

©1995 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ В ПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕМ GaAs МЕТОДОМ РЕЛАКСАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО АДМИТТАНСА

М.А. Демьяненко, И.В. Марчишин, Б.А. Бобылев

Институт физики полупроводников
Сибирского отделения Российской академии наук,
630090, Новосибирск, Россия
(Получена 11 января 1995 г. Принята к печати 27 февраля 1995 г.)

Проведен теоретический анализ фотоиндуцированного адмиттанса структуры «металл–полуизолирующий полупроводник–металл» и на его основе предложен новый неразрушающий метод исследования глубоких уровней в объемных полуизолирующих и высокоомных полупроводниках. Показано, что в отличие от метода релаксационной спектроскопии фотоиндуцированного тока, предлагаемый метод позволяет исследовать процессы захвата и эмиссии, протекающие в одинаковых условиях, что обеспечивает более корректное определение времени жизни носителей заряда и концентрации глубоких уровней. Метод апробирован на полуизолирующем арсениде галлия, выращенном методом Чохральского.

Введение

Многие эпитаксиальные полупроводниковые структуры выращиваются на исходной подложке из высокоомного или полуизолирующего полупроводникового материала. Тип и концентрация присутствующих в подложке глубоких уровней (ГУ) во многом определяют качество изготовленных на таких слоях полупроводниковых приборов.

Развитые в последние два десятилетия спектроскопические методы исследования ГУ в полупроводниках, такие как DLTS [1], ODLTS [2], адмиттанс-спектроскопия [3], модуляционная спектроскопия [4] и другие, с большим успехом применяются для исследования низкоомных полупроводников. Однако эти методы не применимы к высокоомным и полуизолирующим материалам.

Для исследования ГУ в высокоомных полупроводниках был разработан метод, известный как релаксационная спектроскопия фотоиндуцированного тока (PICTS) [5]. Он был успешно использован для исследования ряда высокоомных полупроводниковых материалов и особенно активно — полуизолирующего арсенида галлия [5–9]. Однако этот

Метод наряду с достоинствами имеет два существенных недостатка. Во-первых, время жизни термически эмиттированных с глубоких уровней носителей заряда, необходимое для вычисления абсолютной концентрации ГУ, корректно определяется по величине тока на стадии оптического возбуждения только при выполнении ряда условий [10], что далеко не всегда осуществляется на практике. Во-вторых, этот метод является разрушающим, так как для измерения фототока требуется вжигание омических контактов.

В данной статье представляем метод релаксационной спектроскопии фотоиндуцированного адмиттанса (PIATS). Метод не требует вжигания омических контактов, позволяет в одних и тех же условиях определять как эмиссионные параметры ГУ, так и параметры захвата доминирующих ловушек и в результате более корректно определять время жизни носителей заряда и концентрацию ГУ. Проводим подробное теоретическое изучение фотоиндуцированного адмиттанса полупроводникового полупроводника с двумя барьерными контактами и апробацию метода на полупроводнике арсениде галлия, выращенном методом Чохральского.

1. Теория фотоиндуцированного адмиттанса полупроводникового полупроводника с двумя барьерными контактами

Рассмотрим для определенности структуру «металл-полупроводник-металл» (рис. 1, а), к которой приложено напряжение $V = V_0 \exp(i\omega t)$, где $V_0 < kT/q$, ω — круговая частота, t — время, k — постоянная Больцмана, q и T — абсолютные значения заряда электрона и температуры. нас будет интересовать адмиттанс такой структуры Y , измеряемый после однородного по объему оптического возбуждения полупроводника при $t < 0$.

Далее предположим, что из набора ГУ с концентрациями N_{tk} (k — индекс уровня) активным при заданной температуре является

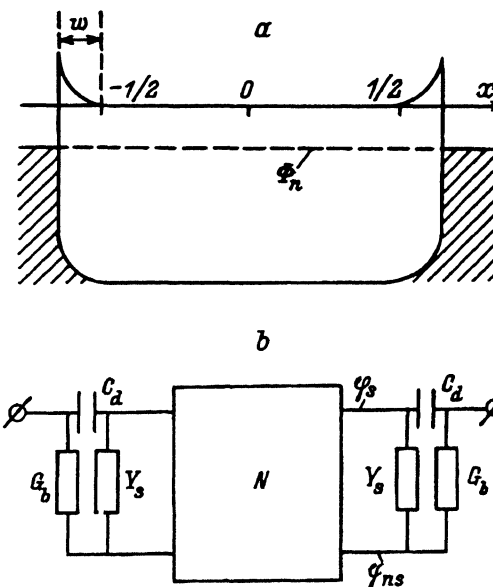


Рис. 1. Структура металл-полупроводник-металл (а) и ее эквивалентная схема (б). N — нейтральный объем, остальные обозначения приведены в тексте.

