

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ В РЭМ

Конников С. Г., Уманский В. Е., Чистяков В. М., Лодыженский И. И.

Разработана теоретическая модель метода определения времени жизни неосновных носителей в полупроводниках при возбуждении импульсным электронным пучком в растровом электронном микроскопе (РЭМ) с использованием барьера Шоттки для регистрации сигнала тока, индуцированного электронным зондом. Метод экспериментально реализован в РЭМ с временным разрешением 50 пс. Приведены результаты определения электрофизических параметров при исследовании эпитаксиальных слоев GaAs с различной концентрацией легирующей примеси. Измеренные в эксперименте значения диффузионной длины и времени жизни неосновных носителей позволяют рассчитать коэффициент диффузии и подвижность в локальной области полупроводника.

1. *Введение.* Развитие количественной растровой электронной микроскопии полупроводников требует разработки новых методов локального определения электрофизических параметров. Создание растровых электронных микроскопов (РЭМ) с временным и пространственным разрешением, в принципе, позволяет определять времена жизни и подвижности неосновных носителей заряда в полупроводниках, исследуя релаксацию сигналов микрокатодолюминесценции (МКЛ) и тока, индуцированного электронным зондом (ТИЭЗ) при импульсном возбуждении электронным пучком. Однако практическая реализация таких методов сопряжена с рядом экспериментальных и теоретических проблем, особенно для полупроводников с временами жизни носителей в нано- и субнаносекундном диапазоне. Так, применение метода МКЛ ограничено полупроводниками с высоким внутренним квантовым выходом излучательной рекомбинации, и даже в этом случае необходим быстродействующий и высокочувствительный приемник излучения. Использование сигнала ТИЭЗ дает существенный (почти 3 порядка) выигрыш в чувствительности методов, поскольку неосновные носители детектируются непосредственно в полупроводнике $p-n$ -переходом или барьером Шоттки. Однако закон релаксации сигнала ТИЭЗ в общем случае не является экспоненциальным и сильно зависит от геометрии эксперимента, скорости поверхностной рекомбинации, емкости $p-n$ -перехода и других факторов [1].

Наиболее перспективным, на наш взгляд, является метод определения времени жизни при регистрации сигнала ТИЭЗ на барьере Шоттки, который для минимизации емкости может быть изготовлен достаточно малой площади; кроме того, поверхностная рекомбинация не влияет на результаты эксперимента.

Практическое применение этого метода сдерживается недостаточным развитием теории: так, проведенный в работе [2] приближенный теоретический расчет, как будет показано далее, дает ошибочный результат, а предлагаемые автором условия регистрации сигнала ТИЭЗ экспериментально неосуществимы.

Настоящая статья посвящена разработке теоретической модели и экспериментальной реализации метода определения времени жизни неосновных носителей при возбуждении импульсным электронным пучком в РЭМ.

2. *Теория.* Рассмотрим схему эксперимента, представленную на рис. 1. На поверхность полупроводника с диффузионной длиной неосновных носителей

L_d , временем жизни τ и коэффициентом диффузии D напылен слой металла толщиной m , образующий барьер Шоттки с областью пространственного заряда (ОПЗ) w , емкостью C с последовательным сопротивлением R_n . Сфокусированный пучок электронов с энергией E_0 возбуждает неравновесные носители со скоростью генерации G и функцией распределения по глубине $F(\zeta)$. Регистрируемый в стационарных условиях на нагрузке $R_n = 50$ Ом сигнал ТИЭЗ, очевидно, является суммой дрейфового тока I_w , обусловленного разделением неравновесных носителей, возбужденных непосредственно в ОПЗ, и диффузионного тока I_d , который создают носители, возбужденные в квазинейтральном материале.

В условиях импульсного возбуждения при выключении электронного пучка в момент времени $t=0$ экспериментально регистрируемый сигнал ТИЭЗ имеет вид

$$I(t) = I_w(t) + I_o(t) + I_d(t). \quad (1)$$

Рассмотрим отдельно каждую компоненту суммарного тока.

а) Очевидно, что релаксация дрейфового тока определяется большим из

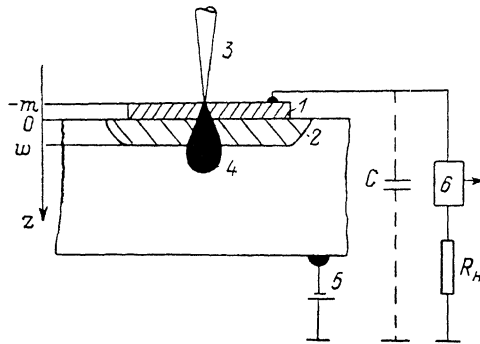


Рис. 1. Схема эксперимента.

