

Измерение длины диффузии неосновных носителей заряда с использованием реальных барьеров Шоттки

© Н.Л. Дмитрук, О.Ю. Борковская, С.В. Мамыкин

Институт Физики полупроводников Национальной академии наук Украины, 252650 Киев, Украина

(Получена 7 августа 1996 г. Принята к печати 25 октября 1996 г.)

Проанализированы особенности полевой зависимости фототока короткого замыкания реальных барьеров Шоттки на основе сильно легированного полупроводника в условиях осциллирующей зависимости коэффициента поглощения света α от напряженности поля в области пространственного заряда и энергии квантов ($h\nu > E_g$). Получено аналитическое выражение для зависимости фототока от толщины области пространственного заряда W при условии $\alpha W \ll 1$. Предложена усовершенствованная методика определения длины диффузии неосновных носителей заряда из анализа зависимостей $I_p(W)$ в спектральной области, удовлетворяющей условиям применимости полученных выражений. Проведены также некоторые усовершенствования метода выделения емкости области пространственного заряда из высокочастотной емкости реального барьера Шоттки. Метод опробован на структурах Au-GaAs с $N_d = (4.5 \cdot 10^{16} \div 1 \cdot 10^{18}) \text{ см}^{-3}$. Независимая проверка метода определения L проведена на основе теоретического описания спектральной зависимости квантовой эффективности структуры.

Диффузионная длина L (время жизни $\tau = L^2/D$) неосновных носителей заряда является важнейшим параметром полупроводника, наиболее чувствительным к структурно-примесному совершенству материала и определяющим чувствительность фотоприемников и КПД солнечных элементов. Вместе с тем ее надежное определение в большинстве полупроводниковых материалов, где величина $L \lesssim 1$ мкм является непростой задачей, поскольку методы релаксации фотопроводимости (τ -метра), тока, индуцированного электронным зондом (ЕВИС), становятся практически неэффективными. Именно для таких условий, когда диффузионная длина достаточно мала и соизмерима с дебаевской длиной экранирования и протяженностью приповерхностной (приграничной) области пространственного заряда (ОПЗ), имеется метод, основанный на зависимости фототока короткого замыкания структуры типа диода Шоттки от емкости ОПЗ при приложении обратного смещения [1–4]. Достоинства этого метода — простота эксперимента и недоступная другим методам точность, особенно в случае субмикронных длин диффузии. В то же время возможность применения метода к реальным барьерам Шоттки, содержащим промежуточный слой между металлом и полупроводником и поверхностные электронные состояния (ПЭС), особенно в случае сильно легированного материала, требует дополнительного исследования. При большом легировании полупроводника в ОПЗ при обратном смещении формируется значительное электрическое поле $E \gtrsim 10^5$ В/см, которое, вследствие эффекта электропоглощения, приводит к немонотонной, осциллирующей спектральной и полевой зависимости коэффициента поглощения света полупроводником α [5]. Это в свою очередь приводит к тому, что отсечка на оси $1/C$ зависит от длины волны падающего света [6]. Поэтому для корректного определения длины диффузии неосновных носителей необходимо спектр отсечек, измеренных в

спектральной области, удовлетворяющей условиям применимости метода, проанализировать с учетом влияния поля на коэффициент поглощения. Кроме того, наличие промежуточного слоя между металлом и полупроводником и ПЭС в таких "реальных" барьерах Шоттки влияет как на величину измеряемой емкости, так и на перераспределение напряжения между промежуточным слоем и ОПЗ полупроводника. Поэтому для корректного определения зависимости емкости ОПЗ (C_{SCR}) от напряжения смещения (U) необходим дополнительный анализ высокочастотной вольт-фарадной (ВФХ) и статической вольт-амперной (ВАХ) характеристик контакта. В данной работе предлагается усовершенствованный метод определения диффузионной длины L неосновных носителей тока реальных барьеров Шоттки, включающий анализ измеренных спектральных и полевых зависимостей фототока короткого замыкания, ВФХ и ВАХ с использованием компьютерной обработки информации.

