

УДК 621.315.592

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

## **РЕЛАКСАЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИКРО- И НАНОСТРУКТУР**

*Рассматриваются физические основы метода релаксационной спектроскопии глубоких уровней, в том числе токовой DLTS с преобразованием Лапласа, особенности использования DLTS для исследования полупроводниковых квантово-размерных гетероструктур с квантовыми ямами, точками. Получено и проанализировано выражение для сечения захвата носителей заряда в квантовую яму.*

**Ключевые слова:** релаксационная спектроскопия глубоких уровней, 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, р-п-переходах, МДП-структурах была предложена Лэнгом в 1974 г. [1]. В англоязычной аббревиатуре релаксационная спектроскопия известна как “Deep level transient spectroscopy” или сокращенно DLTS. 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 известными фирмами (“Hewlett Packard”, “Sula Technologies” и т.д.), отличаются 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.

Несмотря на 35-летнюю историю существования, DLTS-метод и по сей день остается одним из эффективных методов исследования ГУ в полупроводниковых барьерных структурах. В последнее десятилетие DLTS-метод получил свое развитие в применении к полупроводниковым нано-структурам. С помощью DLTS можно изучать процессы эмиссии и захвата носителей заряда в квантовые ямы (КЯ) [5-7], квантовые точки (КТ). На основе данных DLTS были определены разрывы валентной и зоны проводимости в полупроводниковых квантово-размерных гетеро-структурах на основе соединений AlB5 и AlB6, а также в системе SiGe [5-7].

Достоинствами DLTS-метода являются: высокая чувствительность по концентрации ГУ (менее  $10^{10}$  см<sup>-3</sup>), возможность независимого определения энергии активации и сечения захвата (СЗ) носителей заряда (НЗ), высокая разрешающая способность по временам релаксации, экспрессность измерения и обработки спектров [1-3]. Метод является неразрушающим и может быть также использован для исследования ГУ в р-п переходах, диодах Шоттки, гетеропереходах, МДП-структурах на основе различных полупроводниковых материалов.

Предложенный Лэнгом вариант DLTS 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 [1]. Такой подход широко распространен и, безусловно, применим к традиционным барьерным структурам на основе р-п-переходов, барьеров Шоттки, МДП-структур, однако данный вариант DLTS неприменим к компенсированным образцам, в которых емкость не изменяется при изменении приложенного напряжения [7-10]. Для характеристики таких объектов может быть применен редко используемый вариант DLTS, основанный на релаксации тока или CDLTS [4].

С другой стороны, в литературе отсутствует детальный анализ физического смысла формально рассчитываемого СЗ носителей заряда в КЯ или КТ, а также применение преобразования Лапласа в CDLTS методе. Тему статьи следует считать актуальной, поскольку в ней рассматриваются особенности применения CDLTS метода

в том числе с преобразованием Лапласа для исследования энергетического спектра НЗ в полупроводниковых барьерных микро- и наноструктурах, впервые выведено и проанализировано выражение для СЗ НЗ в КЯ.

**Физические основы DLTS.** Из-за использования в методе DLTS процедуры регистрации релаксационных процессов, обусловленных эмиссией НЗ с ГУ, DLTS приблизила 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, р-п-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 диода (положим, что база n-типа проводимости) имеются одинаковые дефекты с ГУ или глубокие центры (ГЦ) с концентрацией  $N_b$ , 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  $x > w_0$  (рисунок 1,а) выполняется неравенство  $E_F - E_t > 4kT$ , где  $E_F$  – уровень Ферми,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура;