1 — контакт Шоттки, 2 — ОПЗ, 3 — электронный пучок, 4 — область генерации электронно-дырочных пар, 5 — источник обратного смещения, 6 — стробоскопическая головка осциллографа.

двух времен — временем пролета носителей через ОПЗ и величиной $RC = (R_n + R_n) C$ цепи регистрации. Для практически используемых материалов с $w = 0.05 \div 5$ мкм величина времени пролета не превышает нескольких десятков пикосекунд. Таким образом, пренебрегая временем пролета, получим

$$I_w(t) = I_w(0) e^{-t/RC} = qG \int_0^{w_0} F(\zeta + m_0) d\zeta \exp(-t/RC), \quad (2)$$

где величины $\zeta = z/s_0$, $w_0 = w/s_0$, $m_0 = m/s_0$ нормированы на длину полного пробега по Бёте s_0 [3].

б) В процессе релаксации сигнала ТИЭЗ происходит «перезарядка» емкости барьера Шоттки меняющимся во времени диффузионным током. Рассматривая эквивалентную схему эксперимента, можно показать

$$I_o(t) = e^{-t/RC} \int_0^t e^{x/RC} I_d(x) dx. \quad (3)$$

в) Для описания закона релаксации диффузионного тока решим уравнение диффузии, считая уровень возбуждения малым, а исследуемый объем полупроводника однородным. Для определенности рассмотрим p -тип проводимости

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = D \nabla^2 (\Delta n) - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (4)$$

с граничными условиями

$$\Delta n|_{z=w} = 0, \quad \Delta n|_{t=0} = \Delta n_0(z), \quad (5)$$

где $\Delta n_0(z)$ — стационарное распределение носителей. Искомый диффузионный ток определяется

$$I_d(t) = qD \left. \frac{\partial \Delta n(z, t)}{\partial z} \right|_{z=w}. \quad (6)$$

Решение уравнения (4) с граничными условиями (5), полученное методом интегральных преобразований, имеет вид

$$I_d(t) = \frac{qG}{2} \int_0^{\infty} F(\zeta + w_0 + m_0) \left[e^{-\zeta/l} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{T} - \frac{\zeta}{2l\sqrt{T}} \right) - e^{\zeta/l} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{T} + \frac{\zeta}{2l\sqrt{T}} \right) \right] d\zeta, \quad (7)$$

где $l = L_d/s_0$, $T = t/\tau$.

Как следует из формулы (7), закон релаксации диффузионного тока существенно неэкспоненциальный, и скорость спада сильно зависит от относительной глубины генерации электронно-дырочных пар $\varepsilon = (\zeta_{\max} - w_0)/l$, где ζ_{\max} — координата максимума функции генерации $F(\zeta)$.

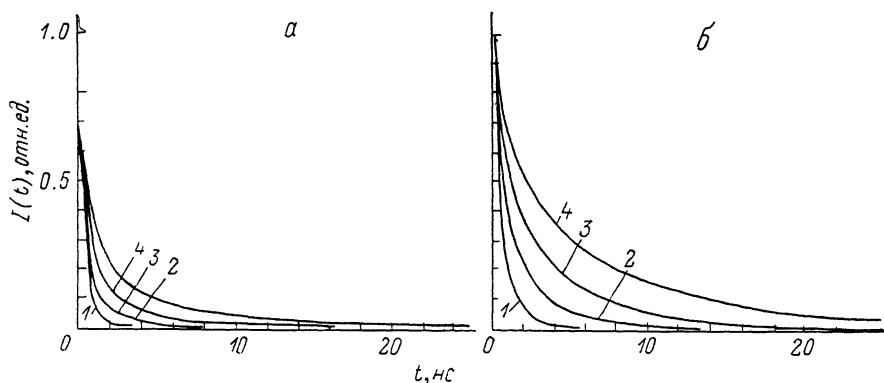


Рис. 2. Расчетные кривые релаксации сигнала ТИЭЗ.

$L_d = 2$ мкм; τ , нс: 1 — 2, 2 — 5, 3 — 10, 4 — 20. Ускоряющее напряжение, кВ: а — 20, б — 40.

