

Статистический метод релаксационной спектроскопии глубоких уровней в полупроводниках

© Е.А. Татохин, А.В. Каданцев, А.Е. Бормонтов*, В.Г. Задорожний*

Воронежская государственная технологическая академия,
394000 Воронеж, Россия

* Воронежский государственный университет,
394000 Воронеж, Россия

(Получена 9 декабря 2009 г. Принята к печати 18 января 2010 г.)

Метод релаксационной спектроскопии является одним из основных методов, широко используемых для определения параметров дефектов, приводящих к возникновению глубоких уровней в запрещенной зоне полупроводникового материала. С целью повышения точности определения концентрации и параметров глубоких уровней, определяющих характер изотермической релаксации емкости, предложен статистический метод обработки результатов измерений изотермической релаксации емкости, основанный на алгоритме статистического поиска решения.

1. Введение

Важнейшей задачей, которую приходится решать разработчикам и производителям полупроводниковых приборов, является определение концентрации и параметров глубоких уровней (ГУ) в полупроводниках. Связано это с тем, что ГУ определяют такую важную характеристику полупроводника, как время жизни, и влияют на параметры полупроводниковых приборов гораздо сильнее, чем мелкие центры. Наличие глубоких центров — некоторых примесей, радиационных дефектов, дефектов термообработки — придает полупроводникам как полезные, так и нежелательные свойства [1,2]. Поэтому исследование свойств ГУ является одним из основных и актуальных направлений современной физики полупроводников, что стимулирует в свою очередь развитие методов определения параметров ГУ в полупроводниках.

В настоящее время для определения параметров ГУ широко используется метод релаксационной спектроскопии глубоких уровней (РСГУ или DLTS — Deep Level Transient Spectroscopy). Достоинствами метода являются высокая чувствительность, возможность определения параметров ГУ при изменении их заполнения как основными, так и неосновными носителями, возможность исследования ГУ как в полупроводниковых приборах, изготовленных по реальной технологии, так и в исходном полупроводнике [3–5]. Вместе с тем при реализации метода возникает ряд аппаратно-измерительных и вычислительных проблем, снижающих точность, а иногда и объективность полученных данных, устранению которых и посвящена данная работа.

2. Метод DLTS

В основе метода DLTS лежит понятие о релаксации емкости структуры с потенциальным барьером, например с барьером Шоттки или асимметричным $p-n$ -переходом. Релаксация емкости происходит в изотермических условиях и обусловлена изменением зарядового состояния ловушек в области пространственного заряда

(ОПЗ) полупроводника, связанным с изменением (под действием приложенного напряжения смещения) заселенности ловушек электронами по сравнению с равновесной величиной. В процессе возвращения заселенности к равновесной величине емкость также возвращается к своему равновесному значению.

Поскольку уровни, определяющие величину барьерной емкости, находятся в обедненной области (концентрация свободных электронов и дырок в которой очень мала), можно пренебречь захватом носителей на уровни и считать, что изменение заполнения уровней определяется только процессом выброса носителей. Для глубоких доноров время релаксации заполнения уровня τ связано с темпом теплового выброса электронов α соотношением [3]

$$\alpha = \frac{1}{\tau} = \alpha^* \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \quad (1)$$

где E — энергия ионизации ГУ, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, $\alpha^* = \frac{1}{\tau^*} = v_{th}\sigma_n N_c$ — частотный фактор (здесь σ_n — сечение захвата электрона на ловушку, v_{th} — средняя тепловая скорость электронов, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости).

Информация о концентрации и параметрах глубоких центров (энергиях ионизации, термических скоростях эмиссии, сечениях захвата для электронов и дырок) получается путем обработки серии экспериментально измеренных временных зависимостей изотермической релаксации емкости (ИРЕ) для ряда температур (рис. 1).

Мгновенное значение барьерной емкости диода Шоттки в изотермических условиях определяется только мгновенным значением ионизированной примеси $N^*(t)$ в ОПЗ полупроводника и дается соотношением [2]

$$C(t) = S \sqrt{\frac{q\epsilon_0\epsilon N^*(t)}{2\left(V_{bi} - V_r - \frac{kT}{q}\right)}}, \quad (2)$$

где q — элементарный заряд, ϵ_0 — электрическая постоянная, ϵ — относительная диэлектрическая про-