один ГУ (например, с индексом α), эмитирующий электроны в зону проводимости. В этом случае можно считать, что свободные носители имеются только в зоне проводимости, а их концентрация n в отсутствие перезаряда на этот ГУ равна [11]

$$n = f_{t\alpha}^0 N_{t\alpha} \tau_n e_{n\alpha} \exp(-e_{n\alpha} t), \quad (1)$$

где $f_{t\alpha}^0$ — вероятность заполнения активного ГУ при $t = 0$, $e_{n\alpha}$ — термическая скорость эмиссии с ГУ, τ_n — время жизни электронов. Нас будет интересовать диапазон частот $\omega \gg e_{n\alpha}$, в котором задача о нахождении адмиттанса структуры с нестационарными параметрами сводится к стационарной задаче.

1.1. Формирование потенциальных барьеров. В процессе релаксации при пониженных температурах на границах раздела полупроводник-металл будут формироваться потенциальные барьеры (см. рис. 1, а и [12]). Действительно, после выключения света в образце за время порядка τ_n установится квазиуровень Ферми электронов $\Phi_n = [\ln(N_c/n)]kT/q$, который окажется значительно выше уровня Ферми в металле, фиксированного вблизи середины запрещенной зоны арсенида галлия. Это вызовет поток электронов из полупроводника в металл, что приведет к образованию приповерхностной области пространственного заряда (ОПЗ) и, следовательно, потенциального барьера высотой Φ_b по следующему закону:

$$C_s d\Phi_b/dt = J_n^* \exp(-q\Phi_b/kT). \quad (2)$$

При этом дифференциальная проводимость через барьер окажется равной $\sigma_b = (q/kT)J_n^* \exp(-q\Phi_b/kT)$. Здесь N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, C_s — емкость ОПЗ, $J_n^* = AT^2 \exp(-q\Phi_n/kT)$ и A — эффективная постоянная Ричардсона, для GaAs равная $8.4 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{K}^2$.

Пренебрегая зависимостью C_s от времени, учитывая (1) и интегрируя (2), найдем, что проводимость через барьер будет уменьшаться со временем по закону $\sigma_b^{-1} = \sigma_{b0}^{-1} + [1 - \exp(-e_{n\alpha} t)]/e_{n\alpha} C_s$, т.е. за время $\sim 1/e_{n\alpha}$ проводимость σ_b уменьшится до $\sim C_s e_{n\alpha}$. При этом высота барьера Φ_b для $C_s = 10^{-8} \text{ Ф/см}^2$ и $T = 100 \text{ K}$ окажется равной $\sim 12kT/q + \ln(\tau_n [\text{c}] \cdot 10^6) + \ln(f_{t\alpha}^0 N_{t\alpha} [\text{см}^{-3}] \cdot 10^{-14})$, т.е. при $\tau_n = 10^{-6} \text{ c}$, $f_{t\alpha}^0 N_{t\alpha} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ получим $\Phi_b \simeq 12kT/q$. В этом случае протяженность области пространственного заряда w при концентрации перезаряжающихся ГУ $N_t = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ будет равна $\sim 10^{-4} \text{ см}$, что много меньше толщины полупроводниковой пластины $\sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$.

Таким образом, через некоторое время после выключения света рассматриваемый нами полуизолирующий полупроводник будет иметь протяженную «нейтральную» область ($-l/2 < x < l/2$) и две приповерхностные ОПЗ толщиной $w \ll l$ (рис. 1, а).

1.2. Основные соотношения для фотоиндуцированного адмиттанса. В «нейтральном» объеме полупроводника при малых возмущениях справедливы следующие соотношения:

$$j_n = -q\mu_n n \partial \phi_n / \partial x, \quad (3)$$

$$\partial j_n / \partial x + \partial \rho / \partial t = 0, \quad (4)$$

$$\partial^2 \phi / \partial x^2 = -\rho / \varepsilon_0 \varepsilon_s, \quad (5)$$

где j_n , ϕ_n и ϕ — вариации плотности электронного тока, значений квазиуровня Ферми электронов и электростатического потенциала полупроводника, вызванные малым напряжением $V_0 \exp(i\omega t)$; ρ — плотность заряда; μ_n — подвижность свободных электронов; ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума и ε_s — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Наличие ГУ приводит к тому, что в нейтральном объеме полупроводника плотность заряда ρ связана с переменной составляющей концентрации электронов $\tilde{n} = n(\phi - \phi_n)q/kT$ следующим соотношением [13]:

$$\rho = -q(N_t^* + 1)\tilde{n}, \quad (6)$$

где

$$N_t^* = \sum_k (1 - f_{tk}) N_{tk} \gamma_{nk} \tau_k f_k(\omega) \quad (7)$$

— эффективная безразмерная суммарная концентрация всех ГУ, перезаряжающихся на частоте ω ; $f_k(\omega) = 1/(1 + i\omega\tau_k)$ и $\tau_k = 1/\gamma_{nk}(n + n_{1k})$ — частотный множитель и время перезарядки k -го глубокого уровня с концентрацией N_{tk} , коэффициентом захвата электронов γ_{nk} , энергией E_{tk} , отсчитанной от дна зоны проводимости; $n_{1k} = N_c \exp(-E_{tk}/kT)$; f_{tk} — вероятность заполнения ГУ, устанавливающаяся в процессе оптического возбуждения полупроводника и последующей релаксации, вообще говоря, зависящая от времени.