Как уже упоминалось, в работе [2] было получено решение аналогичного уравнения в случае точечного источника. Для экспериментального определения времени жизни автор предлагает использовать асимптотическое решение при $\varepsilon \ll 1$ и $T \gg 1$. Анализируя этот случай для объемного источника, получим

$$I_d(t) \sim \exp(-T)/T^{3/2} \quad (8)$$

(а не $\exp(-T)/T^{1/2}$, как ошибочно указано в [2]).

Однако, несмотря на очевидную простоту определения времени жизни по зависимости (8), легко показать, что условие $\varepsilon \ll 1$ приводит к снижению амплитуды сигнала в 100–1000 раз, прежде чем условие $T \gg 1$ начнет выполняться; таким образом, чувствительность современных быстродействующих систем регистрации тока не достаточна для экспериментального

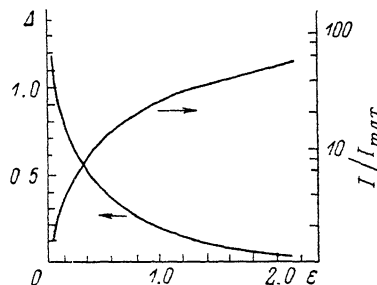


Рис. 3. Расчетные зависимости снижения амплитуды сигнала ТИЭЗ (I/I_{\max}) и отношения погрешностей определений τ и L_d от относительной глубины генерации электронно-дырочных пар.

использования асимптотического решения (8) при исследовании полупроводников с временами жизни в наносекундном диапазоне.

На рис. 2 представлены результаты параметрических исследований решения (7), полученные на ЭВМ для функции генерации электронно-дырочных пар, предложенной нами в работе [3] для соединений $A^{III}B^V$:

$$F(\zeta) = 3.56 \exp[-(4.16\zeta - 0.29)^2]. \quad (9)$$

Как показывают результаты анализа, зависимости $I_d(t)$ достаточно чувствительны к значению времени жизни на начальных стадиях процесса релаксации ($T \ll 1$), что позволяет определить τ подгонкой экспериментальных зависимостей на ЭВМ в соответствии с формулами (1)–(3) и (7), при этом чувствительность к τ растет с ростом относительной глубины генерации ε . Для определения вре-

мени жизни таким способом необходимо предварительно измерить значение L_d , что, в свою очередь, позволяет по экспериментальным результатам рассчитать коэффициент диффузии и подвижность. Поскольку рассматриваемая математическая модель учитывает влияние емкости барьера Шоттки [формулы (2) и (3)], то, как показывают расчеты, точность определения τ не ухудшается при условии $RC \ll \tau/2$, что позволяет измерять времена жизни, сравнимые по величине с RC .

На рис. 3 представлены результаты расчета погрешности определения τ , связанной с погрешностью измерения L_d . Отношение этих погрешностей $\Delta = (\Delta\tau/\tau)/(\Delta L_d/L_d)$ не превышает 1 при $\epsilon > 0.1$. В то же время с ростом ускоряющего напряжения и, следовательно, ϵ снижается стационарная амплитуда сигнала ТИЭЗ. Оптимальные ускоряющие напряжения соответствуют $0.1 < \epsilon < 1.0$, при этом обеспечивается максимальная точность измерений.

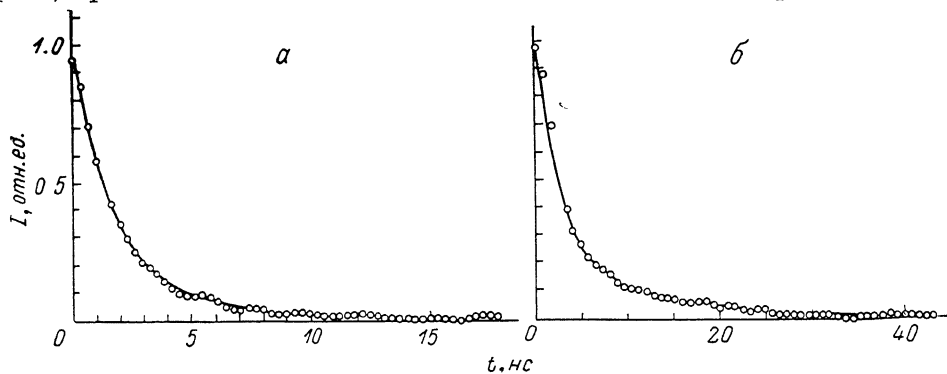


Рис. 4. Экспериментальные (точки) и теоретические (сплошные линии) кривые релаксации сигнала ТИЭЗ для двух образцов GaAs.