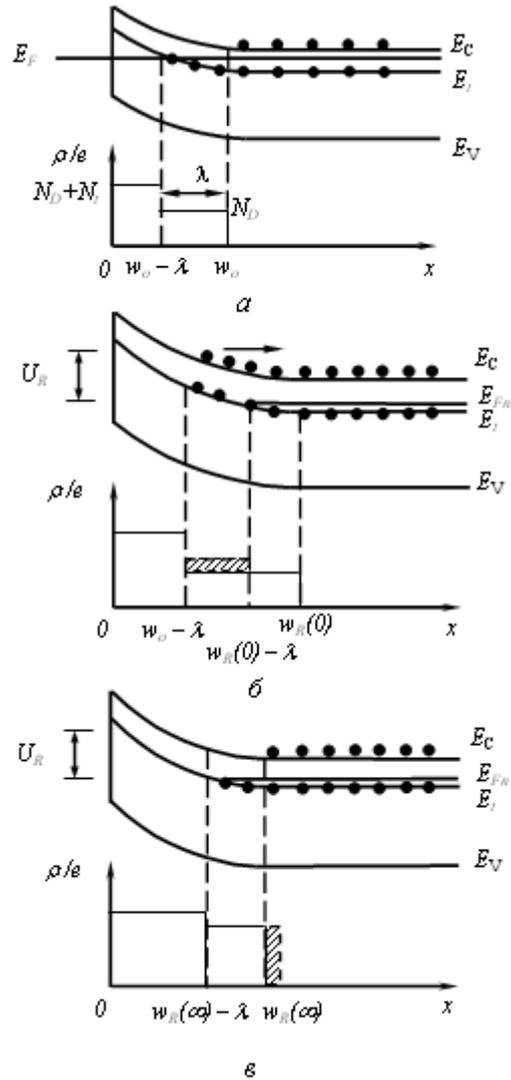
2) для упрощения расчетов полагают, что уровень  $E_t$  заполнен электронами там, где он расположен ниже уровня Ферми, т.е. при  $x > w_0 - \lambda$  и не заполнен там, где расположен выше уровня Ферми, т.е. при  $x < w_0 - \lambda$ , где  $\lambda$  – расстояние от внутренней границы ОПЗ до точки пересечения 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, то есть эквивалентна идеальному диэлектрику. При  $x = w_0$  плотность объемного заряда  $\rho(x)$  резко изменяется от значения  $eN_D$  до нуля, где  $e$  – элементарный заряд (рисунок 1,а).

В случае емкостной DLTS измеряется величина барьерной емкости в условиях, когда на диод кроме обратного смещения подается высокочастотное синусоидальное напряжение. В диодных структурах проведению емкостных измерений могут препятствовать высокое сопротивление областей квазинейтральной базы и

омического контакта [8-10]. Это может послужить причиной ошибки при определении концентрации и распределения ГУ, их энергий ионизации и сечений захвата.



**Рисунок 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  $U_R$**

В случае CDLTS измеряется величина тока. При этом никакого дополнительного измерительного сигнала кроме обратного смещения 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 по сравнению с емкостной DLTS [3, 4]. Кроме того, токовая DLTS обладает большей чувствительностью по концентрации ловушек по сравнению с емкостным вариантом при постоянных времени релаксации менее 1 мс [3]. Поэтому для исследования

энергетического спектра носителей заряда и определения разрывов зон в высокоомных (компенсированных) наноструктурах предпочтительнее использовать CDLTS-метод.

Хотя диодная структура при обратном смещении не находится в состоянии равновесия, используют статистику равновесной системы Шокли – Рида [1-3]. Равновесная статистика основана на рассмотрении процессов обмена электронами и дырками между ловушками и разрешенными зонами полупроводника [1-3].

При отсутствии освещения полупроводника рассматриваются четыре процесса: 1) термическая эмиссия электронов с ГУ в зону проводимости с вероятностью  $e_n$ ; 2) 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; 3) термическая эмиссия дырок с ГУ, иначе говоря, термическая эмиссия электронов из валентной зоны на ГУ с вероятностью  $e_p$ ; 4) захват дырок или термическая эмиссия 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]:

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

Далее предполагают, что под действием электрического поля свободные носители заряда мгновенно выносятся из ОПЗ в ОЭН и при этом пренебрегают 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  $n_t(0) = N_t$ , решают дифференциальное уравнение первого порядка (1) и получают:

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

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

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  $\tau$ , которая не зависит от начального заполнения уровня и от концентрации ГУ [3].

Пусть ГУ расположен в верхней половине запрещенной зоны, тогда можно исключить из рассмотрения процессы эмиссии и захвата дырок (процессы 3 и 4). 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  $\sigma_n$  – 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  $N_c = 2 \left(\frac{mkT}{2\pi\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}}$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости [3],  $m$  – эффективная масса электронов,  $\hbar$  – постоянная Планка.