Рассмотрим теперь процессы, происходящие в приповерхностных ОПЗ. Учитывая, что здесь $n(x) = n(\pm l/2) \exp[-(x \mp l/2)^2/2l_d^2]$, где $l_d = (\varepsilon_s \varepsilon_0 kT/q^2 N_t)^{1/2} \approx 4 \cdot 10^{-5}$ см при $N_t \approx 10^{14}$ см $^{-3}$, из (6) следует, что эффективность перезарядки ГУ быстро уменьшается при удалении от нейтрального объема. В этом случае, интегрируя (6) на протяжении приповерхностных ОПЗ, получим выражение для тока на ГУ в ОПЗ в виде $J_{ts} = -Y_s(\phi_s - \phi_{ns})$, где

$$Y_s = \frac{q^2}{kT} \sum_k N_{tk} \gamma_{nk} \int_{l/2}^{l/2+w} (1 - f_{tk}) \frac{i\omega n dx}{[i\omega + \gamma_k(n_{1k} + n)]}, \quad (8)$$

ϕ_{ns} и ϕ_s — значения ϕ_n и ϕ при $x = \pm l/2$. Отметим, что в таком виде Y_s имеет смысл адмиттанса «приповерхностных» состояний, локализованных вблизи $x = \pm l/2$.

Учитывая изложенное выше, весь полупроводник можно разбить на три части: 1) однородная «нейтральная» область, описываемая соотношениями (3)–(7); 2) приповерхностные изолирующие области (их емкость $C_d = \varepsilon_0 \varepsilon_s S/w$ и проводимость через барьер $G_b = S\sigma_b$, где S — площадь структуры); 3) приповерхностные состояния, описываемые соотношением (8). Здесь мы предполагаем, что перезарядка непосредственно поверхностных состояний на границе раздела металл–полупроводник не происходит вследствие малости проводимости G_b через потенциальный барьер. Эквивалентная схема всей структуры показана на рис. 1, б.

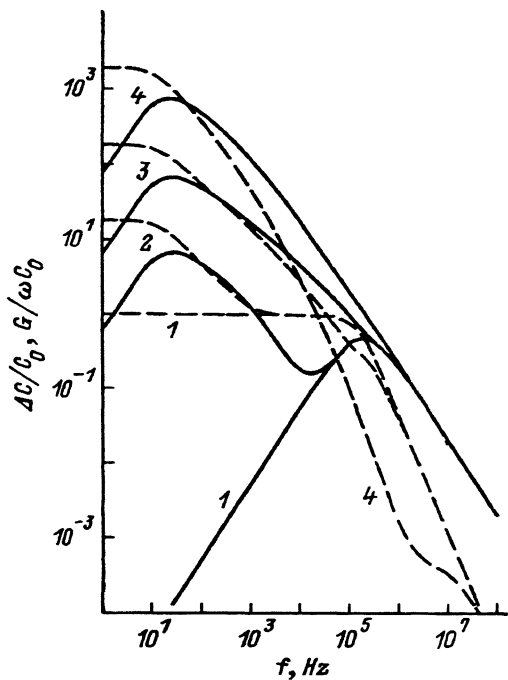


Рис. 2. Частотные зависимости адмиттанса, рассчитанные для структуры металл-полупроводник-металл при наличии в полупроводнике одного глубокого уровня с параметрами: $\gamma_n = 10^{-7}$ см³/с; $E_t = 0.8$ эВ; $N_t = 0$ (1), 10^{11} (2), 10^{13} (3), 10^{15} см⁻³ (4); $n = 10^9$ см⁻³; $\mu_n = 10^4$ см²/В·с, $l = 3 \cdot 10^{-2}$ см. $T = 100$ К. Сплошные линии — активная, штриховые — емкостная компоненты адмиттанса.

Для нейтральной области полупроводника, подставляя (3) в (4) и вычитая из него (5), найдем что $\phi - \phi_n = A \text{sh}(\lambda x)$ и, следовательно, перезарядка ГУ эффективно происходит в приповерхностной области протяженностью $1/\lambda$, где

$$\lambda = (1 + N_t^*)^{1/2} (q^2 n / \epsilon_0 \epsilon_s k T)^{1/2} (1 + i\omega \tau_M)^{1/2} \quad (9)$$

и $\tau_M = \epsilon_0 \epsilon_s / q \mu_n n$ — время Максвелла. После чего, интегрируя (4) и (5), найдем, что $\phi_n = B \text{sh}(\lambda x) + Cx$ и $\phi = (A + B) \text{sh}(\lambda x) + Cx$. Далее, учитывая, что в пренебрежении проводимостью G_b через достаточно высокий барьер условие непрерывности для тока электронов на границе нейтральной области и приповерхностной ОПЗ имеет вид $j_n|_{x=l/2} = -Y_s(\phi_s - \phi_{ns})$, найдем константы A , B и C . Наконец, учитывая, что ток J во внешней цепи равен $S(j_n|_{x=l/2} - i\omega \epsilon_0 \epsilon_s \partial \phi / \partial x|_{x=l/2})$, найдем адмиттанс нейтральной области полупроводника с учетом приповерхностных состояний, $Y_{ns} = J / 2\phi_s$, который оказывается равным

$$Y_{ns} = i\omega C_{ns} + G_{ns} = i\omega C_0 \frac{1 + i\omega \tau_M}{\text{th}(\lambda l/2) / (1 + \alpha) \lambda l/2 + i\omega \tau_M} \quad (10)$$

Здесь C_{ns} и G_{ns} — емкостная и активная компоненты адмиттанса, $C_0 = \epsilon_0 \epsilon_s S / (l + 2w)$ — геометрическая емкость структуры и $\alpha = Y_s(1 + i\omega \tau_M) \text{th}(\lambda l/2) / (i\omega \lambda \epsilon_0 \epsilon_s)$.

