

ИЗМЕРЕНИЯ КОНТРОЛЬ АВТОМАТИЗАЦИЯ: СОСТОЯНИЕ, ПРОБЛЕМЫ, ПЕРСПЕКТИВЫ

Главный редактор — д-р техн. наук, проф. В. Ю. Кнеллер

УДК 621.3.049.77.001.5

РЕЛАКСАЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ¹

В. Г. Литвинов, В. В. Гудзев, О. А. Милованова, Н. Б. Рыбин

Рассмотрены физические основы метода релаксационной спектроскопии глубоких уровней и особенности его применения для исследования полупроводниковых квантово-размерных гетероструктур с квантовыми ямами и квантовыми точками. Получено и проанализировано выражение для сечения захвата носителей заряда в квантовых ямах и точках.

Ключевые слова: релаксационная спектроскопия, глубокий уровень, квантовая яма, квантовая точка, сечение захвата, ток релаксации.

ВВЕДЕНИЕ

Релаксационная спектроскопия как метод исследования дефектов с глубокими уровнями в полупроводниковых барьерных структурах Шоттки, *p-n*-переходах, МДП-структурах была предложена Лэнгом в 1974 г. [1]. В англоязычной аббревиатуре она известна как “Deep level transient spectroscopy” или сокращенно DLTS [1].

В настоящее время DLTS реализуется в различных вариантах: зарядовая (QDLTS); токовая (CDLTS); емкостная (DLTS); оптическая (ODLTS); двойная (DDLTS) [2–4]; DLTS с преобразованием Лапласа (LDLTS). DLTS-спектрометры, выпускаемые зарубежными фирмами, различаются чувствительностью по минимальному значению концентрации дефектов с глубокими уровнями (ГУ), видом используемых взвешивающих функций для проведения корреляционной обработки,

наличием нескольких методик измерений в одной установке и т. д.

DLTS-метод и сейчас остается одним из эффективных методов исследования ГУ в полупроводниковых барьерных структурах, а в последнее десятилетие он получил свое развитие в применении к полупроводниковым наноструктурам. С помощью DLTS можно изучать процессы эмиссии и захвата носителей заряда (НЗ) в квантовых ямах (КЯ) [5–7] и квантовых точках (КТ). На основе данных DLTS были определены разрывы валентной зоны и зоны проводимости в полупроводниковых квантово-размерных гетероструктурах на основе соединений A_3B_5 и A_2B_6 , а также в системе SiGe [5–7].

Достоинствами DLTS-метода являются: высокая чувствительность по концентрации ГУ (менее 10^{10} см^{-3}), возможность независимого определения энергии активации и сечения захвата (СЗ) носителей заряда, высокая разрешающая способность по временам релаксации, оперативность измерения и обработки спектров [1–3]. Метод является неразрушающим и может быть также использован для исследования ГУ в гетеропереходах.

¹ Работа выполнена при поддержке грантом президента РФ МК-2616.2008.2 и финансовой поддержке Министерства образования РФ.

Исходный вариант DLTS [1] базировался на измерении релаксации емкости барьерной структуры вследствие модуляции ширины области пространственного заряда (ОПЗ) из-за процессов перезарядки ГУ, характеризующихся собственными постоянными времени при температуре измерения. Такой подход широко распространен и, безусловно, применим к традиционным барьерным структурам на основе p - n -переходов, барьеров Шоттки, МДП-структур, однако неприменим для компенсированных образцов, в которых емкость не изменяется при изменении приложенного напряжения [7, 8]. Здесь может быть применен редко используемый вариант DLTS, основанный на релаксации тока [4].

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ DLTS

Использование в методе DLTS процедуры регистрации релаксационных процессов, обусловленных эмиссией НЗ с ГУ, приблизило термоактивационные методы изучения ГУ (методы термостимулированной деполяризации (ТСД), термостимулированных токов (ТСТ), емкости (ТСЕ) и т. д.) к спектроскопическим [3].

В основе DLTS лежит изучение изменения барьерной емкости диода Шоттки, p - n -перехода, тока или заряда через них при изменении заселенности НЗ ГУ в ОПЗ под действием внешнего напряжения и/или освещения [1–3]. При этом принимают следующие допущения.

1. В ОПЗ шириной w и электронейтральной базе (положим, что база n -типа проводимости) диода имеются одинаковые дефекты с ГУ или глубокие центры (ГЦ) с концентрацией N_t , причем каждый ГЦ может как захватывать один электрон, так и отдавать захваченный электрон. Этим ГЦ соответствует энергетический уровень E_t в запрещенной зоне базы полупроводниковой барьерной структуры, для которого в области электрической

нейтральности (ОЭН), т. е. при $x > w_0$ (рис. 1, а), выполняется неравенство $E_F - E_t > 4kT$, где E_F — уровень Ферми, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

2. Уровень E_t заполнен электронами там, где он расположен ниже уровня Ферми, т. е. при $x > w_0 - \lambda$, и не заполнен там, где он расположен выше, т. е. при $x < w_0 - \lambda$, где λ — расстояние от внутренней границы ОПЗ до точки пересечения уровней E_t и E_F .

3. Концентрации основной “мелкой” легирующей примеси N_D и глубоких центров N_t распределены равномерно во всей ОПЗ и ОЭН.

4. ОПЗ полупроводника в приближении полного обеднения обладает бесконечно большим сопротивлением, т. е. эквивалентна идеальному диэлектрику. При $x = w_0$ плотность объемного заряда $\rho(x)$ резко изменяется от значения eN_D до нуля, где e — элементарный заряд (рис. 1, а).

В случае емкостной DLTS измеряется величина барьерной емкости в условиях, когда на диод наряду с обратным смещением подается высокочастотное синусоидальное напряжение. В диодных структурах при емкостных измерениях причиной ошибок в определении концентрации и распределения ГУ, их энергий ионизации и СЗ могут послужить высокие сопротивления областей квазинейтральной базы и омического контакта [8–10].