1. Анализ высокочастотных вольт-фарадных характеристик

В реальных барьерах Шоттки C_{SCR} связано с высокочастотной емкостью контакта C зависимостью:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_0} + \frac{1}{C_{SCR}(U_{SCR})}, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} C_{SCR} &= \left(\frac{q\varepsilon_0\varepsilon_s N_d s^2}{2} \right)^{1/2} (U_0 - U_{SCR})^{-1/2} \\ &= \frac{1}{B} (U_0 - U_{SCR})^{-1/2}, \end{aligned}$$

s — площадь диода, а влияние емкости промежуточного слоя C_0 тем больше, чем толще этот слой и чем больше легирование полупроводника.

При наличии глубоких уровней в ОПЗ ее емкость становится частотно-зависимой и, как показано в [7], для измерения протяженности ОПЗ W необходимо измерять высокочастотную емкость, когда заряд на глубоких уровнях не успевает следить за тестирующим сигналом напряжения. Соотношение между высокочастотной (C) и низкочастотной (C_{SCR}) емкостями тогда также может быть представлено в виде формулы (1), где $1/C_0$ не зависит от U , однако имеет другой смысл. Метод определения $1/C_0$, предложенный в работе [7], по отсечке на оси $1/C$ прямой, на которую выходит зависимость $1/C(U^{1/2})$ при больших $U^{1/2}$, не исключает влияния $1/C_0$ во всем диапазоне $U^{1/2}$. В случае сильно легированного материала диапазон U ограничен напряжением пробоя, что увеличивает погрешность определения $1/C_0$. При условии $N_d = \text{const}$ и $1/C_0 \neq f(U)$, взяв производную от $1/C$ по U_{SCR} , имеем

$$\frac{d1/C}{dU_{SCR}} = \frac{1}{2}B(U_0 - U_{SCR})^{-1/2}, \quad (2)$$

где

$$U_0 = U_d - \frac{kT}{q} - \Delta U_0,$$

$N_d = N_{ds} + N_{dd}$ — суммарная концентрация мелких (N_{ds}) и глубоких (N_{dd}) доноров,

$$U_d = \left[\phi_b - \left(\frac{E_c - E_f}{q} \right) \right]$$

— диффузионный потенциал в отсутствие смещения на диоде,

$$\Delta U_0 = \frac{N_{dd}}{N_{ds} + N_{dd}} \left(\frac{E_f - E_{dd}}{q} \right),$$

ϕ_b — высота барьера в контакте, E_c, E_f, E_{dd} — энергия дна зоны проводимости, уровня Ферми в объеме полупроводника и глубокого донора соответственно.

Отсюда

$$U_{SCR} = U_0 - \frac{B^2}{4} \left(\frac{dU_{SCR}}{d1/C} \right)^2,$$

т. е. из наклона зависимости U_{SCR} от $\left(\frac{dU_{SCR}}{d1/C} \right)^2$ можно определить B , а значит N_d , а по отсечке на оси абсцисс определяется U_0 . Постоянная составляющая емкости $1/C_0$ затем определяется на основе

$$\frac{1}{C_0} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{1}{C} - B(U_0 - U_{SCR_i})^{1/2} \right),$$

это позволяет корректно рассчитать величину емкости ОПЗ из (1), т. е. протяженность ее $W = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 S}{C_{SCR}}$.

Зависимость $U_{SCR}(U)$ определяется из обратной ВАХ с учетом анализа характера зависимости $I_R(U)$ с целью определения основного механизма токопрохождения. В

случае структур с основным механизмом обратного тока — термоэлектронной эмиссией —

$$I_R = DA^* s T^2 e^{-\frac{q(\phi_{B0} - \Delta\phi_0(U_{SCR}) - U_i)}{kT}}, \quad (3)$$

где D — коэффициент прозрачности барьера с промежуточным слоем, A^* — постоянная Ричардсона, U_i — падение напряжения смещения на промежуточном слое, $U = U_i + U_{SCR}$, $\Delta\phi_0$ — уменьшение высоты барьера за счет сил зеркального отражения и термополевой эмиссии. При достаточно толстом промежуточном слое и небольшом диапазоне смещений зависимостью $\Delta\phi_b$ от смещения можно пренебречь по сравнению с U_i , полагая

$$I_R = DA^* s T^2 e^{-\frac{q(\phi_b - U_i)}{kT}}, \quad (4)$$

где ϕ_b — высота барьера, определенная из прямой ВАХ.