Полный адмиттанс структуры Y определяется соотношением

$$\frac{1}{Y} = \frac{1}{Y_{ns}} + \frac{2}{i\omega C_d} \quad (11)$$

1.3. Анализ частотной зависимости фотопроводимостного адмиттанса. На рис. 2 приведено семейство частотных зависимостей адмиттанса, рассчитанное по соотношению (10) для различных значений концентрации ГУ и $Y_s = 0$ (далее мы убедимся, что такое приближение является вполне оправданным). Для удобства в этом разделе у величин C_{ns} и G_{ns} опущен индекс, а на рисунке использованы величины $\Delta C/C_0 = (C - C_0)/C_0$ и $G/\omega G_0$. Видно, что глубокие уровни даже при малой концентрации существенно изменяют адмиттанс рассматриваемой полупроводниковой структуры.

Не останавливаясь подробно, отметим, что при отсутствии ГУ частотная зависимость адмиттанса имеет вид, характерный для последовательно соединенных сопротивлений и емкости без потерь, добротность которых уменьшается до единицы при $\omega = 10D/l^2$ в случае $\lambda_0 l/2 \ll 1$ и при $\omega = 2D\lambda_0/l$ в случае $\lambda_0 l/2 \gg 1$, где $\lambda_0 \equiv \lambda(\omega = 0) = (q^2 n / \epsilon_0 \epsilon_s kT)^{1/2}$, $D = kT\mu_n/q$.

При введении в образец (например, с параметрами $\epsilon_s = 10$, $l = 3 \cdot 10^{-2}$ см) глубоких уровней с концентрацией N_{tk} на частотах $\omega\tau_k \leq 1$, $\omega\tau_M \ll 1$ и в области пониженных температур, при которых $n_{1k} < n$, величина $|\lambda|l/2$ возрастает в $(N_{tk}/n)^{1/2}$ раз и при концентрации $N_{tk} \approx 10^{14}$ см $^{-3}$ превысит $2 \cdot 10^2$. С ростом ω величина $|\lambda|l/2$ уменьшается лишь пропорционально $\omega^{-1/2}$ и будет оставаться превышающей единицу в большом диапазоне частот. В этом случае соотношение (10) можно упростить до следующего:

$$Y = i\omega C_0 \frac{1 + i\omega\tau_M}{2/\lambda l + i\omega\tau_M}. \quad (12)$$

Это в случае $\omega\tau_M \ll 1$ соответствует последовательному включению двух элементов — сопротивления $R = \tau_M/C_0$ и некоторого адмиттанса $Y_c = i\omega C_0 \lambda l/2$. Отметим, что величина λ остается существенно комплексной даже в случае $\omega\tau_M \ll 1$.

На низких частотах ($\omega\tau_M |\lambda|l/2 \ll 1$) $Y = i\omega C_0 \lambda l/2$. Учитывая в (7) частотный множитель $f_k(\omega)$, найдем, что при $\omega > 1/\tau_k$ $\Delta C \approx G/\omega \sim \sim \omega^{-1/2}$, а при $\omega < 1/\tau_k$ проводимость $G/\omega \sim \omega$ и ΔC не зависит от ω (см. на рис. 2 кривые 2 и 3 при $f < 10^3$ Гц).

На высоких частотах ($\omega\tau_M |\lambda|l/2 \gg 1$) из (12) получим

$$G/\omega = (S/l)q\mu_n n/\omega \quad (13)$$

и $\Delta C = \sqrt{1/2}(G/\omega)/(\omega\tau_M |\lambda|l/2) \ll G/\omega$.

1.4. Метод определения параметров глубоких уровней. Из соотношения (12) очевидно следует, что, измерив частотную зависимость адмиттанса Y , можно найти частотную зависимость $\lambda(\omega)$, а при известных n и τ_M — частотную зависимость $N_t^*(\omega)$ и, следовательно, величины τ_k и $(1 - f_{tk})N_{tk}\gamma_{nk}$. Это позволит определить время жизни электронов, входящее в соотношение (1),

$$\tau_n^{-1} = \sum_{k>\alpha} (1 - f_{tk})N_{tk}\gamma_{nk}. \quad (14)$$

Здесь сумма берется по глубоким уровням, расположенным глубже активного уровня (α), поскольку с менее глубоких уровней носители заряда будут быстро возвращаться в зону проводимости, а перезахватом на эмиттирующий уровень мы пренебрегаем.