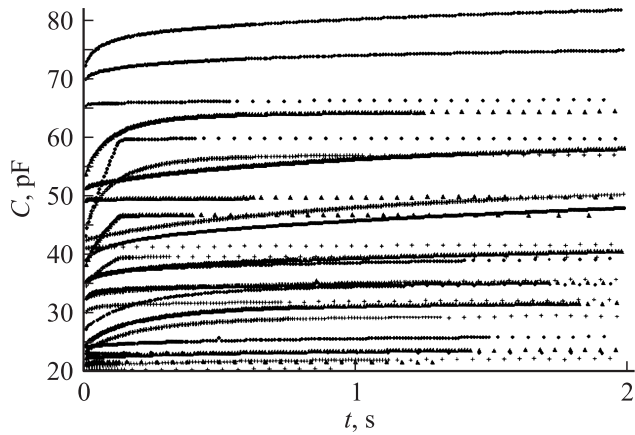


Рис. 1. Экспериментальные зависимости изотермической релаксации емкости для диода Шоттки Al/n-GaAs (• — $V_d = 2$ В, $V_r = -0.199$ В, $t_{\text{imp}} = 10$ мс; Δ — $V_d = 2$ В, $V_r = -1$ В, $t_{\text{imp}} = 10$ мс; + — $V_d = 2$ В, $V_r = -2$ В, $t_{\text{imp}} = 10$ мс).

нищаемость, V_{bi} — встроенный потенциал, V_r — напряжение обратного смещения, S — площадь контакта. Следовательно, релаксация емкости определяется только кинетикой ионизации примеси.

Для простоты будем считать, что в ОПЗ есть только один глубокий центр донорного типа. Тогда кинетику перезарядки ГУ можно описать дифференциальным уравнением

$$\frac{\partial n(t)}{\partial t} = \alpha[N - n(t)]. \quad (3)$$

Решение уравнения (3) имеет вид

$$n(t) = N - (N - N_0) \exp(-\alpha t), \quad (4)$$

где $n(t)$, N_0 и N — мгновенная, начальная и стационарная концентрации глубоких ионизированных доноров соответственно.

Поскольку в теории релаксационной спектроскопии полагается, что концентрация ионизированных мелких доноров N_d не изменяется с течением времени, то

$$N^*(t) = N_d + n(t). \quad (5)$$

Стационарное значение емкости

$$C_s = S \sqrt{\frac{q\epsilon_0\epsilon(N_d + N)}{2(V_{bi} - V_r - \frac{kT}{q})}}. \quad (6)$$

Исходя из соотношений (2)–(6) можно получить уравнение для определения скорости термической эмиссии $\alpha(T)$ и оценки концентрации глубоких доноров $N(T)$ для заданной фиксированной температуры T :

$$\frac{C_s^2(T) - C^2(t, T)}{C_s^2(T)} = \frac{N(T) - N_0(T)}{N_d + N(T)} e^{-\alpha(T)t}. \quad (7)$$

Уравнение (7) очень редко используют для определения параметров ГУ, так как реальные приборы могут

измерять только емкость, а аналоговое преобразование релаксационного емкостного сигнала к виду левой части соотношения (7) весьма затруднительно. Вместе с тем, если в исследуемой структуре концентрация ГУ много меньше концентрации мелких доноров ($N(T) \ll N_d$) и условия измерения таковы, что величина обратного напряжения много больше величины встроенного потенциала ($V_r \gg V_{bi}$), то уравнение (7) принимает вид

$$\frac{C_s(T) - C(t, T)}{C_s(T)} = \frac{N(T)}{2N_d} e^{-\alpha(T)t}. \quad (8)$$

Поэтому обычно при практической реализации метода DLTS изучаются не кривые ИРЕ, а измеряется разность емкостей диода при двух временах задержки t_1 и $t_2 = t_1 + \Delta t$ после подачи импульса смещения: $\Delta C_{21}(T) = C(t_2, T) - C(t_1, T)$. Значение $\Delta C_{21}(T)/C_s(T)$ при заданных значениях t_1 и t_2 называется DLTS сигналом, величина которого, согласно (8), равна

$$\frac{\Delta C_1(T)}{C_s(T)} = \frac{N(T)}{2N_{ds}} [e^{-\alpha(T)t_1} - e^{-\alpha(T)t_2}]. \quad (9)$$

Значение DLTS сигнала (9) сильно зависит от температуры изотермической релаксации и имеет максимум при некоторой температуре T_{max} . Найдем α_{max} — значение α при $T = T_{\text{max}}$. Дифференцируя (9) по α и приравнявая производную нулю, после преобразований получаем

$$\alpha_{\text{max}} = \frac{1}{\tau_{\text{max}}} = \frac{\ln(t_2/t_1)}{t_2 - t_1}. \quad (10)$$