2. Эксперимент

Высокочастотная емкость диода измеряется при освещении на частоте 1 МГц, что заведомо исключает прямое участие глубоких уровней в ее формировании. Фототок короткого замыкания измеряется на переменном токе при частоте модуляции пучка света ~ 100 Гц.

В качестве объектов исследования использовались диоды Шоттки, изготовленные методом вакуумного напыления полупрозрачной пленки золота на подогреваемую до 100–150 °С подложку монокристаллического n -GaAs легирование которого изменялось в пределах $N_d = 10^{16} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Типичная вольт-фарадная

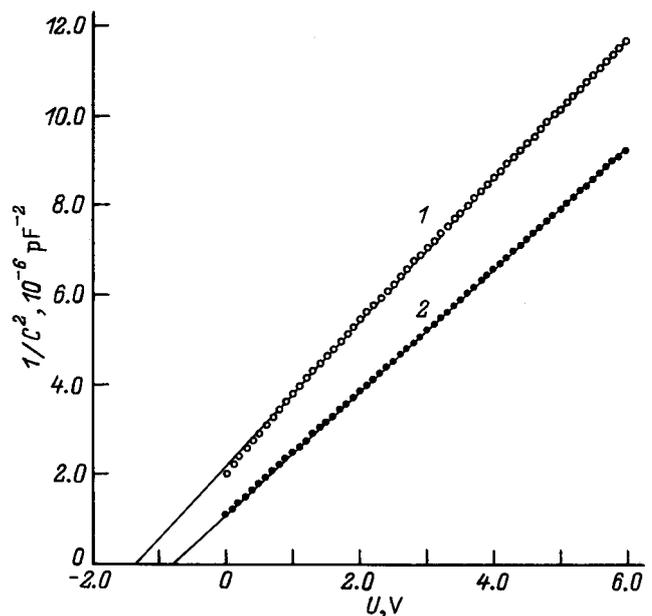


Рис. 1. Вольт-фарадная зависимость барьерной структуры Au- n -GaAs с концентрацией основных носителей $4.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (1) и пересчитанная с учетом промежуточного слоя и глубоких уровней зависимость емкости ОПЗ от U_{SCR} (2) в координатах $1/C^2 - U$.

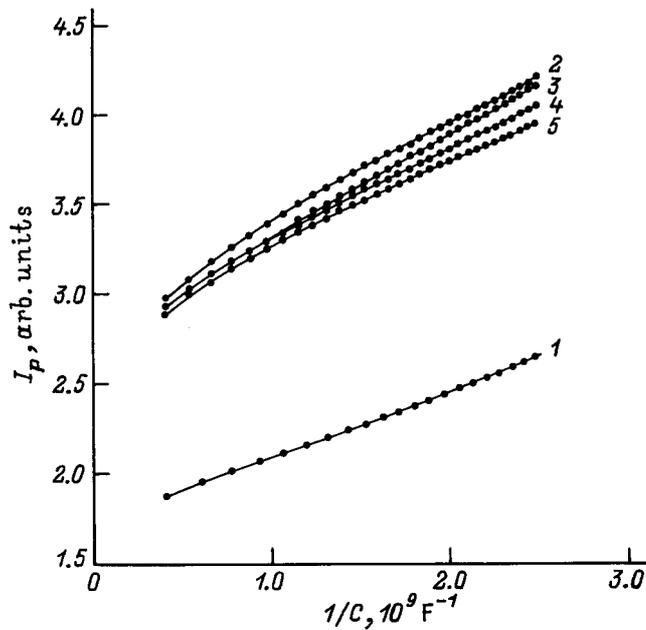


Рис. 2. Зависимости фототока короткого замыкания от обратной емкости барьера Au-n-GaAs с $N_d = 4.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для разных длин волн падающего света, нм: 1 — 856, 2 — 828, 3 — 800, 4 — 775, 5 — 752.