В случае CDLTS измеряется величина тока при обратном смещении, но дополнительный измерительный сигнал на диодную структуру не подается. Требования к величине сопротивления квазинейтральной базы и омического контакта для CDLTS менее жесткие [3]. Устройства на основе CDLTS отличаются большей простотой реализации в сравнении с емкостной DLTS [3, 4]. Кроме того, токовая DLTS обладает большей чувствительностью по концентрации ловушек в

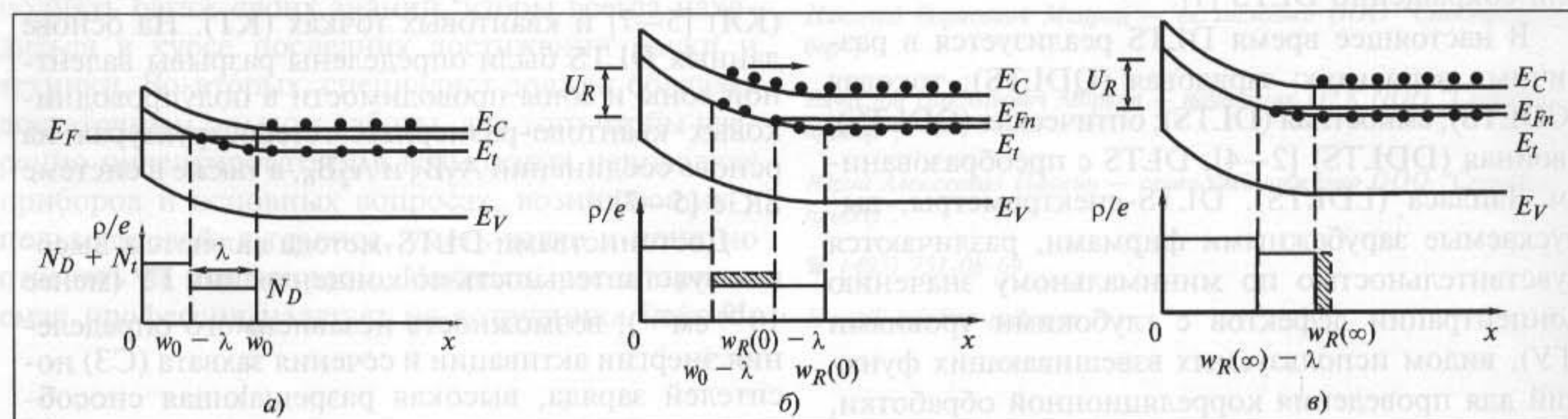


Рис. 1. Зонная диаграмма диода Шоттки с базой n -типа с ГУ и распределение объемного заряда в ОПЗ: а — состояние при нулевом смещении; б — первый момент после подачи обратного смещения U_R ; в — установившееся стационарное состояние при обратном смещении U_R

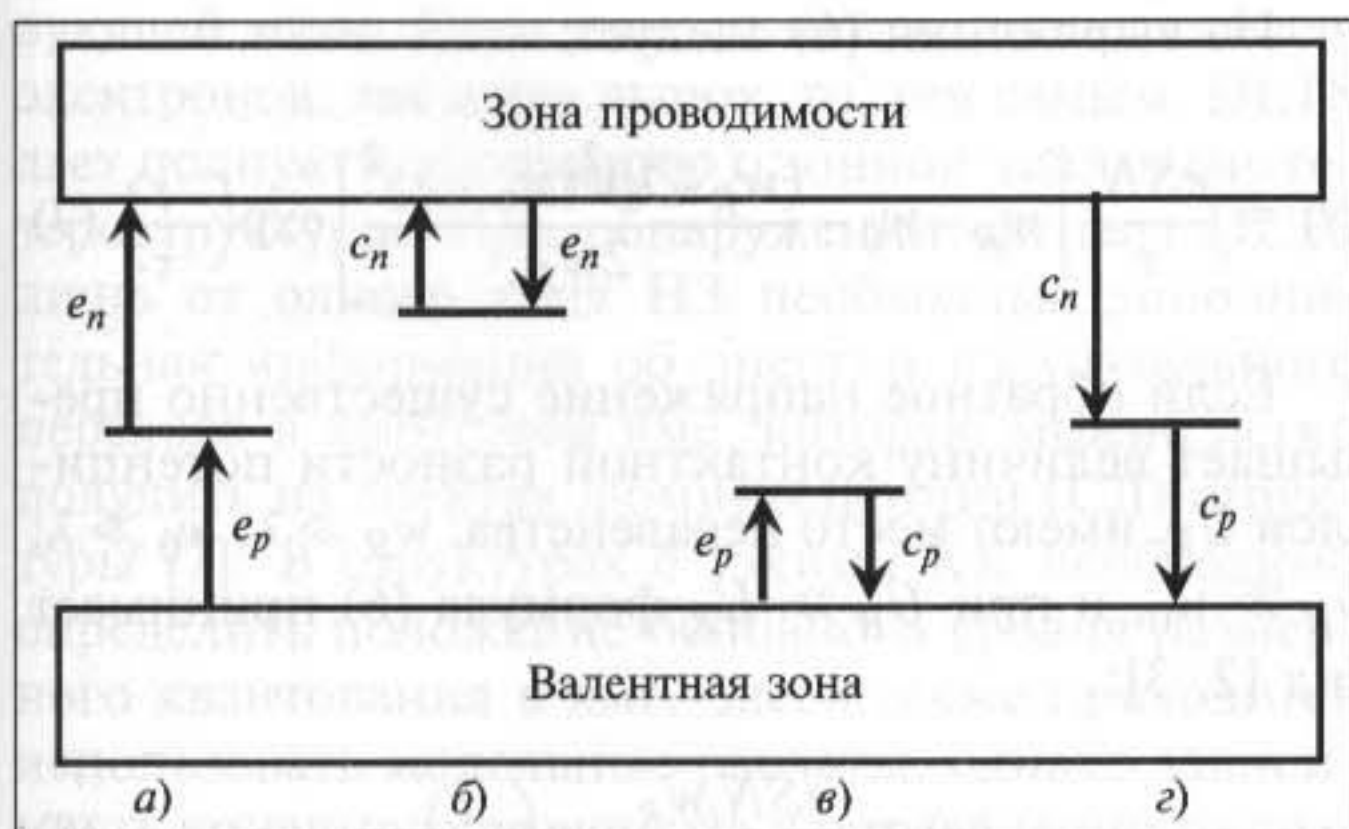


Рис. 2. Электронные процессы, происходящие при перезарядке ГУ:

а — генерация НЗ; б — захват электронов; в — захват дырок; г — рекомбинация

сравнении с емкостным вариантом при постоянных времени релаксации менее 1 мс [3]. Поэтому для исследования энергетического спектра НЗ в высокоомных (компенсированных) наноструктурах и определения разрывов зон в квантово-размерных структурах предпочтительнее использовать CDLTS-метод.

Рассмотрим при допущениях 1—4 переходный процесс установления квазиравновесного состояния после скачкообразного изменения напряжения на диоде Шоттки с базой *n*-типа от нуля до обратного смещения ($U = U_R$). Время формирования ОПЗ в базе диода после переключения внешнего напряжения ($0 \rightarrow U_R$) определяется уходом свободных электронов из слоя толщиной $w_R(0) - w_0$ (рис. 1, а, б). Это время имеет порядок времени максвелловской релаксации и очень мало, поэтому им пренебрегают. Вначале ОПЗ мгновенно расширяется в слое $\Delta w = (w_R(0) - \lambda) - (w_0 - \lambda)$, в котором квазиуровень Ферми для электронов E_{Fn} находится ниже глубокого уровня E_t (рис. 1, б), а затем происходит эмиссия электронов с ГУ и далее под действием поля быстрый их вынос за пределы ОПЗ. Плотность положительного объемного заряда в этом слое изменяется от eN_D до $e(N_D + N_t)$, а ширина ОПЗ снижается до стационарного значения $w(\infty)$ (рис. 1, в).

Хотя диодная структура при обратном смещении не находится в состоянии равновесия, применяют статистику равновесной системы Шокли—Рида, основанную на рассмотрении процессов обмена электронами и дырками между ловушками и разрешенными зонами полупроводника [1—3]. Электронные процессы, происходящие с вовлечением ГУ, представлены на рис. 2.

При отсутствии освещения полупроводника обычно рассматривают четыре процесса: термическую эмиссию электронов с ГУ в зону проводимости с вероятностью e_n ; захват электронов на ГУ со скоростью $c_n n p_t$, где c_n — коэффициент захвата электронов, n — концентрация электронов в зоне проводимости, p_t — концентрация дырок на ГУ; термическую эмиссию дырок с ГУ (термическую эмиссию электронов из валентной зоны на ГУ с вероятностью e_p); захват дырок или термическую эмиссию электронов с ГУ в валентную зону со скоростью $c_p p n_t$, где c_p — коэффициент захвата дырок, p — концентрация дырок в валентной зоне, n_t — концентрация электронов на ГУ [3].

Изменение во времени объемного заряда на ГУ описывается кинетическим уравнением или уравнением непрерывности, которое имеет вид [3]:

$$\frac{dn_t}{dt} = -e_n n_t + c_n n p_t + e_p p_t - c_p p n_t. \quad (1)$$

Предполагается, что под действием электрического поля свободные носители заряда мгновенно выносятся из ОПЗ в ОЭН, и можно пренебречь повторным захватом носителей заряда на ГУ [1, 3]. В стационарном состоянии скорость теплового выброса электронов с уровня в зону проводимости $e_n n_t$ равна скорости теплового выброса электронов на уровень из валентной зоны $e_p p_t$. Полагая, что в ОПЗ $n = p = 0$ и $N_t = n_t + p_t$, и используя граничное условие $n_t(0) = N_t$, из решения дифференциального уравнения (1) получаем:

$$n_t(t) = N_t \left[\frac{e_p}{e_n + e_p} + \frac{e_n}{e_n + e_p} \exp(-t/\tau) \right];$$

$$p_t(t) = N_t - n_t(t) = N_t \frac{e_n}{e_n + e_p} [1 - \exp(-t/\tau)],$$

где $\tau = (e_n + e_p)^{-1}$ — постоянная времени релаксации заполнения ГУ. Из уравнения (1) следует, что стационарное заполнение электронами уровня устанавливается по экспоненциальному закону с постоянной времени τ , которая не зависит от начального заполнения уровня и концентрации ГУ [3].

Пусть ГУ расположен в верхней половине запрещенной зоны. Тогда можно исключить из рассмотрения процессы эмиссии и захвата дырок. Для уровня, расположенного в верхней половине запрещенной зоны, обычно выполняется неравенство $e_n \gg e_p$ [3], поэтому можно записать:

$$e_n f_F = c_n n (1 - f_F), \quad (2)$$

где $f_F = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)}$ — функция распределения Ферми для электронов.

Коэффициент захвата электронов $c_n = \sigma_n \langle v \rangle$, где σ_n — сечение захвата электронов, $\langle v \rangle$ — средняя тепловая скорость электронов. Концентрация свободных электронов в зоне проводимости в ОЭН находится из выражения:

$$n = N_c \exp\left[-\frac{(E_c - E_F)}{kT}\right], \quad (3)$$

где $N_c = 2(mkT/2\pi\hbar^2)^{3/2}$ — эффективная плотность состояний в зоне проводимости [3], m — эффективная масса электронов, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, \hbar — постоянная Планка.

