спад  $C_n^-$  в области высоких электронных температур выражены слабее, чем предсказывает теория. Такое несоответствие может быть связано с деформацией потенциального барьера центра в электрическом поле и с увеличением вследствие этого вероятности проникновения электрона через него [5] или ослаблением зависимости  $T_e^- = f(T_e)$  в области высоких электронных температур [15].

- [1] В. Л. Бонч-Бруевич. Сб. ст. ФТТ, 11, 182 (1959).
- [2] R. G. Pratt, V. K. Ridley. Proc. Phys. Soc., 81, 966 (1963).
- [3] V. L. Bonch-Bruевич, E. G. Landsberg. Phys. St. Sol., 29, 9 (1968).
- [4] В. Н. Абакумов, В. Карпус, В. И. Перель, И. Н. Ясиевич. ФТП, 22, 262 (1988).
- [5] V. N. Abakumov, V. I. Perel, I. N. Yassievich. Nonradiative recombination in semiconductors, 320. Amsterdam—Oxford—N. Y.—Tokyo (1991).
- [6] С. Бумялене, Л. Климка, Г. Ласене. Лит. физ. сб., 18, 477 (1978).
- [7] В. Денис, Ю. Пожела. Горячие электроны, 289. Вильнюс (1971).
- [8] H. F. Tseng, S. S. Li. Phys. Rev. B, 6, 3066 (1972).
- [9] Л. А. Климка, К. Д. Глинчук. ФТП, 4, 673 (1970).
- [10] R. G. Pratt, V. K. Ridley. Proc. Phys. Soc., 85, 293 (1965).
- [11] И. В. Карпова, В. Г. Алексеева, С. Г. Калашников. ФТТ, 4, 634 (1962).
- [12] В. Г. Алексеева, Н. Г. Жданова, М. С. Каган, С. Г. Калашников, Е. Г. Ландсберг. ФТП, 6, 316 (1972).
- [13] В. Г. Алексеева, Н. Г. Жданова, М. С. Каган, С. Г. Калашников, Е. Г. Ландсберг. ФТП, 3, 1410 (1969).
- [14] P. H. Wisbey, V. K. Ridley. Soc. St. Phys., 3, 211 (1970).
- [15] В. Карпус, В. И. Перель. ЖЭТФ, 91, 2319 (1986).

Редактор В. В. Чалдышев

---