зависимость показана на рис. 1 (кривая 1) для образца с $N_d = 4.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Как видно, она слабо нелинейна и имеет большую отсечку на оси напряжений $U_0 = 1.4 \text{ В}$. Это может быть обусловлено как наличием промежуточного слоя окислов на границе раздела металл-полупроводник, так и вкладом глубоких уровней в ОПЗ. Учет этих двух обстоятельств по методу, приведенному выше, полностью спрямляет эту зависимость (прямая 2) и позволяет определить истинную высоту барьера на границе Au-n-GaAs: $\phi_b = 0.82 \text{ эВ}$. Эта величина с хорошей точностью совпадает со значением, определенным из прямой вольт-амперной характеристики.

Ряд зависимостей фототока короткого замыкания от емкости обратно смещенного барьера для той же структуры при различных энергиях кванта падающего света представлен на рис. 2. Видно, что при достаточно больших величинах $1/C$ они линейны, однако отсечки на оси абсцисс (I_0) не совпадают. Зависимости величины отсечки от длины волны для материалов с разным легированием показаны на рис. 3. Они немонотонны, причем характер этой зависимости свидетельствует о значительном влиянии электрического поля на коэффициент поглощения и приводит к необходимости учета этого факта при определении длины диффузии неосновных носителей (L). Следует отметить, что для этих зависимостей выполнялось условие $W\alpha \ll 1$ и тем лучше, чем более легированным был образец. Поэтому самым протяженным является спектр отсечки $I_0(\lambda)$ для сильно легированного n-GaAs с $N_d = 1.08 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Для материала с $N_d < 10^{16} \text{ см}^{-3}$ условие слабого

поглощения в ОПЗ $W\alpha \ll 1$ выполняется лишь на самом краю поглощения, поэтому зависимость $I_0(\lambda)$ вообще теряет смысл.

Фототок барьера Шоттки при условии $W\alpha \ll 1$ может быть записан в виде

$$I_p \sim K^* \left(\alpha_0 L + \int_0^W \alpha(x) dx \right), \quad (5)$$

где K^* можно считать независимым от поля (протяженности ОПЗ) [3], особенно в случае сильно легированного материала. При полях $> 10^4 \text{ В/см}$ коэффициент поглощения перестает быть постоянным и, как показано в [6], при достаточно большой по сравнению с шириной запрещенной зоны E_g энергии кванта падающего света $h\nu$ может быть приближенно выражен формулой

$$\alpha(x) = \alpha_0 \left[1 - \frac{hqE(x)}{8\pi(2\mu)^{1/2}(h\nu - E_g)^{3/2}} \times \cos \left(\frac{8\pi(2\mu)^{1/2}(h\nu - E_g)^{3/2}}{3hqE(x)} \right) \right], \quad (6)$$

где α_0 — коэффициент поглощения света в слабом поле, μ — эффективная масса электрона. Зависимость поля $E(x)$ в области пространственного заряда при условии постоянного уровня легирования имеет вид $E(x) = (qN_d/\epsilon_s\epsilon_0)(W - x)$. Подставив значения $E(x)$ и $\alpha(x)$ в выражения для фототока и проинтегрировав по частям, получаем аналитическое выражение для фототока барьера Шоттки в виде бесконечного ряда:

$$I_p = K^* \alpha_0 \left(L + W \left[1 - \frac{1}{6} \left(\frac{\cos(y)}{y} - \sin(y) - y \text{Ci}(y) \right) \right] \right), \quad (7)$$

где

$$y = 1/(3bW); \quad b = \frac{q^2 N_d h}{\epsilon_0 \epsilon_s 8\pi(2\mu)^{1/2}(h\nu - E_g)^{3/2}},$$