После переключения напряжения на диоде от нуля до обратного U_R ($0 \rightarrow U_R$) электроны уходят с ГУ из слоя Δw в зону проводимости с постоянной времени, определяемой из выражения, полученного с учетом формул (2)—(3):

$$\tau = e_n^{-1} = (\sigma_n \langle v \rangle N_c)^{-1} \exp\left(\frac{E_c - E_t}{kT}\right). \quad (4)$$

Заселенность ГУ электронами изучается при периодическом переключении диодной структуры из состояния, обратного смещения в нуль, в меньшее отрицательное или положительное смещение. В этом случае $c_n N_D \gg e_n$, и из формулы (1) следует:

$$n_i(t) = N_i \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right) \right], \quad (5)$$

где $\tau_c = (c_n N_D)^{-1}$ — постоянная времени захвата электронов [2—3].

При рассмотрении только релаксации тока считается, что он состоит из токов генерации электронов i_{cn} и дырок i_{cp} , обусловленных эмиссией НЗ с ГУ и тока смещения (индукции) [2—3]. Ток смещения i_d связан с индукцией заряда в квазинейтральной области базы диодной структуры. Дырочным током i_{cp} генерации и током утечки через обратносмещенный переход можно пренебречь [2—3], и, в итоге, с учетом различного направления токов i_{cn} и i_d выражение для полного тока имеет вид:

$$i(t) = i_{cn}(t) - i_d(t) = eS \int_{w_0}^{w_R - \lambda} \left(\frac{dn_i}{dt}\right) dx - eS \int_{w_0 - \lambda}^{w_R - \lambda} \left(\frac{dn_i}{dt}\right) \left(\frac{x}{w_R}\right) dx, \quad (6)$$

где S — площадь барьерного контакта.

Из выражения (6) следует:

$$i(t) = \frac{eSN_i}{\tau} \left[w_R - w_0 - \frac{(w_R - \lambda)^2 (w_0 - \lambda)^2}{2w_R} \right] \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (7)$$

Если обратное напряжение существенно превышает величину контактной разности потенциалов U_K , имеют место неравенства: $w_R \gg \lambda$; $w_0 \gg \lambda$; $w_R \gg w_0$, и при $U_R \gg U_K$ формула (6) принимает вид [2, 3]:

$$i(t) = \frac{eSN_i w_R}{2\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (8)$$

Таким образом, при изучении релаксации тока в диодной структуре при импульсном изменении внешнего напряжения смещения можно определить следующие параметры ГУ [1—3]:

- энергию активации глубокого уровня E_t по наклону прямой Аррениуса, построенной в координатах $\ln(\tau T^2)$, $1/kT$; тангенс угла наклона этой прямой равен энергии ионизации ГУ, а сама прямая отсекает на оси ординат отрезок, равный $-\ln(\sigma_n \langle v \rangle N_c)$ (в этом случае предполагается, что СЗ электрона на ГУ и энергия ионизации практически не зависят от температуры);

- сечение захвата НЗ на ГУ σ_n при изучении заселенности ГУ электронами в зависимости от длительности заполняющего импульса, используя выражение (5);

- концентрацию ГУ N_i по амплитуде тока релаксации по выражению (8).

Аналогичные выражения и выводы можно получить и для структуры Шоттки с базой p -типа, для p^+-n , n^+-p переходов.

ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ DLTS ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУР С КЯ, КТ

Для определения разрывов зон в квантово-размерных структурах применяется метод, основанный на использовании дополнительной информации от DLTS о величине энергии термической активации носителей, локализованных на основном уровне размерного квантования в КЯ, КТ и других наноструктурах [5—7].

Уровень размерного квантования в КЯ подобен центру захвата гигантских размеров, и термоактивационный анализ может быть применен для определения энергетического зазора между этим уровнем и краем соответствующей разрешенной зоны в барьере [5—7]. В случае гетероструктур с достаточно широкими ямами энергия активация носителя непосредственно дает разрыв соответ-

вующей зоны. Если удастся найти сигнал как для электронов, так и для дырок, то, тем самым, DLTS дает полную информацию о зонной диаграмме гетероструктуры. При обнаружении сигнала DLTS лишь от одного типа НЗ необходима дополнительная информация об энергии излучательного перехода в квантовой яме, которую можно легко получить из спектра люминесценции (СЛ) структуры [7]. В структурах с узкими КЯ необходимо определить положение основного уровня размерного квантования в яме. Здесь также приходится использовать модельные расчеты, однако зависимость конечного результата в определении разрыва зон от параметров модели значительно слабее, чем при модельном анализе СЛ.

При применении DLTS для исследования процесса перезарядки энергетических уровней НЗ в отдельно взятых наноструктурах абсолютные значения измеряемого тока или емкости будут существенно меньше в сравнении с объемными образцами. Чувствительность емкостной DLTS по концентрации ловушек (НЗ, участвующих в процессах захвата и эмиссии) практически не зависит от времени релаксации τ , в то время как для CDLTS она обратно пропорциональна τ при $\tau < 1$ мс [3]. Поэтому целесообразно проводить исследования при коротких τ (менее 100 мкс). Измерение релаксации емкости в современных DLTS-спектрометрах осуществляется с помощью мостов полной проводимости, лучшие образцы которых имеют достаточно большое время установления (например, для моста BOONTON-7200 время установления составляет около 50 мкс), соответственно, рекомендуемые режимы измерения предполагают исследования при $\tau > 100$ мкс. Указанные ограничения по времени релаксации можно преодолеть в случае исследования релаксации тока.

Рассмотрим КЯ, служащую ловушкой для электронов. Плотность тока эмиссии электронов из КЯ или КТ определяется выражением [5]:

$$j_e = e_n n_w e, \quad (9)$$

где e_n — скорость термической эмиссии, n_w — слоевая концентрация электронов в квантовой яме.

Все носители заряда в КЯ, имеющие энергии больше, чем высота потенциального барьера, могут беспрепятственно покидать КЯ [5]. Все свободные носители заряда, достигшие границ КЯ, захватываются ямой, и плотность тока захвата электронов составит:

$$j_c = 2n_b \langle v \rangle e, \quad (10)$$

где n_b — концентрация свободных электронов в прилегающем к квантовой яме барьерном слое.