После переключения напряжения на диоде от нуля до обратного  $U_R$  ( $0 \rightarrow U_R$ ) электроны уходят с ГУ из слоя  $\Delta w$  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 изучают 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 (1) получают:

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

где  $\tau_c = (c_n N_D)^{-1}$  – постоянная времени захвата

электронов [2-3].

Далее ограничимся рассмотрением только релаксации тока. Считают, что этот ток 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. Далее считают, что дырочным током  $i_{cp}$  генерации и током утечки через обратносмещенный переход можно пренебречь [2-3]. В итоге, принимая во внимание различное направление токов  $i_{cn}$  и  $i_d$ , получают выражение для полного тока в виде:

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

где  $S$  – площадь барьерного контакта.

Из выражения (6) получают:

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

В случае когда обратное напряжение существенно превышает величину контактной разности потенциалов  $U_K$  имеют место следующие неравенства:  $w_R \gg \lambda$ ,  $w_o \gg \lambda$  и  $w_R \gg w_o$ . Поэтому при  $U_R \gg U_K$  формула (6) принимает вид [2, 3]:

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

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

1) 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  $-\ln(\sigma_n < \nu > N_c)$ . В этом случае предполагается, что СЗ электрона на ГУ и энергия ионизации практически не зависят от температуры;

2) сечение захвата НЗ на ГУ  $\sigma_n$  при изучении заселенности ГУ электронами в зависимости от длительности заполняющего импульса, используя выражение (5);

3) концентрацию ГУ  $N_t$  по амплитуде тока релаксации по выражению (8).

Аналогичные выражения и выводы можно получить и для структуры Шоттки с базой р-типа, для р<sup>+</sup>-n, n<sup>+</sup>-р переходов.

**Особенности применения РСГУ для изучения барьерных структур с КЯ, КТ.** Для определения разрывов зон в квантово-размерных структурах применяется метод, основанный на использовании дополнительной информации о величине энергии термической активации носителей, локализованных на основном уровне размерного квантования в КЯ, КТ и других наноструктурах. Экспериментальным методом извлечения этой информации является DLTS [5-7].

С позиций формализма DLTS уровень размерного квантования в КЯ подобен центру захвата гигантских размеров, и термоактивационный анализ может быть применен для определения энергетического зазора между уровнем размерного квантования и краем соответствующей разрешенной зоны в барьере [5-7]. В случае гетероструктур с достаточно широкими ямами энергия активация носителя непосредственно дает разрыв соответствующей 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 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 в этом случае значительно слабее, чем при модельном анализе спектров возбуждения люминесценции.

Если говорить о применении DLTS для исследования процесса перезарядки энергетических уровней НЗ в отдельно взятых наноструктурах, то по сравнению с объемными образцами абсолютные значения измеряемого тока или емкости будут существенно меньше. Чувствительность емкостной DLTS по концентрации ловушек (НЗ, участвующих в процессах захвата и эмиссии) практически не зависит от времени релаксации  $\tau$ , в то время как для CDLTS она обратно пропорциональна  $\tau$  при  $\tau < 1$  мс [3]. Поэтому целесообразно проводить исследования при коротких  $\tau$  (менее 100 мкс). Измерение релаксации емкости в современных DLTS-спектрометрах осуществляется с помощью моста полной проводимости, лучшие образцы которых

имеют достаточно большое время установления (например, для моста BOONTON-7200 время установления составляет не более 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 и  $n_w$  – слоевая концентрация электронов в квантовой яме.