Записав серию кривых $\Delta C_{21}(T)/C_s(T)$ при разных значениях времен задержки t_1 и t_2 , мы получим семейство кривых, максимум на которых будет систематически сдвигаться. Обработка этих кривых позволяет по амплитуде пика сделать вывод о концентрации ГУ, а по смещению максимума с температурой — об энергетическом положении уровня и его сечении захвата. Действительно, в соответствии с формулой (1) зависимость $\ln \alpha_{\text{max}}$ от $1/T_{\text{max}}$ близка к линейной, и наклон прямой определяет энергетическое положение уровня в запрещенной зоне, а величина отсечки прямой при $1/T_{\text{max}} \rightarrow 0$ — сечение захвата. Далее, зная α_{max} , t_1 , t_2 и амплитуду DLTS сигнала, пользуясь (9), можно вычислить концентрацию ГУ при данной температуре:

$$N(T) = 2N_d \left[\frac{\Delta C_{21}(T)}{C_s(T)} \right]_{\text{max}} [e^{-\alpha_{\text{max}} t_1} - e^{-\alpha_{\text{max}} t_2}]^{-1}. \quad (11)$$

Таким образом, основным достижением DLTS схемы являются удобство и быстрота, с которыми может быть получена информация, содержащаяся в экспериментах по измерению ИРЕ по точкам при различных фиксированных температурах. Последняя процедура может быть полезна для детального анализа неизвестной ловушки, так как она более точна. Однако для первоначальной характеристики многих ловушек в неизвестном образце или в случае серийного контроля известных ловушек в широком интервале энергий DLTS схема обладает очевидными преимуществами.

3. Проблемы реализации метода DLTS

При реализации метода DLTS экспериментатор уже на этапе измерения сталкивается с одной из основных его проблем. При измерении DLTS сигнала от конкретного ГУ при данной температуре экспериментатор должен „вручную“ настраивать прибор для наблюдения пика, который хорошо аппроксимировался бы соотношением (9). Естественно, что в этой ситуации высока степень субъективизма, основанного на личном мнении экспериментатора.

Основной спектроскопической проблемой стандартного метода DLTS является недостаточная разрешающая способность, делающая практически невозможным разделение сигналов от нескольких близко расположенных ГУ. Дело в том, что предложенный Лэнгом метод [5] детально разработан только для одного глубокого состояния, кинетика перезарядки которого описывается уравнением (3). Однако его можно применять и для исследования нескольких дискретных ГУ [3,4]. Такая возможность основана на предположении, что временная зависимость DLTS сигнала (9), на достаточно малом интервале стробности Δt , определяется в основном кинетикой перезарядки одного уровня и хорошо описывается одной экспонентой. Это означает, что вклад других глубоких уровней на этом интервале незначителен, поскольку их релаксационная составляющая является величиной большего порядка малости, чем релаксационная экспонента исследуемого ГУ. Фактически это возможно, если глубокие энергетические уровни имеют значительно различающиеся значения энергий ионизации и сечений захвата.

В реальных полупроводниках в запрещенной зоне могут присутствовать близко лежащие ГУ с практически одинаковыми скоростями термической эмиссии. При этом DLTS сигнал описывается суммой экспонент с близкими постоянными времени, а пики DLTS сигнала сливаются в один уширенный интегральный пик [6]. При этом интегральный пик уже не аппроксимируется соотношением (9), а температурная зависимость скорости термической эмиссии $\alpha = f(T)$ не линеаризуется в аррениусовских координатах. В этом случае амплитуда DLTS пика не однозначно характеризует полную концентрацию ГУ и применение формул (9)–(11) для определения параметров ГУ становится некорректным. Таким образом, при наличии в запрещенной зоне полупроводника нескольких ГУ с близкими скоростями эмиссии и энергиями ионизации задача определения их параметров превращается в типичную задачу спектроскопии, требующую из общего интегрального спектра выделить мультиплетные составляющие, относящиеся к конкретным ГУ.

Предположим, что в полупроводнике имеется M перезаряженных ГУ, кинетика перезарядки каждого из которых описывается уравнением (3). Тогда соотношение (5), определяющее концентрацию ионизированных

ГУ в запрещенной зоне при заданной температуре, примет вид

$$N^*(t, T) = N_d + \sum_{j=1}^M n_j(t, T), \quad (12)$$

где $n_j(t, T)$ — мгновенная концентрация j -го ионизованного ГУ.

Таким образом, при наличии в запрещенной зоне полупроводника M глубоких уровней задача определения их параметров сводится к решению системы $3M$ алгебраических уравнений. В результате решения этой системы вычисляются M значений концентраций ГУ (N_j), энергий ионизации (E_j) и сечений захвата (σ_{n_j}) соответствующих глубоких уровней.