Множитель 2 в уравнении (10) введен для учета захвата электронов по обе стороны КЯ или слоя с КТ. В условиях термодинамического равновесия, когда один и тот же уровень Ферми определяет заполнение состояний в барьерных слоях и в КЯ (КТ), имеем $j_c = j_e$ [5].

Равновесная слоевая концентрация электронов в квантовой яме с энергетическим уровнем размерного квантования E_n определяется как [5]:

$$n_w = \frac{m_w^* k T}{\pi \hbar^2} \sum_n \ln \left[1 + \exp \left(-\frac{E_{cw} + E_n - E_F}{k T} \right) \right],$$

где E_{cw} — дно зоны проводимости в квантовой яме, E_F — уровень Ферми для электронов. Энергии уровней размерного квантования и положение уровня Ферми отсчитываются относительно дна КЯ. Разрыв зоны проводимости в квантово-размерной структуре определяется как $\Delta E_c = E_{cb} - E_{cw}$, где E_{cb} — дно зоны проводимости в барьерном слое. В случае если носители заряда подчиняются статистике Больцмана, концентрация носителей заряда в яме определяется выражением [5]:

$$n_w = \frac{m_w^* k T}{\pi \hbar^2} \exp \left(-\frac{E_{cw} - E_F}{k T} \right) \sum_n \exp \left(-\frac{E_n}{k T} \right).$$

Следуя аналогии с выражением для концентрации свободных электронов в зоне проводимости в объемных полупроводниках [2]: $n = n_b = N_c \exp \left[-\frac{(E_c - E_F)}{k T} \right]$, двумерная эффективная плотность состояний для электронов в КЯ определяется как:

$$N_c^{qw} = \frac{m_w^* k T}{\pi \hbar^2}.$$

В структурах с набором взаимодействующих КЯ, т. е. в сверхрешетках, так же как и в структурах с одиночной КЯ, газ носителей можно считать двумерным, если выполняется условие двумерности [11]:

$$|\Delta_s| \ll \max \left\{ E_F, k T, \frac{\hbar}{\tau_R} \right\}, \quad (11)$$

где Δ_s — ширина минизон, τ_R — время релаксации при рассеянии носителей заряда [11]. При выполнении условия (11) можно считать электроны распределенными равномерно по ширине минизон в сверхрешетке и полагать $\Delta_s = 0$ [11]. Тогда для первой заполненной минизоны или первого уровня размерного квантования получается выражение

для объемной концентрации электронного газа в КЯ [5]:

$$n_w = \frac{m_w^* k T}{\pi \hbar^2 d} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_1}{k T} \right) \right],$$

где d — ширина КЯ (толщина слоя КТ). В случае если носители заряда подчиняются статистике Больцмана, объемная концентрация носителей заряда, находящихся на первом (основном) уровне размерного квантования, определяется выражением [5]:

$$n_w = \frac{m_w^* k T}{\pi \hbar^2 d} \exp \left(-\frac{E_{cw} - E_F}{k T} \right) \exp \left(-\frac{E_1}{k T} \right). \quad (12)$$

В условиях термодинамического равновесия для процессов захвата и эмиссии электронов скорость эмиссии электронов с учетом выражений (10) и (11) определяется как [5, 6]:

$$e_n = \frac{2 \langle v \rangle}{f \lambda_T} \exp \left(-\frac{\Delta E_c - E_1}{k T} \right),$$

где $\lambda_T = (2\pi\hbar^2/m_w^*kT)^{1/2}$ — термическая длина; E_1 — первый (основной) уровень размерного квантования для электронов в яме; f — фактор заполнения квантовой ямы электронами с учетом вырождения в квантовой яме, определяемый из выражения:

$$f = \sum_n \ln \left[1 + \exp \left(-\frac{E_{cw} + E_n - E_F}{k T} \right) \right] \exp \left(\frac{E_1}{k T} \right).$$

В случае статистики Больцмана [6]:

$$f = \sum_n \exp \left(\frac{E_1 - E_n}{k T} \right). \quad (13)$$

Если квантовая яма узкая, т. е. выполняется условие $E_1 \gg kT$, уравнение (13) дает значение $f = 1$, а для широкой ямы, когда выполняется условие $E_1 \ll kT$, фактор заполнения $f = d/\lambda_T$ [6].

При захвате носителей заряда в КЯ происходит рассеяние их энергии. Наиболее эффективным процессом рассеяния энергии является эмиссия оптических фононов. Если ширина квантовой ямы d меньше чем длина свободного пробега носителей заряда l , зависящая от эмиссии оптических фононов, то захватывается только часть носителей заряда (в данном случае электронов). В этом случае плотность тока захвата определяется как [5]:

$$j_c = 2n_b \langle v \rangle e \frac{d}{l}.$$

Отношение d/l учитывает зависимость процесса захвата электронов от соотношения ширины ямы и длины свободного пробега электронов. Аналогичным образом отношение d/l добавляется в выражение для скорости эмиссии электронов из квантовой ямы:

$$e_n = \frac{2 \langle v \rangle}{f \lambda_T} \cdot \frac{d}{l} \cdot \exp \left(-\frac{\Delta E_c - E_1}{k T} \right). \quad (14)$$

Предэкспоненциальный множитель в выражении для скорости эмиссии электронов с ГУ равен $\sigma_n \langle v \rangle N_c$ [1–3]. В случае квантово-размерных структур N_c имеет физический смысл эффективной плотности состояний в зоне проводимости в барьерных слоях, причем

$$N_c = 2 \left(\frac{m_n k T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} = \frac{2}{\lambda_T^3}.$$

С учетом выражения (14) и значения предэкспоненциального множителя $\sigma_n \langle v \rangle N_c$ в выражении для скорости эмиссии для обычной DLTS [2] СЗ электронов КЯ (КТ) может быть определено из выражения:

$$\sigma_n = \frac{\lambda_T^2 d}{f l}. \quad (15)$$

Полученное выражение для сечения захвата НЗ квантовой ямой в доступных авторам литературных источниках отсутствует.