Согласно термоэлектронной теории все носители заряда в квантовой яме, имеющие энергии больше чем высота потенциального барьера, могут беспрепятственно покидать квантовую яму [5]. Все свободные носители заряда, достигшие границ КЯ, захватываются ямой. Это означает, что плотность тока захвата электронов определяется как [5]:

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

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]:

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

где  $E_{cw}$  – дно зоны проводимости в квантовой яме и  $E_F$  – 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]:

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

Следуя аналогии с выражением для концентрации свободных электронов в зоне проводимости в объемных полупроводниках [2]:

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

эффективная плотность состояний для электронов в КЯ определяется как:

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

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]:

$$|\Delta_s| \ll \max \left\{ E_F, kT, \frac{\hbar}{\tau} \right\}, \quad (11)$$

где  $\Delta_s$  – ширина минизон,  $\tau_R$  – 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 получают выражение для объемной концентрации электронного газа в КЯ [5]:

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

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]:

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

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

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

где  $\lambda_T$  – термическая длина,  $\lambda_T = (2\pi \hbar^2 / m_w^* kT)^{1/2}$ ,  $E_1$  – энергия первого (основного) уровня размерного квантования для электронов в яме,  $f$  – фактор заполнения квантовой ямы электронами с учетом вырождения в квантовой яме, определяемый из

выражения:

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

В случае статистики Больцмана получают [6]:

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

В случае если квантовая яма узкая, то есть 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:

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

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

$$N_c = 2 \left( \frac{m_n kT}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} = \frac{2}{\lambda_T^3}. \quad (14)$$

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

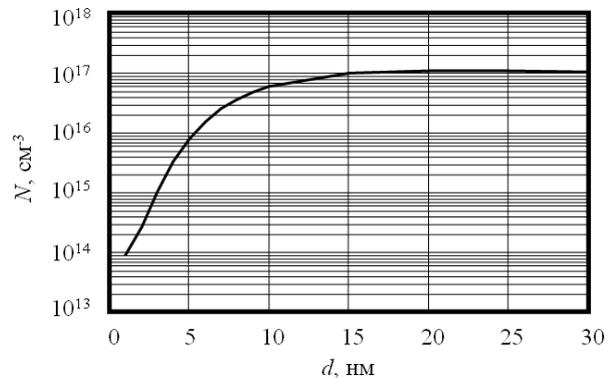
$$\sigma_n = \frac{\lambda_T^2 d}{f l}. \quad (15)$$

Таким образом, получено выражение для сечения захвата НЗ квантовой ямой. В

доступных авторам литературных источниках выражение (15) для СЗ носителей в КЯ отсутствует.

На рисунке 2 представлена теоретическая зависимость (12) объемной концентрации электронов, находящихся на основном уровне размерного квантования в КЯ, от ширины КЯ, когда квазиуровень Ферми совпадает с положением основного уровня размерного квантования, от ширины КЯ на примере структуры ZnSe/Zn<sub>0.8</sub>Cd<sub>0.2</sub>Se (эффективная масса электрона в КЯ составляет 0,14 массы свободного электрона).

Из рисунка 2 видно, что концентрация электронов изменяется на три порядка величины при изменении ширины КЯ в диапазоне 1-15 нм. При значениях ширины КЯ, превышающих 15 нм, концентрация электронов достигает значения  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  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.



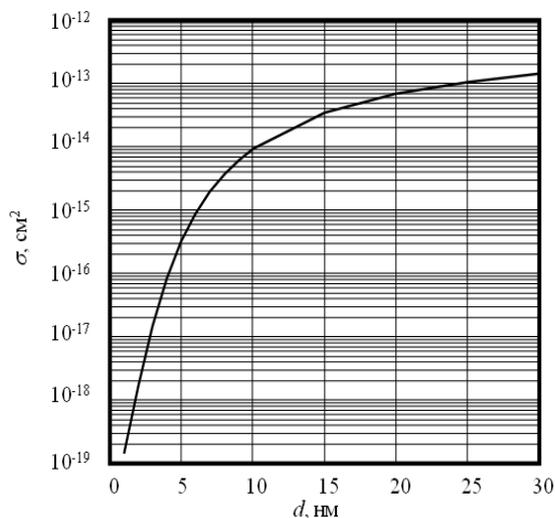
**Рисунок 2 - Зависимость концентрации электронов на основном уровне размерного квантования в КЯ от ширины ямы. Положение квазиуровня Ферми совпадает с положением основного уровня размерного квантования,  $T = 100 \text{ К}$**

Согласно расчетам в [12] 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  $E_f$ . Заметим, что экспериментальные значения объемной концентрации электронов на уровнях  $E_f$  в указанных структурах не превышали предсказываемые теоретической формулой (12) значения [13].