Частотную зависимость релаксирующего адмиттанса можно измерить, например, с помощью строб-детектора в некоторый момент времени t_1 и принять согласно (13) $n = (l/Sq\mu_n)G_{hf}(t_1)$, где $G_{hf}(t_1)$ — значение $G(t_1)$, измеренное на достаточно высокой частоте, такой что $\omega\tau_M|\lambda|l/2 \gg 1$ и $\Delta C(t_1) \ll G(t_1)/\omega$.

Наконец, учитывая соотношения (1), (13) и применяя к $G_{hf}(t)$ стандартную для DLTS процедуру построения и анализа зависимости $T^2/e_{n\alpha}$ от $1/T$, найдем энергию активации глубокого уровня $E_{a\alpha}$, сечение эмиссии $\sigma_{n\alpha}$ и концентрацию $f_{i\alpha}^0 N_{i\alpha}$.

1.5. Влияние на измеряемый адмиттанс проводимости через барьер и перезарядки приповерхностных состояний. Проводимостью через барьер, как это следует из приведенной на рис. 1, b эквивалентной схемы, можно пренебречь при условии $G_b^{-1} \gg \text{Re}[(i\omega C_d)^{-1} + (2Y_{ns})^{-1}]$. Используя приведенное выше значение $\sigma_b \approx C_s e_{n\alpha}$, найдем, что при $e_{n\alpha} \approx 10 \text{ с}^{-1}$, $C_s \approx C_d \approx 10^{-8} \text{ Ф/см}^2$ и характерных величинах $\lambda \approx \approx 1500 \text{ см}^{-1}$ (измеренных на 100 Гц, см. разд. 3) указанное выше условие выполняется на частотах $\geq 10^2 \text{ Гц}$.

Влияние адмиттанса приповерхностных состояний Y_s на полный адмиттанс характеризуется величиной α в (10). В случае $n < |n_{1k} + i\omega/\gamma_{nk}|$, выполняющемся в наших экспериментах для обоих уровней захвата (см. разд. 3), она оказывается достаточно малой $\alpha \approx \lambda l_d \leq 0.05$. Здесь учтено, что функции заполнения $1 - f_{ik}$ изменяются с координатой x значительно медленнее концентрации n .

2. Эксперимент

Экспериментальное исследование проводилось на структуре «непрозрачный слой Al-выращенный методом Чохральского полуизолирующий GaAs ориентации (100), легированный хромом с концентрацией $\sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, полупрозрачный слой In_2O_3 , легированный Sb с концентрацией $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ». Размер образцов составлял $\sim 0.3 \times 0.3 \text{ см}^2$ при толщине $\sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$.

Фотовозбуждение полупроводника осуществлялось GaAs-светодиодом со стороны слоя In_2O_3 с частотой повторения импульсов света от 3 до 100 Гц. Однородность фотовозбуждения полупроводника по площади структуры достигалась удалением светодиода на расстояние $\approx 1 \text{ см}$ от образца, а по толщине — поддержанием его при повышенной температуре, что обеспечивало слабое поглощение оптического излучения в полуизолирующем GaAs во всем температурном диапазоне: от 77 до 420 К.

Релаксирующие емкость C и проводимость G/ω структуры измерялись быстродействующим измерителем адмиттанса в диапазоне 100 Гц ÷ 100 кГц и затем обрабатывались интегрирующим детектором, выходной сигнал которого $P(U)$ связан с релаксирующим входным сиг-

налом U следующим соотношением:

$$P(U) = 4 \left[\int_{t_0/4}^{t_0/2} U(t) dt - \int_{3t_0/4}^{t_0} U(t) dt \right] / t_0. \quad (15)$$

Здесь t_0 — период, первую $1/8$ часть которого занимает фотовозбуждение. Измеряя зависимости $P(C)$ и $P(G/\omega)$ от температуры, получали PIATS-спектры. С целью устранения невоспроизводимости спектров при температурах ниже 140 К, обусловленной переходом под воздействием оптического излучения $EL2$ -центра в метастабильное состояние [14], спектры записывались при охлаждении с постоянной скоростью. Заметим, что здесь в отличие от описанного в разд. 1.4 частотные зависимости адмиттанса строили для сигнала, детектированного не строб-детектором, а тем же интегрирующим детектором — см. (15). Такой способ детектирования упрощает экспериментальную установку и обеспечивает большее отношение сигнал/шум.

3. Результаты и их обсуждение

На рис. 3 представлен PIATS-спектр высокочастотной проводимости G/ω , измеренной на частоте 100 кГц. Хорошо выраженные пики соответствуют шести глубоким уровням. PIATS-спектры емкостной компоненты отличаются от спектров проводимости главным образом амплитудой пиков. Для всех шести уровней на частоте 100 кГц выполняется условие $G/\omega \gg \Delta C$ и, следовательно, для проводимости можно уверенно использовать приближение $G = q\mu_n n S/l$, где n задана соотношением (1). Это обстоятельство позволяет, изменяя период следования импульсов оптического излучения t_0 , связанный со значением e_n в максимуме PIATS-сигнала высокочастотной проводимости G/ω соотношением $e_n t_0 = 5.37$, построить зависимости $\log(T^2/e_n)$ от