На рис. 3 представлена теоретическая зависимость (13) объемной концентрации электронов, находящихся на основном уровне размерного квантования в КЯ, когда с его положением совпадает квазиуровень Ферми, от ширины КЯ на

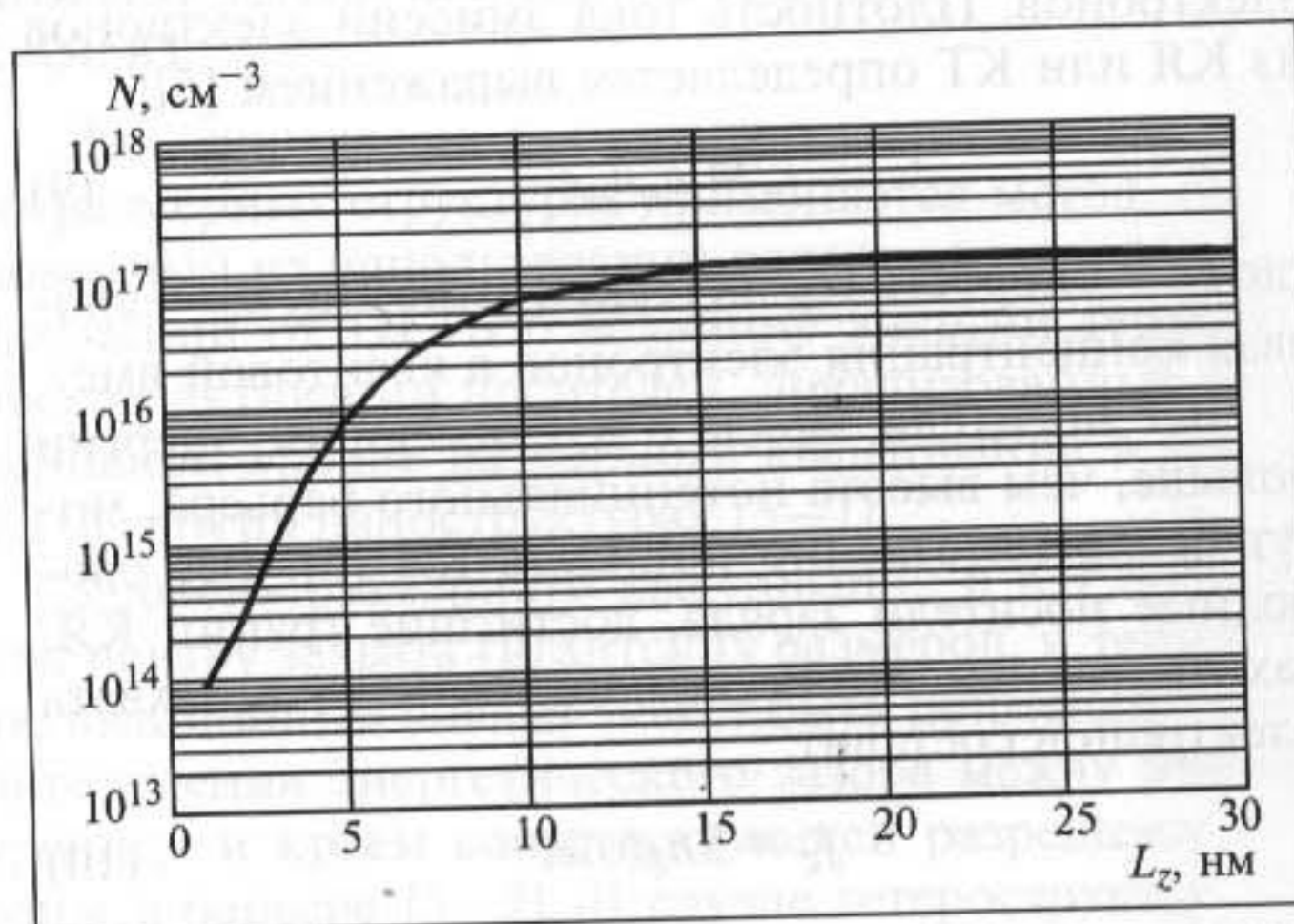


Рис. 3. Зависимость концентрации электронов на основном уровне размерного квантования в КЯ от ширины ямы

примере структуры $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Se}$ (эффективная масса электрона в КЯ составляет 0,14 массы свободного электрона) при $T = 100 \text{ K}$.

Из рис. 3 видно, что при значениях ширины КЯ, превышающих 15 нм, концентрация электронов достигает значения 10^{17} см^{-3} и практически не изменяется. Это связано с тем, что концентрация электронов на основном (любом) уровне размерного квантования зависит обратно экспоненциально от энергии этого уровня. Несмотря на то, что объемная концентрация обратно пропорциональна ширине КЯ, экспоненциальная зависимость от энергии основного уровня размерного квантования E_1 оказывается сильнее. Согласно расчетам, зависимость энергии основного уровня размерного квантования от ширины КЯ с ее ростом ослабевает, и увеличение последнего в формуле (13) экспоненциального множителя, включающего энергию E_1 , компенсируется уменьшением первого множителя, содержащего в знаменателе значение ширины КЯ. При увеличении содержания Cd в КЯ от 0,2 до 0,4 значение объемной концентрации в диапазоне ширин КЯ 5...15 нм снижается примерно в полтора раза, поскольку с ростом высоты потенциального барьера незначительно возрастает значение энергии E_1 . Заметим, что экспериментальные значения объемной концентрации электронов на уровнях E_1 не превышали значений, предсказываемых теоретической формулой (13).

Следует отметить, что погрешность определения СЗ таким методом может составить порядок величины [3]. СЗ носителей заряда в КЯ прямо пропорционально ширине КЯ и обратно пропорционально длине свободного пробега, т. е. зависит от геометрических размеров КЯ. Зависимость СЗ от высоты потенциального барьера КЯ учитывается через фактор заполнения. СЗ обратно пропорционально фактору заполнения. Фактор заполнения равен 1, когда $E_{e1} \gg kT$, если яма узкая, и снижается до значения d/λ_T , если яма широкая [6].