Следует отметить, что погрешность определения СЗ таким методом составляет порядок величины [3]. СЗ носителей заряда в КЯ прямо пропорционально ширине КЯ и обратно пропорционально длине свободного пробега, то есть 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  $E_{cl} \gg kT$ , когда яма узкая, и снижается до значения  $d/\lambda_T$ , когда яма широкая [6].

Из экспериментов по измерению спектров катодолуминесценции квантово-размерных структур на основе ZnSe/ZnCdSe с множественными КЯ [14] 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).



**Рисунок 3 - Теоретическая зависимость сечения захвата электронов от ширины КЯ при  $T=100$  К. Положение квазиуровня Ферми совпадает с положением основного уровня размерного квантования**

На рисунке 3 показана теоретическая зависимость СЗ электронов от ширины КЯ для структуры на основе ZnSe/ZnCdSe, когда положение квазиуровня Ферми совпадает с положением основного уровня размерного квантования, то есть в случае эффективного заполнения этого уровня электронами.

Из анализа формулы (15) и рисунка 3 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. В “области” 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 измеренные величины СЗ были близки к рассчитанным по формуле (15) [15].

**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 наложении на спектрах близких пиков от разных ГУ друг на друга. Пики удается разделить, применяя специальные взвешивающие функции высокого разрешения. Но указанные функции неприменимы в случае малой амплитуды и зашумленности сигнала, что приводит к ошибке в определении энергии активации ГУ. Все указанное ограничивает разрешающую способность DLTS по энергии активации.

Эффективного разделения пиков можно достичь без использования традиционных взвешивающих функций, применяя преобразование Лапласа [15], в случае CDLTS:

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

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. Для решения такого рода задач советским математиком А.Н. Тихоновым был разработан метод, названный регуляризацией. Применив регуляризацию Тихонова к уравнению Фредгольма [16], получим уравнение следующего типа:

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

В данном уравнении  $L$  - это оператор, который позволяет вычислить первую ( $L^*f = f$ ) или вторую производные ( $L^*f = f''$ ), а  $\lambda$  - 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 CDLTS вплоть до  $2kT$  [15].

**Заключение.** Таким образом, в работе рассмотрены физические основы DLTS-метода, особенности математического аппарата DLTS в применении к полупроводниковым барьерным квантово-размерным структурам. Получено и проанализировано выражение для СЗ носителей заряда в КЯ или КТ. Предложены выражения для использования преобразования Лапласа в CDLTS-методе, позволяющие изучать энергетический спектр НЗ в полупроводниковых барьерных микро- и наноструктурах.

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

#### Библиографический список

1. Lang D.V. Deep level transient spectroscopy: a new method to characterize traps in semiconductors // J. Appl. Phys. 1974. V. 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<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si quantum wells by space-charge spectroscopy // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. P. 14287-14301.

6. Chretien O., Apetz R., Vescan L., Souifi A., Luth H., Schmalz K., Koulmann J.J. Thermal hole emission from Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si quantum wells by deep level transient spectroscopy // J. Appl. Phys. 1995. V 78. P. 5439-5447.

7. Козловский В.И., Садофьев Ю.Г., Литвинов В.Г. Разрыв зон в структурах с одиночной квантовой

ямой Zn<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te/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. V. 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. Максимов М.В., Крестников И.Л., Иванов С.В., Леденцов Н.Н., Сорокин С.В. Расчет уровней размерного квантования в напряженных ZnCdSe/ZnSe квантовых ямах // ФТП. 1997. Т. 31. Вып. 8. С.939-943.

13. Козловский В.И., Садофьев Ю.Г., Литвинов В.Г. Разрывы зон в квантово-размерных структурах на основе Zn(Cd)Te, Zn(Cd)Se: расчет и эксперимент. // Известия АН, Сер. физическая. 2001. Т. 65. №2. С. 298-301.

14. 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. V. 18. P. 1538-1541.

15. 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. V.96. P. 4689-4728.

16. Tikhonov A.N., Arsenin V.Y. Solutions of ill-posed problems. Washington: Winston and Sons, 1977.