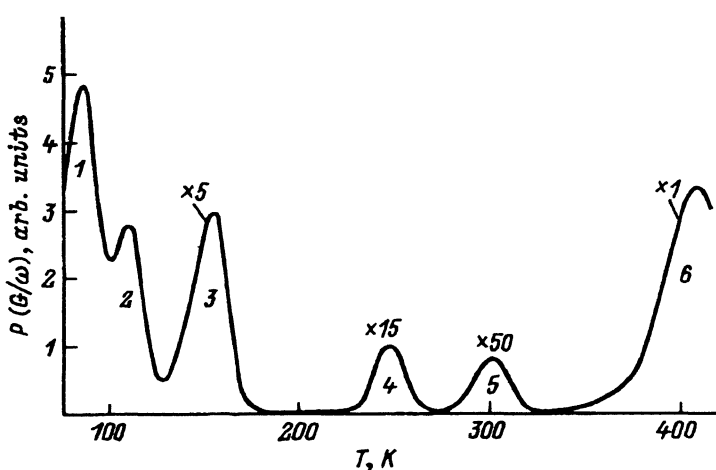


Рис. 3. PIATS-спектр фотоиндуцированной проводимости G/ω , измеренный на полуизолирующем GaAs. Частота тестового сигнала $f = 100$ кГц, период следования импульсов света $t_0 = 0.1$ с.

Номер ГУ	E_a , эВ	σ_n , см ²	Тип уровня и ссылка
1	0.15	$2.1 \cdot 10^{-14}$	EA7 [16]
2	0.21	$7.5 \cdot 10^{-14}$	EL10 [15,16]
3	0.31	$1.2 \cdot 10^{-13}$	EL6 [15,16]
4	0.60	$6.6 \cdot 10^{-12}$	EL3 [15,16]
5	0.73	$3.4 \cdot 10^{-12}$	EL12 [15,16]
6	0.86	$4.0 \cdot 10^{-14}$	EB1 [15,16]

$1/T$, найти энергии активации E_{ak} и сечения эмиссии σ_{nk} . Далее, сопоставляя с известными для объемного GaAs уровнями (см., например, [15,16]), можно идентифицировать наблюдаемые нами ГУ (см. таблицу). Отметим, что наблюдаемые нами глубокие уровни 1–5 по положению максимумов PIATS-спектра, энергии активации и сечению эмиссии хорошо соответствуют уровням 1–3, 5 и 7, наблюдаемым в работе [9], в которой все эти уровни также были идентифицированы как электронные ловушки.

При изменении тестирующей частоты ω амплитуда пиков изменяется существенно, а их положение на температурной шкале — незначительно. Частотные зависимости PIATS-сигналов $P(C)$ и $P(G/\omega)$, измеренные при температурах T_m , соответствующих максимумам пиков 1–3 высокочастотной проводимости, приведены на рис. 4. Параметры уровней захвата неравновесных носителей заряда, τ_k , $(1 - f_{tk})N_{tk}\gamma_{nk}$, а затем и время жизни носителей заряда, τ_n , определялись путем численной погонки теоретических частотных зависимостей адмиттанса к экспериментальным. Величины $P(C)$ и $P(G/\omega)$ рассчитывались по соотношениям (1), (7), (9)–(11) и (15).

Все три частотные зависимости были рассчитаны при одном наборе параметров, описывающих два уровня захвата: $E_{ta} = 0.059$ эВ, $\gamma_{na} = 3 \cdot 10^{-10}$ см³/с, $N_{ta} = 3 \cdot 10^{16}$ см⁻³ и $E_{tb} > 0.3$ эВ (для более глубоких уровней $n_{1b} \ll n$ и τ_b перестает зависеть от энергии залегания уровня), $\gamma_{nb} = 5.9 \cdot 10^{-8} \exp(-E_{\gamma b}/kT)$ см³/с, $E_{\gamma b} = 0.05$ эВ, $N_{tb} = 9 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Здесь мы использовали буквенные индексы a и b , чтобы отличать параметры уровней, описывающие процессы захвата, от эмиссионных параметров. Толщины изолирующих областей w , усредненные по времени релаксации, при расчете уровней 1–3 были выбраны равными 10^{-4} , 10^{-4} и $2.5 \cdot 10^{-4}$ см соответственно. Анализ отдельных вкладов уровней a , b и свободных носителей заряда (на рисунке не приведен) показал, что при температуре 87 К частотная зависимость адмиттанса определяется в основном захватом неравновесных носителей мелким уровнем (a), а при температуре 155 К — глубоким (b). Вклад свободных носителей во всех случаях мал.

Наличие достаточно высоких потенциальных барьеров на обеих границах — GaAs-Al и GaAs-In₂O₃ — подтверждалось тем, что при замене Al на In₂O₃ адмиттанс структуры не изменялся во всем диапазоне частот.