Ci — интегральный косинус,

$$\text{Ci}(y) = 0.5772 + \ln(y) - \int_0^y \frac{\cos(y)}{y} dy,$$

последний интеграл табулирован. Зависимость выражения в квадратных скобках от y показана на вставке рис. 3. В общем виде

$$I_p = K^* \alpha_0 (L + W[1 - f(y)]). \quad (8)$$

Сравнение экспериментальных спектральных зависимостей отсечки I_0 с рассчитанными по формуле (8) для диодов с разным уровнем легирования показывает, что

достаточно хорошее соответствие в области первого минимума имеет место при

$$f(y) = 1 - \kappa \left(\frac{\cos(y)}{y} - \sin(y) - y \text{Ci}(y) \right), \quad (9)$$

где коэффициент κ , значения E_g или(и) μ зависят от уровня легирования полупроводника и определяются при подгонке. Параметры расчетных кривых, представленных на рис. 3, указаны в подписи к рисунку. Видна тенденция уменьшения E_g с увеличением уровня легирования, что может быть объяснено действием эффекта Франца–Келдыша вследствие увеличения приповерхностного поля с ростом легирования полупроводника. Уменьшение κ (уменьшение влияния поля на величину I_0) с ростом N_d , по-видимому, в основном связано с эффектом рассеяния носителей тока на ионизированных примесях, приводящим, согласно [8], к "уширению" электрооптических функций, уменьшению амплитуды и увеличению ширины пиков электропоглощения. При $N_d > 10^{18} \text{ см}^{-3}$ возможны также эффекты, связанные со случайными полями скоплений заряженных примесей, вырождения зон, оптической неоднородностью ОПЗ в случае наличия тонкого инверсного слоя под контактом, усиление влияния рассеяния носителей тока на дефектах поверхности (границы раздела) [9], что также приводит к изменению характера зависимости α от поля. Подгонка расчетной зависимости (8), (9) к экспериментальной позволяет

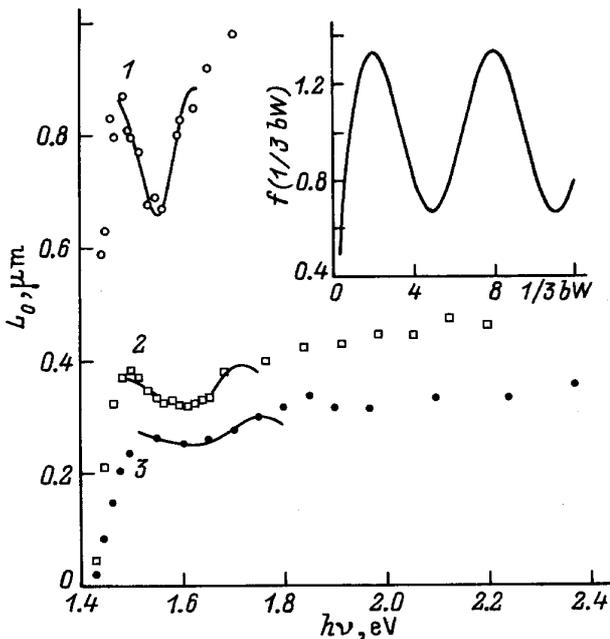


Рис. 3. Экспериментальные и рассчитанные по формулам (8), (9) спектральные зависимости отсечки L_0 для образцов Au–GaAs с легированием N_d , см^{-3} : 1 — $4.5 \cdot 10^{16}$, 2 — $3.48 \cdot 10^{17}$, 3 — $1.08 \cdot 10^{18}$. Параметры расчетных кривых, κ : 1 — 1/45, 2 — 1/64, 3 — 1/90; E_g , эВ: 1 — 1.43, 2 — 1.41, 3 — 1.37; μ : 1 — 0.06, 2 — 0.068, 3 — 0.068; L_s , мкм: 1 — 0.77, 2 — 0.35, 3 — 0.27. На врезке вид поправочной функции $f(1/3bW)$.

определить длину диффузии неосновных носителей заряда L .