Основная проблема, возникающая при решении данной задачи, состоит в том, что число глубоких уровней M заранее не известно. Кроме того, отсутствует какая-либо функциональная зависимость, связывающая число релаксирующих ГУ с известными параметрами. Поэтому задача спектроскопии глубоких уровней оказывается плохо обусловленной и некорректной, так как главным неизвестным является само число неизвестных.

В принципе можно в рамках физических допущений предположить число M известным и на основании этого регулярными методами решить уже обусловленную систему, определив параметры ГУ. Однако данный подход представляется не вполне правомочным, поскольку задача состоит не в исследовании характера поведения математической модели релаксации барьерной емкости, а в определении на основе выбранных модельных представлений параметров исследуемых центров. Иными словами, задачу релаксационной спектроскопии глубоких уровней можно сформулировать как задачу классификации центров локализации заряда, в рамках принятых в физике полупроводников представлений, по известным зависимостям ИРЕ. Для решения этой задачи мы предполагаем статистический метод обработки результатов измерений ИРЕ, основанный на алгоритме статистического поиска решения.

4. Статистический метод обработки кривых ИРЕ

В основе метода лежит идея Лэнга [5] о существовании таких участков области определения зависимости ИРЕ, на которых основной вклад в релаксацию барьерной емкости дает только один глубокий уровень. Фактически это предполагает интуитивную настройку экспериментатором измерительной установки на такие значения интервала стробности Δt , при которых соответствующий DLTS пик имел бы „идеальный“ характер. Другими словами, с математической точки зрения это означает поиск на каждой кривой ИРЕ такого участка t_1 –

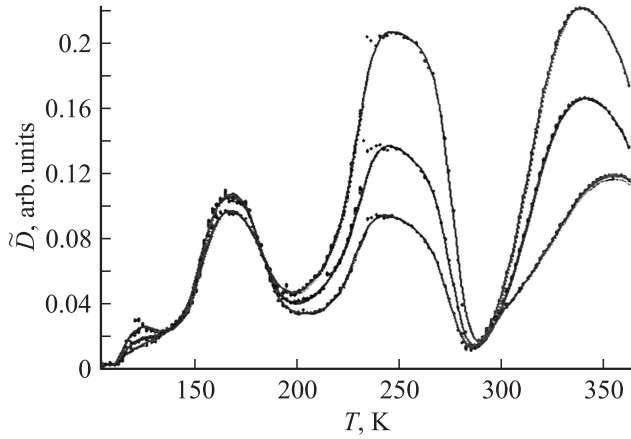


Рис. 2. Характерные зависимости $\tilde{D} = f(T)$, рассчитанные из кривых изотермической релаксации емкости, измеренных при $V_d = 2$ В, $V_r = -0.199$ В, $t_{\text{imp}} = 10$ мс.

$t_1 + \Delta t$, на котором функция

$$D(t, T) = \frac{C_s^2(T) - C^2(t, T)}{C_s^2(T)}$$

определяется одной экспонентой.

Для устранения интуитивной составляющей метода Лэнга и автоматизации процесса обработки результатов измерения предлагается следующий алгоритм, состоящий из двух этапов.

Этап I. Формирование данных для статистического анализа.

Пусть t_{min} и t_{max} — время начала и конца измерения релаксации емкости; n_d — степень дискретизации задачи, $\delta t = (t_{\text{max}} - t_{\text{min}})/n_d$; T^{min} и T^{max} — левая и правая граница экспериментального температурного диапазона.

a. Полагаем $t = t_{\text{min}}$, $\Delta t = \delta t$.

b. При фиксированных величинах импульса прямого смещения на диоде V_d длительности этого импульса t_{imp} и величине обратного смещения V_r в плоскости переменных T, \tilde{D} строим график функции

$$\tilde{D}(T) = \frac{C^2(t_1 + \Delta t, T) - C^2(t_1, T)}{C_s^2(T)} \quad (\text{рис. 2}).$$

c. Точке максимума $T_{\text{max}}, \tilde{D}(T_{\text{max}})$ графика функции $\tilde{D}(T)$ ставим в соответствие точку $1/(kT_{\text{max}}), \ln \tau_{\text{max}}$ аррениусовской зависимости, определяя время релаксации (скорость термоэмиссии) по формуле

$$\tau_{\text{max}} = \frac{1}{\alpha_{\text{max}}} = \frac{\Delta t}{\ln \left(1 + \frac{\Delta t}{t_1} \right)}.$$

d. Полагая $t_1 = t_{\text{min}} + (m_d - 1)\delta t$, проводим расчеты (a)–(c) при $m_d = 2, 3, \dots, n_d$.

e. Проводим расчеты (a)–(d) при $\Delta t = m_d \delta t$, $m_d = 2, 3, \dots, n_d$.

f. Значения энергии ионизации и сечения захвата ГУ не зависят от величин напряжений прямого и обратного

смещения на диоде Шоттки. Поэтому повторяем пункты (a)–(e) для ИРЕ, измеренных при других значениях V_d , t_{imp} и V_r .