Из экспериментов по измерению спектров катодолюминесценции квантово-размерных структур на основе $\text{ZnSe}/\text{ZnCdSe}$ с множественными КЯ [12] было установлено, что длина свободного пробега электронов составляет 1 мкм. Поэтому, задаваясь высотой потенциального барьера и положением квазиуровня Ферми относительно дна КЯ, можно дать теоретическую оценку величины сечения захвата по формуле (15).

На рис. 4 показана теоретическая зависимость СЗ электронов от ширины КЯ для структуры на основе $\text{ZnSe}/\text{ZnCdSe}$, когда положение квазиуровня Ферми совпадает с положением основного

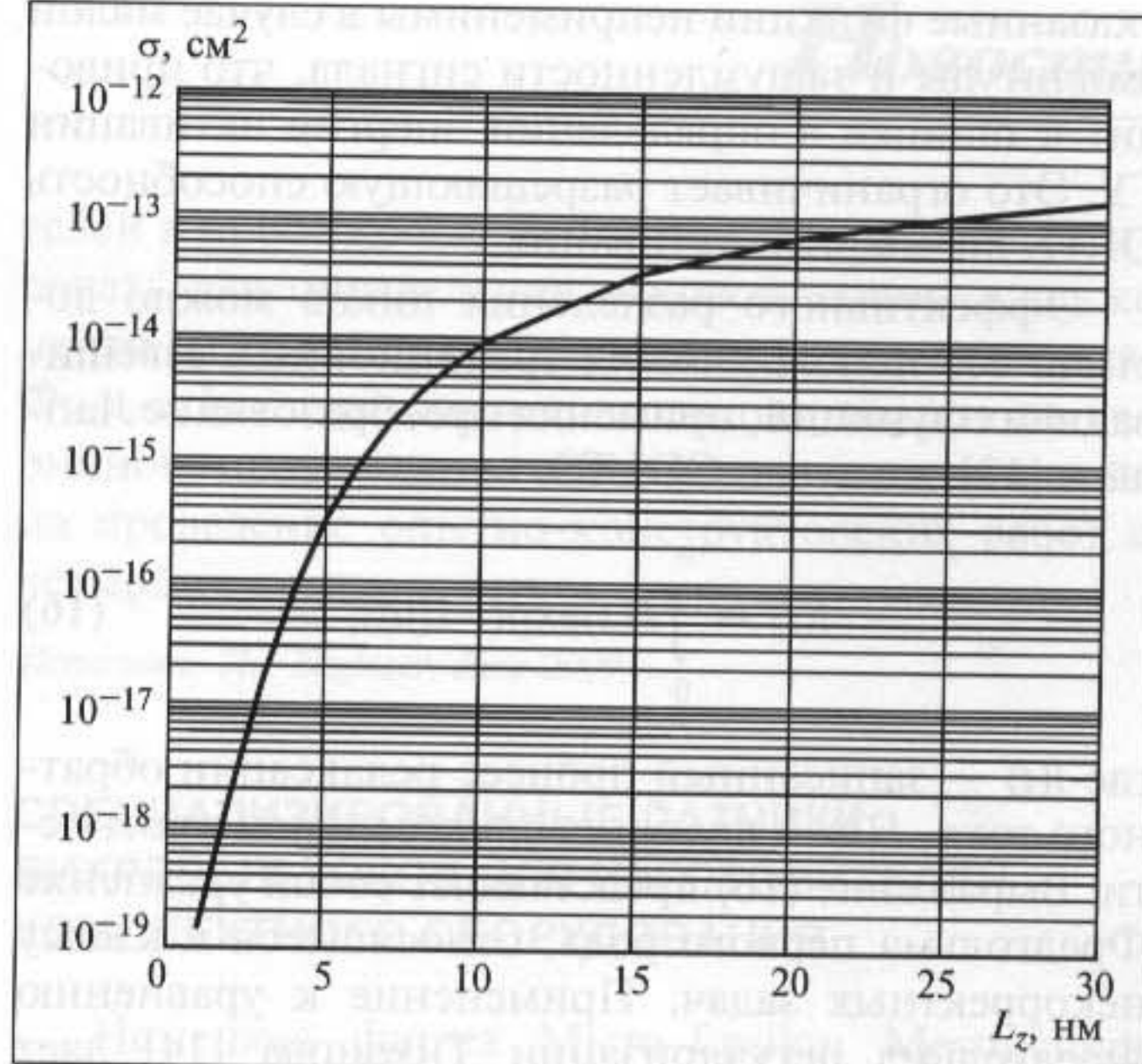


Рис. 4. Теоретическая зависимость сечения захвата электронов от ширины КЯ при $T = 100 \text{ K}$

уровня размерного квантования, т. е. в случае эффективного заполнения этого уровня электронами. Из анализа формулы (15) следует, что с ростом ширины КЯ “скорость” увеличения СЗ замедляется, поскольку фактор заполнения при этом уменьшается медленнее. Для узких ям при увеличении высоты потенциального барьера или содержания Cd в КЯ согласно формуле (15) СЗ уменьшается, поскольку фактор заполнения увеличивается быстрее, чем ширина КЯ. Для широких ям наблюдается обратная ситуация, так как энергетическое положение основного уровня размерного квантования изменяется слабо с изменением высоты потенциального барьера, фактор заполнения увеличивается медленнее, чем ширина КЯ.

Следует отметить, что экспериментально наблюдаемые величины СЗ близки к расчетным по формуле (15) в пределах погрешности измерений.