Доказательство того, что определенное таким образом L является истинной длиной диффузии неосновных носителей заряда, получено независимым методом с помощью подгонки измеренного спектра фототока под рассчитанный по общей формуле (12) работы [10]. Для этого измеренный спектр фототока, нормированный на квант падающего излучения, пересчитывался в спектр квантовой эффективности с учетом пропускания пленки Au на GaAs в соответствии с [11]. Толщина и оптические параметры пленки Au определялись из эллипсометрических измерений и спектра пропускания пленки Au на кварцевой пластине-спутнике. При этом, как было установлено, для описания спектров пропускания пленок Au, полученных напылением в вакууме на подогреваемую подложку (кварц), могут быть использованы оптические параметры Au из работы [12], начиная с толщины пленок $\sim 200 \text{ \AA}$. Согласно [10], спектр фототока короткого замыкания, рассчитанных при корректных граничных условиях и с учетом эффекта электропоглощения в ОПЗ, определяется формулой

$$\frac{I_p}{qI} = \frac{1}{1 + S/V_p} \left(\frac{\exp\left[-\int_0^w \alpha(x) dx\right]}{1 + \alpha_0 L} + I_2 \right) - \frac{\alpha_0}{\alpha_0 - \frac{qE(0)}{kT}} \left(1 - \frac{qE(0)}{kTV_n/D_n} \right)^{-1}, \quad (10)$$

где

$$I_1 = \frac{1}{L} \int_0^w e^{-\psi(x)} dx,$$

$$I_2 = \frac{1}{L} \int_0^w (1 - e^{-\alpha(x)x}) e^{-\psi(x)} dx,$$

$E(0)$ — поле на границе полупроводник–промежуточный слой, $\psi(x)$ — потенциал в ОПЗ, S — скорость граничной рекомбинации, D, D_n — коэффициенты диффузии, а V_p и V_n — скорости переноса дырок и электронов из полупроводника в металл. Заметим, что второй член в (10) описывает уменьшение фототока из-за прямого переноса основных носителей тока в металл. Он существен при малой высоте барьера на границе, а при обратных смещениях в сильно легированном материале им можно пренебречь почти во всей спектральной области $\lambda > 0.5 \text{ мкм}$. Поэтому в нем приближенно положено $\alpha(x) \approx \alpha_0$. Первый член хорошо описывает длинноволновую часть спектра, наиболее чувствительную к диффузионной длине L . Значения $L, S/V_p$ и V_n/D_n можно определить из соответствия теоретического спектра фототока экспериментальному, используя их в качестве подгоночных параметров. На рис. 4 представлены экспериментальные и расчетные спектры квантовой эффективности для тех