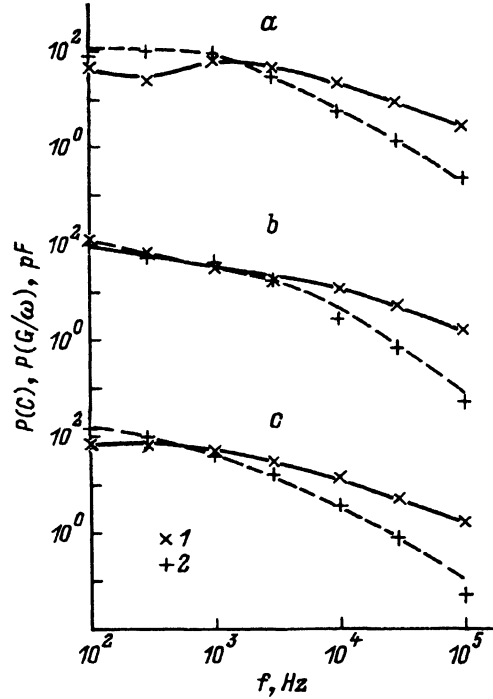


Рис. 4. Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) частотные зависимости фотоиндуцированного адмиттанса полуизолирующего GaAs. T, K : $a - 87$, $b - 110$, $c - 155$. 1 и сплошные линии — $P(G/\omega)$, 2 и штриховые — $P(C)$. $t_0 = 0.1$ с. Расчетные параметры приведены в тексте.

Хорошее совпадение экспериментальных и расчетных частотных зависимостей при едином наборе параметров уровней захвата указывает на то, что уровни 1-3 являются ловушками одного типа. Это подтверждает правильность их идентификации как электронных ловушек, так как идентифицировать все три ловушки как дырочные не представляется возможным.

В расчете использовалось упрощенное предположение $f_{tk} \approx 0$ в течение всей релаксации. Другими словами, приведенные выше значения N_{tk} в действительности представляют собой усредненные по времени релаксации значения величин $N_{tk}(1 - f_{tk})$. Заметим также, что поскольку для всех частот $\omega\tau_b \gg 1$, в расчете мы можем определить только произведение $\gamma_{nb}N_{tb}$. Однако, учитывая, что энергия активации $E_{\gamma b}$, определяемая при расчете, оказалась близкой к указанной в [17] для уровня $EL2$, а также то, что уровни $EL2$ являются главными ловушками электронов, мы искусственно разделили γ_{nb} и N_{tb} , используя значение γ_{nb} , соответствующие центрам $EL2$ при 155 K [17]. При этом значение N_{tb} соответствует количеству ионизированных уровней $EL2$ и совпадает с ожидаемой концентрацией центров $EL2$ в объемном арсениде галлия. Уровень $EL2$, как отмечалось в [9], в силу своих особенностей редко наблюдается в PICTS-спектрах даже в нелегированном полуизолирующем GaAs. В нашем случае он дополнительно маскируется мощным пиком, соответствующим хрому (уровень $EB1$).

Поскольку мы идентифицировали уровни как электронные ловушки, в расчете была использована подвижность электронов, которую, основываясь на результатах работ [18,19], приняли равной 10^4 см²/В · с в диапазоне температур 87 ÷ 155 K.

Уровень a — мелкий, и время жизни определяется только уровнем b . В итоге находим: $\tau_n(87\text{ K}) = 1.5 \cdot 10^{-6}$ с, $f_{t1}^0 N_{t1} = 1.7 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$; $\tau_n(110\text{ K}) = 3.7 \cdot 10^{-7}$ с, $f_{t2}^0 N_{t2} = 3.8 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$; $\tau_n(155\text{ K}) = 8 \cdot 10^{-8}$ с, $f_{t3}^0 N_{t3} = 1.8 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$.

Характерные значения величины λ можно оценить, учитывая, что $P(C) \simeq C$, а $C \simeq C_0 \text{Re}(\lambda)l/2$. Для экспериментальных значений $P(C) \simeq 100$ пФ получим, что $\text{Re}(\lambda) \simeq 1.5 \cdot 10^3$ см $^{-1}$.

Частотные зависимости уровней 4–6 мы не будем рассматривать в рамках этой работы, поскольку они наблюдаются при более высоких температурах, при которых высота барьера Φ_b может оказаться недостаточно большой, чтобы пренебречь проводимостью G_b через барьер. Более того, при расчете частотной зависимости адмиттанса для уровня 5 ($EL12$), имеющего большое сечение эмиссии (см. [15,16]), по-видимому, необходимо учитывать самозахват носителей этим уровнем, что не входит в рамки данной работы. Здесь же мы ограничимся тем, что, используя найденную выше энергию активации $E_{\gamma b}$ коэффициента захвата γ_{nb} , простой экстраполяцией найдем: $\tau_n(246\text{ K}) = 2 \cdot 10^{-8}$ с, $\tau_n(303\text{ K}) = 1.3 \cdot 10^{-8}$ с и $\tau_n(410\text{ K}) = 7.8 \cdot 10^{-9}$ с. Это позволит нам определить значения концентраций ГУ 4–6: $f_{t4}^0 N_{t4} = 8.6 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $f_{t5}^0 N_{t5} = 4.5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $f_{t6}^0 N_{t6} = 2.5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, принимая согласно [18] подвижности μ_n равными $8 \cdot 10^3$, $6 \cdot 10^3$ и $4 \cdot 10^3$ см 2 /В·с для температур 246, 303 и 410 К соответственно. Отметим, что концентрация уровня 6 ($EB1$) получалась близкой к концентрации примеси хрома ($\sim 3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$).