Таким образом, в результате выполнения первого этапа алгоритма в аррениусовских координатах формируется множество точек

$$\mathbf{Z}_A = \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{k(T_{\text{max}})_1}, \quad \ln(\tau_{\text{max}})_1, \\ \frac{1}{k(T_{\text{max}})_2}, \quad \ln(\tau_{\text{max}})_2, \\ \dots, \\ \frac{1}{k(T_{\text{max}})_{m_A}}, \quad \ln(\tau_{\text{max}})_{m_A}, \end{array} \right\}, \quad (13)$$

где m_A — число элементов множества \mathbf{Z}_A . Величина m_A , очевидно, зависит от степени дискретизации задачи n_d .

Поскольку предполагается, что на зависимостях ИРЕ всегда существует такой интервал $[t_1, t_1 + \Delta t]$, для которого выполняется соотношение (7), множество \mathbf{Z}_A содержит в себе подмножества значений, удовлетворяющих решению уравнения (3) для различных ГУ. Поэтому соотношение (13) можно представить в виде

$$\mathbf{Z}_A = \bigcup_{j=1}^{\tilde{M}} \mathbf{z}_j + \mathbf{E}, \quad (14)$$

В соотношении (14) $\mathbf{z}_j \subset \mathbf{Z}_A$ — множество, образованное значениями, удовлетворяющими решению уравнения (3) для j -го глубокого уровня. Величина \tilde{M} — общее число ГУ в запрещенной зоне, результат действия которых может быть зарегистрирован при реализации данного метода. Можно предположить, что в идеальном случае, при отсутствии „измерительного шума“, $\tilde{M}_{n_d \rightarrow \infty} \rightarrow M$. Действительно, при достаточно большой степени дискретизации задачи, когда интервал $[t_1, t_1 + \Delta t]$ достаточно мал, кривая ИРЕ на нем может хорошо аппроксимироваться одной экспонентой. $\mathbf{E} \subset \mathbf{Z}_A$ — множество „помех“, т.е. множество значений, образованных в результате действия случайных факторов („измерительного шума“), а также множество значений, не удовлетворяющих условию (7).

Для разделения множества \mathbf{Z}_A на образующие его подмножества предназначен второй этап предлагаемого в работе алгоритма.

Этап II. Статистический поиск решения.

g. На аррениусовской плоскости выделим прямоугольное окно для статистического анализа (рис. 3). Положение и размер окна определяются плотностью распределения точек множества \mathbf{Z}_A в аррениусовских координатах, а именно границы окна должны охватывать максимальное количество точек, визуально лежащих на одну прямую.

h. Для всех точек множества \mathbf{Z}_A , лежащих внутри выбранного окна статистического анализа, строим распределение по возможным значениям энергий ионизации E_i и соответствующим значениям $\ln(\tau^*)$ (рис. 4).

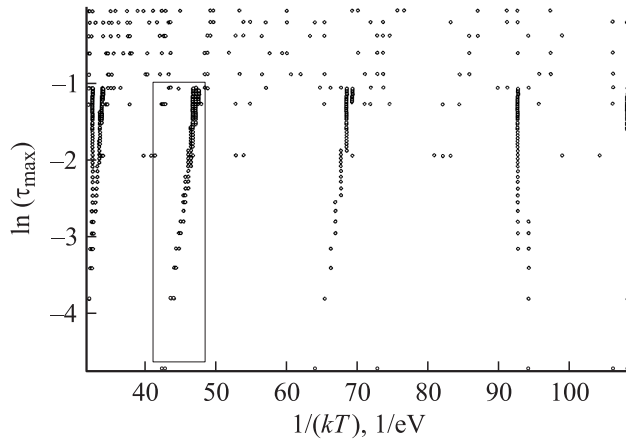


Рис. 3. Зависимости τ_{\max} от температуры для диода Шоттки Al/n-Ga.