Концентрация легирующей примеси $N_D \cdot 10^{-17}$, см⁻³: а — 5, б — 0.8.

3. *Эксперимент.* Метод был реализован в растровом электронном микроскопе РЭМ-100У, оборудованном пикосекундным модулятором электронного пучка и автоматизированной системой регистрации с разрешением 30 пс на основе стробоскопического осциллографа и ЭВМ МЕРА-60 [4]. Прибор работал в режиме генерации импульсов электронного пучка длительностью 100 нс, время спада которых не превышало 50 пс. Амплитудные значения тока зонда составляли $5 \times 10^{-9} \div 2 \cdot 10^{-8}$ А в зависимости от условий измерений.

Для экспериментальной проверки разработанной теоретической модели были исследованы эпитаксиальные слои *n*-GaAs толщиной 20 ÷ 30 мкм с концентрацией свободных носителей $N_D = 5 \cdot 10^{16} \div 10^{18}$ см⁻³, выращенные методом жидкофазной эпитаксии при температурах 700 ÷ 750 °С. Барьер Шоттки формировался напылением Ni через маску и состоял из отдельных участков площадью $5 \cdot 10^{-5}$ см², что позволило получить величину емкости переходов не более 3 ÷ 10 пФ в зависимости от обратного смещения.

Эксперимент проводился в два этапа. На первом этапе в стационарных условиях определялась L_d в исследуемом участке полупроводника по зависимости сигнала ТИЭЗ от ускоряющего напряжения по известной методике, впервые предложенной в работе [5]. Затем при оптимальных значениях ускоряющего напряжения регистрировались кривые релаксации сигнала ТИЭЗ при импульсном возбуждении электронным пучком.

На рис. 4 представлены экспериментальные и наилучшим образом аппроксимирующие их теоретические временные зависимости сигнала ТИЭЗ для двух образцов эпитаксиального GaAs с различной концентрацией легирующей примеси. Результаты определения электрофизических параметров представлены в таблице.

Выводы. Как следует из представленных результатов, разработанный метод позволяет определять времена жизни неосновных носителей в гомогенном полупроводнике с погрешностью не выше 10 ÷ 15 % при адекватной обработке экспериментальных данных на ЭВМ в соответствии с предложенной теоретической

Предварительно определяемые параметры				Параметры, измеряемые в РЭМ		Расчетные параметры	
$N_D \cdot 10^{-17},$ см ⁻³	$w,$ мкм	$C,$ пф	$R_n,$ Ом	$L_d,$ мкм	$\tau,$ нс	$D_p,$ см ² /с	$\frac{\mu_p}{\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}}$
~5	0.16	5.2	70	0.7 ± 0.07	4.1 ± 0.4	1.2	46
~0.8	0.21	6.5	68	4.5 ± 0.3	29 ± 2	6.8	260

моделью. Одновременное определение в локальной области полупроводника L_d и τ дает возможность рассчитать коэффициент диффузии и подвижность неосновных носителей.

Очевидно, что метод имеет ряд ограничений. Так, например, он может быть эффективно использован для материалов со сравнительно короткими диффузионными длинами ($L_i < 10$ мкм), величина которых сравнима с размерами области генерации электронно-дырочных пар. При исследовании эпитаксиальных пленок описанная теоретическая модель применима, если толщина слоя превышает примерно три диффузионные длины неосновных носителей.

Л и т е р а т у р а

- [1] Kuiken H. K. — Sol. St. Electron., 1976, v. 18, N 6, p. 447—450.
- [2] Ioannou D. E. — J. Phys. D: Appl. Phys., 1980, v. 13, N 4, p. 611—616.
- [3] Конников С. Г., Соловьев В. А., Уманский В. Е., Чистяков В. М. — ФТП, 1987, т. 21, в. 11, с. 2028—2032.
- [4] Конников С. Г., Уманский В. Е., Лодыжинский И. И. — Письма ЖТФ, 1987, т. 13, в. 19, с. 1183—1186.
- [5] Wu C. J., Wittry D. B. — J. Appl. Phys., 1978, v. 49, N 5, p. 2827—2836.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 12.02.1988
Принята к печати 14.04.1988