DLTS С ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ЛАПЛАСА

DLTS позволяет исследовать ГУ в полупроводниковых барьерных структурах, определять энергию активации, концентрацию ГУ, сечение захвата, а в квантово-размерных структурах — процессы эмиссии НЗ с основного уровня размерного квантования. Однако на практике одна из проблем DLTS — интерпретация экспериментальных результатов при перекрытии на спектрах близких пиков от разных ГУ. Пики удастся разделить, применяя специальные взвешивающие функции высокого разрешения, например Hires-3, -4, -5. Но

указанные функции неприменимы в случае малой амплитуды и зашумленности сигнала, что приводит к ошибке в определении энергии активации ГУ. Это ограничивает разрешающую способность DLTS по энергии активации.

Эффективного разделения пиков можно достичь без использования традиционных взвешивающих функций, применяя преобразование Лапласа [13], в случае CDLTS:

$$i(t) = \int_0^\infty F(s)\exp(-st)ds, \tag{16}$$

где $i(t)$ — записанный процесс релаксации обратного тока, $F(s)$ — функция спектральной плотности. Выражение (16) представляет собой уравнение Фредгольма первого рода, относящееся к классу некорректных задач. Применение к уравнению Фредгольма регуляризации Тихонова [14] дает уравнение вида:

$$i(t) = \sum_{k=1}^n 1/\sigma_k \cdot \left((i(t)_k)^\sigma - \left(\int_{S_{\min}}^{S_{\max}} F(s) \cdot \exp(-s \cdot t) ds + \sum_{j=1}^m a_j \cdot b_j(t) \right) \right)^2 + \lambda \|L \cdot f\|^2, \tag{17}$$

где L — оператор, позволяющий вычислить первую ($L \cdot f = f'$) или вторую производные ($L \cdot f = f''$); λ — параметр регуляризации.

Установление обратного тока в полупроводниковой барьерной структуре при подаче обратного напряжения смещения происходит по экспоненциальному закону, поэтому преобразование Лапласа наиболее эффективно и удобно.

Применение преобразования Лапласа позволяет достичь теоретического предела разрешения соседних пиков DLTS вплоть до $2kT$ [13].

Выводы

На основе рассмотрения физических основ DLTS-метода в применении к полупроводниковым барьерным квантово-размерным структурам получено выражение для СЗ носителей заряда в КЯ или КТ. Предложены выражения для использования преобразования Лапласа в CDLTS-методе.

Литература

1. Lang D. V. Deep level transient spectroscopy: a new method to characterize traps in semiconductors // J. Appl. Phys. — 1974. — Vol. 45. — P. 3023—3032.
2. Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. — Л.: Наука, 1981. — 176 с.

3. Денисов А. А., Лактюшкин В. Н., Садофьев Ю. Г. Релаксационная спектроскопия глубоких уровней // Обзоры по электронной технике. — 1985. — Сер. 7. — Вып. 15 (1141). — 52 с.
4. Кузнецов Н. И. Токовая релаксационная спектроскопия глубоких уровней (i-DLTS) // ФТП. — 1993. — Т. 27, вып. 10. — С. 1674—1679.
5. Schmalz K., Yassievich I. N., Rucker H., Grimmeis H. G. Characterization of Si/Si_{1-x}Ge_x/Si quantum wells by space-charge spectroscopy // Phys. Rev. B. — 1994. — Vol. 50. — P. 14287—14301.
6. Chretien O., Apetz R., Vescan L., et al. Thermal hole emission from Si/Si_{1-x}Ge_x/Si quantum wells by deep level transient spectroscopy // J. Appl. Phys. — 1995. — Vol. 78. — P. 5439—5447.
7. Козловский В. И., Садофьев Ю. Г., Литвинов В. Г. Разрыв зон в структурах с одиночной квантовой ямой Zn_{1-x}Cd_xTe/ZnTe, выращенных на GaAs(100) эпитаксией из молекулярных пучков // ФТП. — 2000. — Т. 34, вып. 8. — С. 998—1003.
8. Broniatowski A., Blossie A., Srivastava P. C., Bourgoin J. C. Transient capacitance measurements on resistive samples // J. Appl. Phys. — 1983. — Vol. 54. — P. 2907—2910.
9. Астрова Е. В., Лебедев А. А., Лебедев А. А. Влияние последовательного сопротивления диода на нестационарные емкостные измерения параметров глубоких уровней // ФТП. — 1985. — Т. 19, вып. 8. — С. 1382—1385.
10. Антонова И. В., Шаймеев С. С. Температурная зависимость амплитуды пика DLTS в кремнии с глубокими центрами // ФТП. — 1991. — Т. 25, вып. 5. — С. 847—851.
11. Шук А. Я. Сверхрешетки — периодические полупроводниковые структуры // ФТП. — 1974. — Т. 8, вып. 10. — С. 1841—1864.
12. Kozlovsky V. I., Sadofyev Yu. G. Investigation of e—h pair compression in molecular beam epitaxy grown ZnCdSe/ZnSe multiquantum wells at volume excitation by electron // J. Vac. Sci. Technol. — 2000. — Vol. 18. — P. 1538—1541.
13. Dobaczewski L., Peaker A. R., Bonde Nielsen K. Laplace-transform deep-level spectroscopy: The technique and its applications to the study of point defects in semiconductors // Appl. Phys. Lett. — 2004. — Vol. 96. — P. 4689—4728.
14. Tikhonov A. N., Arsenin V. Y. Solutions of ill-posed problems. — Washington: Winston and Sons, 1977.

Работа выполнена в Рязанском государственном радиотехническом университете.

Владимир Георгиевич Литвинов — канд. физ.-мат. наук, доцент;

☎ +7 (4912) 46-03-66

E-mail: vglit@yandex.ru

Валерий Владимирович Гудзев — мл. научн. сотрудник, ассистент кафедры;

☎ +7 (4912) 46-03-66

E-mail: mel@rgta.ryazan.ru

Оксана Александровна Милованова — мл. научн. сотрудник, аспирант;

☎ +7 (4912) 46-03-66

E-mail: dema.rzn@mail.ru

Николай Борисович Рыбин — мл. научн. сотрудник, аспирант.

☎ +7 (4912) 46-03-66

E-mail: kolyan-320@yandex.ru