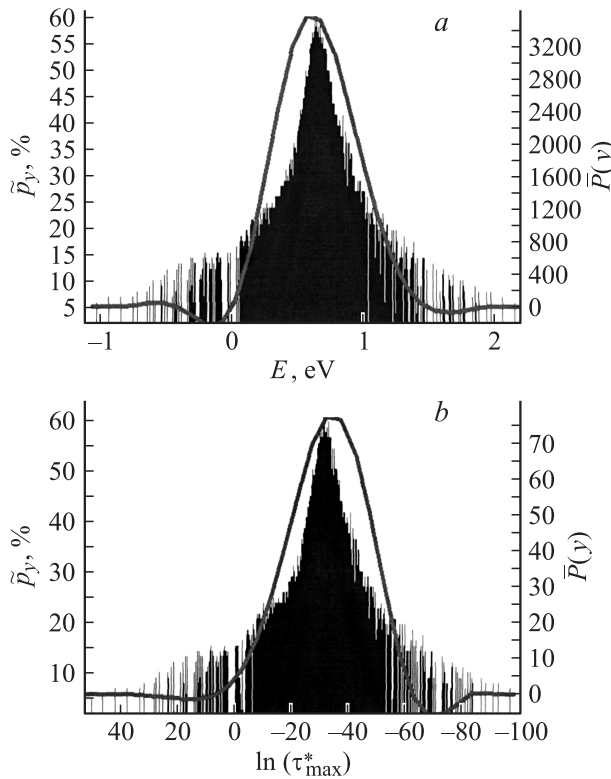


Рис. 4. Относительная частота и плотность вероятности наблюдений параметров ГУ $E = E_c - (0.661 \pm 0.216)$ эВ: *a* — значений энергии ионизации, *b* — значений $\ln(\tau_{\max}^*)$.

Для этого воспользуемся следующим правилом. Каждому значению энергии ионизации E_i и значению $\ln(\tau^*)$ будем ставить в соответствие величину $\tilde{p}_{y(i)} = \frac{f_{y(i)}}{m_w}$ — относительную частоту наблюдения случайной величины $y(i)$ [7]. Здесь $f_{y(i)}$ — частота наблюдений случайной величины $y(i)$, m_w — число элементов множества \mathbf{Z}_A , лежащих внутри окна статистического анализа. В качестве случайной величины $y(i)$ в нашем случае выступают E_i

и $\ln(\tau_i^*)$. Для нормировки вероятности наблюдения величин E_i и $\ln(\tau_i^*)$ должны выполняться соотношения

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^{\tilde{k}} f_{y(i)} = m_w \\ \sum_{i=1}^{\tilde{k}} \tilde{p}_{y(i)} = 1. \end{cases}$$

Поскольку энергия ионизации и сечение захвата конкретного ГУ должны удовлетворять соотношению (1), частоту наблюдения $f_{y(i)}$ будем определять как число точек внутри окна статистического анализа, удовлетворяющих неравенству

$$|\tilde{F}| \leq \theta, \quad \text{где } \tilde{F} = \ln[(\tau_{\max})_j] - \left((\ln \tau_{\max}^*)_i - E_i \frac{1}{k(T_{\max})_j} \right),$$

где θ — исходно задаваемая величина „коридора ошибок“.

i. Используя полученные гистограммы распределения случайных величин E_i и $\ln(\tau_i^*)$, построим эмпирическую функцию плотности распределения $\bar{P}(y)$. По определению [7]

$$\bar{P}(y) = \frac{\sum_{j=1}^i \tilde{p}_{y_j}}{\Delta L} = \frac{\sum_{j=1}^i \frac{f_{y(j)}}{m_w}}{\Delta L},$$

где $\Delta L = \frac{C_{\tilde{n}+1} - C_1}{\tilde{n}}$ — длина интервала разбиения распределения E_i и $\ln(\tau_i^*)$; \tilde{n} — число интервалов разбиения; y — непрерывная величина (E или $\ln(\tau^*)$), для которой справедливо соотношение

$$\begin{cases} y \in [C_i, C_{i+1}], \\ i = 1, 2, 3, \dots, (\tilde{n} - 1). \end{cases}$$

Рассмотрим произвольный элемент множества \mathbf{Z}_A . Будем считать событием A_1 тот факт, что этот элемент множества удовлетворяет уравнению (1) для первого ГУ. Тогда $A_2, A_3, \dots, A_{\tilde{M}}$ — события, соответствующие тому факту, что этот элемент множества \mathbf{Z}_A удовлетворяет (1) для 2, 3, ..., \tilde{M} -го ГУ. Событие A_E характеризует принадлежность рассматриваемой точки множества подмножеству „помех“ \mathbf{E} . Очевидно, что для каждого элемента множества \mathbf{Z}_A события $A_1, \dots, A_{\tilde{M}}, A_E$ являются несовместными и единственно возможными. Тогда, согласно следствию из теоремы сложения вероятностей,

$$\sum_{i=1}^{\tilde{M}} P(A_i) + P(A_E) = 1,$$

где $P(A_i)$ — вероятность события A_i , а $P(A_E)$ — вероятность события A_E . Исходя из этого, если внутри окна статистического анализа оказываются точки, являющиеся проявлением глубокоуровневых центров с близкими энергиями ионизации и сечениями захвата, гистограммы, построенные при выполнении пунктов (g-h) II этапа алгоритма, окажутся многомодовыми.