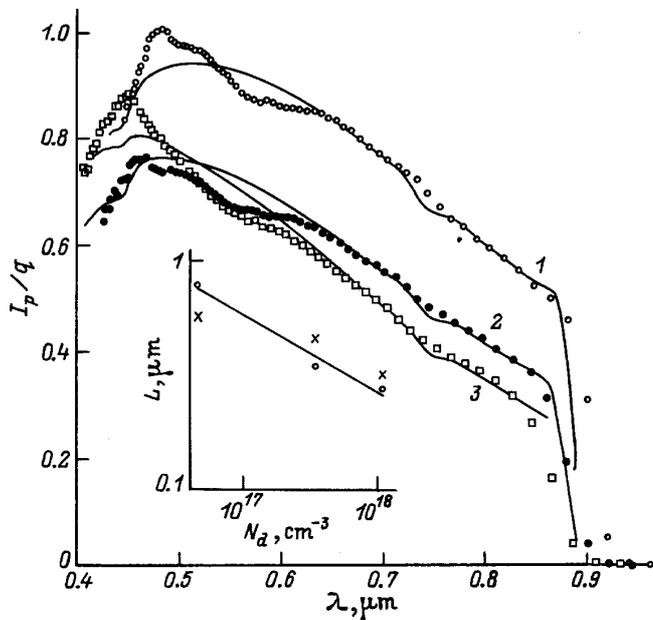


Рис. 4. Экспериментальные (точки) и теоретически рассчитанные спектральные зависимости отношения фототока короткого замыкания к количеству квантов излучения, прошедшего в GaAs, для структур Au–GaAs с N_d , см^{-3} : 1 — $4.5 \cdot 10^{16}$, 2 — $3.48 \cdot 10^{17}$, 3 — $1.08 \cdot 10^{18}$. Параметры расчетных кривых, L , мкм: 1 — 0.57, 2 — 0.46, 3 — 0.32; S/V_p : 1 — 0.01, 2 — 0.18, 3 — 0.12; V_n/D_n , см^{-1} : 1 — $2 \cdot 10^6$, 2 — $7.8 \cdot 10^6$, 3 — $1.3 \cdot 10^7$. На вставке — зависимость длины диффузии дырок от концентрации донорной примеси. L определялась по методам: $I_p(1/C)$ — кружки, $I_p(h\nu)$ — крестики.

же структур, что и на рис. 3. Подгоночные параметры приведены в подписи к рисунку, а на врезке представлена зависимость величины L , определенной обоими методами, от концентрации легирующей примеси. Видно, что значения L совпадают с точностью $\pm 10\%$, причем погрешность второго метода (по спектру I_p) существенно больше, поскольку он требует знания спектральной зависимости оптических параметров (n , k) металла и (n , k , α) полупроводника, которые сами могут зависеть от толщины пленки металла, поверхностной обработки и уровня легирования полупроводника. При расчете использовались данные n , k и $\alpha(h\nu)$ для GaAs из [13]. В пределах исследованного диапазона N_d монокристаллического n -GaAs зависимость $L(N_d)$ степенная с показателем степени $\sim (-1/3)$.

Таким образом, известная методика определения диффузионной длины неосновных носителей заряда, усовершенствованная применительно к реальным барьерам Шоттки с учетом корректных граничных условий на интерфейсе и эффекта Франца–Келдыша в ОПЗ, с хорошей степенью точности отражает реальные значения диффузионных длин в полупроводниковых материалах, позволяющие самосогласованно описать спектральные и полевые зависимости фоточувствительных структур с барьером Шоттки.

Список литературы

- [1] В.А. Тягай. ФТТ, 6, 1260 (1964).
- [2] Н.Л. Дмитрук, А.К. Терещенко. Электрон. техн., сер. 2, Полупроводниковые приборы, вып. 4, 68 (1972).
- [3] О.Ю. Борковская, Н.Л. Дмитрук, М. Дубовински, Р.В. Коначова, О.Н. Мищук, Ю.А. Тхорик, П. Кардош, Ф. Штофаник. Elektrotechn. Čas., 40, 877 (1989).
- [4] Н.Л. Дмитрук, О.Ю. Борковская, О.Н. Мищук, Я. Чарыев. Электрон. техн., сер. 2, Полупроводниковые приборы, вып. 1, 210 (1991).
- [5] J. Callaway. Phys. Rev., 134, A998 (1964).
- [6] J. Darantes-Davila, A. Lastras-Martinez, P.M. Raccach. Appl. Phys. Lett., 38, 442 (1981).
- [7] Н.Л. Дмитрук, А.К. Терещенко, О.И. Масва, В.И. Ляшенко, А.М. Раскевич. ФТП, 7, 671 (1973).
- [8] N. Nottka, V.O. Seraphin. Phys. Rev. A, 139, A560 (1965).
- [9] В.А. Тягай, О.В. Снитко. Электроотражение света в полупроводниках (Киев, Наук. думка, 1980).
- [10] О.Ю. Борковская, Н.Л. Дмитрук, А.Н. Зюганов, 4, 82 (1983).
- [11] Н.Л. Дмитрук, О.В. Фурсенко, О.Ю. Борковская. Оптоэлектрон. и полупроводн. техн., вып. 27, 115 (1994).
- [12] P.V. Johnson, R.W. Christi. Phys. Rev. B, 6, 4370 (1972).
- [13] D.E. Aspnes, A.A. Studna. Phys. Rev. B, 27, 985 (1983).

Редактор В.В. Чалдышев

Measurements of the minority charge carrier diffusion length by using real Schottky barriers

N.L. Dmitruk, O.Yu. Borkovskaya, S.V. Mamikin

Institute of Semiconductor Physics,
Ukrainian Academy of Sciences,
252650 Kiev, the Ukraine