Учитывая, что в исследуемом полуизолирующем GaAs наблюдается всего три уровня с концентрацией больше или порядка 10^{16} см $^{-3}$, а также то, что хром имеет отрицательный заряд $2.5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, уровень $EL2$ — положительный $9 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, из условия нейтральности можно заключить, что мелкий уровень захвата (a) является донорным уровнем с положительным зарядом $3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$.

Заключение

Проведен детальный анализ фотоиндуцированного адмиттанса структуры металл–полуизолирующий полупроводник–металл и на его основе предложен новый неразрушающий метод исследования глубоких уровней в полуизолирующих и высокоомных полупроводниках. Показано, что метод может быть использован для определения как эмиссионных параметров ГУ, так и для получения информации о параметрах захвата доминирующих ловушек, в частности, для определения времени жизни термически эмиттированных с глубоких уровней носителей заряда и концентрации ГУ.

Установлено, что в легированном хромом полуизолирующем GaAs, выращенном методом Чохральского, процессы захвата электронов в области температур $87 \div 155$ К определяются центром $EL2$ и донорным уровнем с коэффициентом захвата $\gamma_n = 3 \cdot 10^{-10}$ см 3 /с и энергией залегаия ~ 0.06 эВ, отсчитанной от дна зоны проводимости.

Для дальнейшего развития метода релаксационной спектроскопии фотоиндуцированного адмиттанса необходимо рассмотреть случай перезахвата носителей на эмиттирующий центр и развить более деталь-

по представлению о механизме формирования приповерхностных барьеров в процессе релаксации, в частности, для случая присутствия ловушек, как электронных, так и дырочных.

Авторы благодарят В.Н.Овсюка и В.И.Усика за плодотворные обсуждения данной работы.

Список литературы

- [1] D.V. Lang. *J. Appl. Phys.*, **45**, 3023 (1974).
- [2] A. Mitonneau, G.M. Martin, A. Mircea. In: *Proc. 6th Int. Symp. on GaAs and Related Compounds* (Edinburgh, 1976) [Institute of Physics Conf. Ser. N 33 a, 73 (1977)].
- [3] D.L. Losee. *Appl. Phys. Lett.*, **21**, 54 (1972).
- [4] Б.А. Бобылев, В.Н. Овсюк, С.Б. Севастьянов, В.И. Усик. *ФТП*, **23**, 1932 (1989).
- [5] Ch. Hurtes, M. Boulou, A. Mitonneau, D. Bois. *Appl. Phys. Lett.*, **32**, 821 (1978).
- [6] O. Yoshie, M. Kamihara. *Japan. J. Appl. Phys.*, **24**, 431 (1985).
- [7] L. Young, W.C. Tang, S. Dindo, K.S. Lowe. *J. Electrochem. Soc.*, **133**, 609 (1986).
- [8] S.R. Blight, H. Thomas. *J. Appl. Phys.*, **65**, 215 (1989).
- [9] Maria J.S.P. Brasil, P. Motisuke. *J. Appl. Phys.*, **68**, 3370 (1990).
- [10] M. Tapiero, N. Benjelloun, J.P. Zielinger, S. El Hamd, C. Noguét. *J. Appl. Phys.*, **64**, 4006 (1988).
- [11] J.C. Balland, J.P. Zielinger, C. Noguét, M. Tapiero. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **19**, 57 (1986).
- [12] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., 1963).
- [13] E. Schilbli, A.G. Milnes. *Sol. St. Electron.*, **11**, 323 (1968).
- [14] G. Vincent, D. Bois. *Sol. St. Commun.*, **27**, 431 (1978).
- [15] G.M. Martin, A. Mitonneau, A. Mircea. *Electron. Lett.*, **13**, 191 (1977).
- [16] J.C. Bourgoïn, H.J. von Bardeleben, D. Stievenard. *J. Appl. Phys.*, **64**, R65 (1988).
- [17] A. Mitonneau, A. Mircea, G.M. Martin, D. Pons. *Rev. Phys. Appl.*, **4**, 853 (1979).
- [18] J.S. Blakemore. *J. Appl. Phys.*, **53**, R123 (1982).
- [19] A.L. Lin, E. Omelianovski, R.H. Bube. *J. Appl. Phys.*, **47**, 1852 (1976).

Редактор Л.В.Шаронова

A study of deep levels in a semi-insulating GaAs by the method of photo-induced admittance transient spectroscopy

M.A.Demyanenko, I.V.Marchishin, B.A.Bobylev

Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

A new nondestructive method for investigating deep levels in semi-insulating and high-resistivity bulk materials is proposed on the basis of a theoretical analysis of photo-induced admittance of the metal-insulating semiconductor-metal structure. The new method makes it possible, unlike the photo-induced current transient spectroscopy, to study the capture and emission processes which are going under the same conditions. The latter gives a more correct way of finding free charge carrier life times and deep level concentrations. The method has found its application for a semi-insulating GaAs grown by Czochralski method.