При этом координаты максимумов эмпирических функций плотности вероятности ($\bar{P}(E)$ и $\bar{P}(\ln|\tau^*|)$, E_{\max} и $(\ln|\tau^*|)_{\max}$) будут характеризовать некоторые усредненные значения энергии ионизации и сечения захвата совокупного проявления нескольких ГУ, а также „шумовых“ значений. Это, естественно, приведет к увеличению методологической погрешности определения параметров ГУ. Поэтому для устранения данной погрешности в алгоритм включены следующие процедуры.

j. Изменяя размер и положение окна статистического анализа, повторяя пункты (*h-i*) алгоритма, добиваемся такого результата, чтобы гистограммы и соответствующие эмпирические функции плотности вероятности максимально приближались по форме к нормальному распределению.

k. Решая уравнения

$$\begin{cases} \frac{d\bar{P}(E)}{dE} = 0 \\ \frac{d\bar{P}(\ln|\tau^*|)}{d(\ln|\tau^*|)} = 0 \end{cases},$$

находим максимумы зависимостей $\bar{P}(E)$ и $\bar{P}(\ln|\tau^*|)$, т.е. фактически искомые величины

$$\begin{cases} E_{\max} \\ \tau^* = \exp[(\ln|\tau^*|)_{\max}]. \end{cases}$$

l. Вычисляем величины среднеквадратичного отклонения для E и $\ln|\tau^*|$:

$$\begin{cases} S_E = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{m_w} [E_i - E_{\max}]^2}{m_w(m_w - 1)}}, \\ S_{\ln \tau^*} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{m_w} [(\ln|\tau^*|)_i - (\ln|\tau^*|)_{\max}]^2}{m_w(m_w - 1)}}. \end{cases}$$

m. Фиксируем элементы множества Z_A . Для этого устраняем из дальнейшего статистического анализа точки множества, удовлетворяющие условиям:

$$\begin{cases} E_{\min} - S_E < a < E_{\max} + S_E \\ (\ln|\tau^*|)_{\max} - S_{\ln \tau^*} < b < (\ln|\tau^*|)_{\max} + S_{\ln \tau^*} \end{cases},$$

где $a = \frac{(\ln|\tau^*|)_j - (\ln|\tau^*|)_i}{\left(\frac{1}{kT}\right)_j - \left(\frac{1}{kT}\right)_i}$, $b = (\ln|\tau^*|)_j - a \left(\frac{1}{kT}\right)$, $i = 1, 2, \dots, (m_A - 1)$, $j = 1, 2, \dots, m_A$ при условии, что $i \neq j$.

n. Для фиксированных точек определяем значения сечения захвата и концентрации ГУ.

o. Число m_A элементов множества Z_A уменьшаем на число фиксированных точек $m_{\text{фик}}$.

p. Пункты (*g-o*) алгоритма повторяются до тех пор, пока число элементов множества Z_A позволяет проводить адекватный статистический анализ.

Таким образом, после выполнения II этапа аррениусовской плоскости остаются только точки, образующие подмножество „помех“ E множества Z_A .

Параметры глубоких уровней в *n*-GaAs

$E_c - E$, эВ	τ^* , с	N , см ⁻³
0.114 ± 0.133	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$2.6 \cdot 10^{15}$
0.471 ± 0.279	$1.4 \cdot 10^{-12}$	$1.5 \cdot 10^{15}$
0.661 ± 0.216	$1.1 \cdot 10^{-15}$	$1.5 \cdot 10^{15}$
0.855 ± 0.313	$4.2 \cdot 10^{-16}$	$2.5 \cdot 10^{14}$

5. Результаты и обсуждение

Экспериментальные исследования проводились на автоматизированном DLTS спектрометре, реализованном на базе установки емкостной спектроскопии полупроводников [8]. Отличительной особенностью спектрометра является возможность измерения семейства характеристик ИРЕ в широком температурном диапазоне от 77 до 370 К в отличие от традиционных методов DLTS, в которых обычно регистрируется разностный емкостной сигнал при температурном сканировании. Накопление в процессе измерения характеристик ИРЕ, измеренных при разных, но фиксированных значениях температуры в широком температурном диапазоне, позволяет повысить точность и степень достоверности определения основных параметров дефектов с глубокими уровнями. Кроме того, повышению достоверности и точности определения параметров ГУ способствуют полная автоматизация исследований, а также применение вероятностных методов при обработке результатов измерений, в частности алгоритмов статистического поиска решения.

Для апробации предложенной методики проведена спектроскопия глубоких уровней в арсениде галлия. Выбор этого полупроводникового материала обусловлен тем, что параметры глубоких уровней в нем хорошо изучены различными независимыми методами.

Исходными данными, необходимыми для работы приложения, осуществляющего расчет параметров ГУ, явились релаксационные кривые ИРЕ диода Шоттки Al/GaAs, измеренные при различных значениях инжектирующего импульса, опустошающего импульса и скважности инжектирующего импульса, приведенные на рис. 1. Графическая информация (рис. 2–4), иллюстрирующая статистический метод релаксационной спектроскопии, получена на основе обработки этих данных. Вычисленные параметры ГУ (см. таблицу) хорошо согласуются с литературными данными [4] и подтверждают правильность разработанной методики и ее высокую точность.

К числу основных достоинств методики можно отнести слабую чувствительность к величине „измерительного шума“. Действительно, исходные данные о характере изотермической релаксации емкости не подвергались предварительному сглаживанию. Фильтрация же спектров DLTS по методу наименьших квадратов искажает только величину амплитуды пиков, не изменяя координаты максимумов T_{\max} . Такое искажение ампли-

туды при концентрациях мелкой легирующей примеси $N_d \approx (10^{15} - 10^{19}) \text{ см}^{-3}$ не способно внести значительного искажения в значение концентрации исследуемых ГУ. Немаловажным достоинством метода является возможность автоматизации процесса определения параметров ГУ. Применение разработанного метода в совокупности с автоматизированным измерителем изотермической релаксации емкости позволяет максимально отдалить экспериментатора из процесса определения параметров ГУ, что повышает достоверность и объективность полученных результатов.

К числу недостатков метода следует отнести характерную для всех нерегулярных алгоритмов значительную длительность процесса вычислений. Кроме того, поскольку в основе метода лежит статистический подход в поиске решения, т.е. определяются наиболее вероятные значения величин, то возможности его в определении параметров ГУ с близкими значениями энергий ионизации и сечения захвата весьма ограничены. При наличии в запрещенной зоне полупроводника нескольких близко лежащих ГУ характерные для них значения $\ln[\tau_{\max}]$ и $\frac{1}{kT_{\max}}$ могут оказаться в „коридоре ошибок“ для одного единственного ГУ. Фактически при этом происходит усреднение значений энергий ионизации и сечения захвата. При этом в некоторой степени теряется спектроскопический характер методики.

Список литературы

- [1] А. Милнс. *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках* (М., Мир, 1981). [Пер. с англ.: A.G. Milnes. *Deep Impurities in Semiconductors* (N.Y., Wiley, 1973)].
- [2] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984). (Пер. с англ.: S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (N.Y.–Chichester–Brisbane–Toronto–Singapore, A Wiley–Interscience Publication John Wiley & Sons, 1981)].
- [3] Л.С. Берман, А.А. Лебедев. *Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках* (Л., Наука, 1981).
- [4] А.А. Денисов, В.Н. Лактюшин, Ю.Г. Садофьев. *Обзоры по электрон. техн.*, **7**, 54 (1985).
- [5] D.V. Lang. *J. Appl. Phys.*, **45** (7), 3023 (1974).
- [6] Л.С. Берман. *ФТП*, **32** (6), 688 (1974).
- [7] Ф.А. Живописцев, В.А. Иванов. *Регистрационный анализ в экспериментальной физике* (М., Изд-во МГУ, 1995).
- [8] А.В. Каданцев, Г.И. Котов, М.Н. Левин, А.В. Татаринцев, Ю.К. Шлык. *ПТЭ*, **6**, 138 (2004).

Редактор Л.В. Беляков

Statistical method of deep levels transient spectroscopy in semiconductors

E.A. Tatokhin, A.V. Kadantsev, A.E. Bormontov*, V.G. Zadorozhniy*

Voronezh State Technological Academy,
394000 Voronezh, Russia
*Voronezh State University,
394000 Voronezh, Russia

Abstract The transient spectroscopy is one of the main methods used to determine the parameters of the defects which are an origin of the deep levels in the bandgap of semiconductor material. For the purpose of increasing the accuracy in determining the concentration and parameters of deep levels, which define character of isothermic relaxation of the capacity, a method of processing the measurement results, based on algorithm for statistical finding decision, was proposed.