

ВЛИЯНИЕ НА КИНЕТИКУ ПЕРЕЗАРЯДКИ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ ПРОЦЕССОВ ОБМЕНА НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА МЕЖДУ НИМИ И ОБЕИМИ РАЗРЕШЕННЫМИ ЗОНАМИ

А. В. Буданов*, Е. А. Татохин*, Е. В. Руднев**, М. Е. Семёнов***

*Воронежская государственная технологическая академия

**Воронежский государственный университет

***Воронежский государственный технический университет

Поступила в редакцию 22.12.08

Аннотация. В работе построена модель неавтономной динамической системы, описывающая перезарядку глубоких уровней в запрещенной зоне полупроводника при учете процессов обмена носителями заряда между двумя уровнями и обеими разрешенными зонами. Показано, что процесс перезарядки характеризуется двумя стадиями. На первой стадии, когда степень ионизации глубоких уровней не достигает 100 %, множество фазовых траекторий процесса, образует мультифрактальную структуру с размерностью Хаусдорфа—Бизиковича $D_0 = 1,223$ и информационной размерностью $D_1 \approx 0,03342$. Установлено, что характер перезарядки уровней на этой стадии, как и температура перехода ко второй стадии, существенно зависит от периода изменения начальных условий задачи. Вторая стадия характеризуется тем, что при достижении степени ионизации глубоких уровней 100 % процесс перезарядки глубоких уровней становится хаотическим.

Ключевые слова: релаксационная спектроскопия глубоких уровней, неавтономные динамические системы, фракталы.

Abstract. In the article a model of non-autonomous dynamic system concerning with deep levels in semiconductor band gap recharging is simulated. Charge carriers exchange between two levels and permitted bands are taken into account. Charge exchange process is characterized by two stages. At the first stage when the deep levels degree of ionization is less then 100% the phase trajectory set forms a multifractal structure with Hausdorff dimension $D_0 = 1,223$ and information dimension $D_1 \approx 0,03342$. It is determined that the charge exchange character at this stage as well as transition to the second stage temperature are significantly depends on the initial conditions changing period. The second stage is characterized by the chaotic condition of the exchange processes when the deep levels degree of ionization achieves 100 %.

Keywords: deep level transient spectroscopy, non-autonomous dynamic systems, fractals

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время для определения параметров глубоких уровней (ГУ) в запрещенной зоне полупроводников используются методы релаксационной спектроскопии, в частности, нестационарная емкостная спектроскопия глубоких уровней (DLTS), термостимулированная емкость, изотермическая релаксация емкости [1—3]. Эти методы основаны на измерении кинетики перезарядки ГУ в слое объемного заряда (СОЗ) при обратном смещении на диоде. Для определения параметров ГУ традиционно полагается, что преобладающим является процесс теплового выброса свободных носителей заряда с уровня в разрешенную зону. Интен-

сивность других процессов, таких, как термическая генерация свободных носителей заряда из одной разрешенной зоны в другую через ГУ, как обмен носителями заряда между соседними глубокими уровнями, считаются величинами большего порядка малости по сравнению с интенсивностью преобладающего процесса. Поэтому они не учитываются, и кинетику перезарядки ГУ рассматривают в приближении времени релаксации [1—3]. На практике же, экспериментальные релаксационные зависимости в большинстве своем имеют неэкспоненциальный характер. А это значит, что модель кинетики перезарядки ГУ, предложенная в работах [1—2], не вполне адекватна реальному состоянию процесса, что в свою очередь приводит к возникновению значительных методологических погрешностей при определении параметров

© Буданов А. В., Татохин Е. А., Руднев Е. В., Семёнов М. Е., 2009

центров локализации заряда, образующих ГУ в запрещенной зоне полупроводника.

Рассматривая проблему неэкспоненциальных релаксационных сигналов в рамках моделей, использующих приближение времени релаксации, авторы работ [4–6], предполагают, что такое их поведение объясняется одновременной перезарядкой нескольких ГУ с близкими скоростями термоэмиссии. В то же время в работе [7] некоторые аспекты такого поведения релаксационных зависимостей объясняется путем учета процессов обмена носителями тока между разрешенными зонами через ГУ. Принципиально другой подход для анализа неэкспоненциальных сигналов релаксации емкости использовался в работе [8]. В ней автор отходит от концепции приближения времени релаксации и предлагает использовать кинетику перезарядки ГУ Шоккли—Рида—Холла. Ему удалось показать, что в случае реализации этой кинетики происходит уширение спектральных пиков DLTS. Идея, заложенная в этой статье, получила развитие в работе [9]. В ней авторы расширили кинетику перезарядки Шоккли—Рида—Холла для случая перезарядки двух ГУ и показали, что в большинстве случаев DLTS-спектры и зависимости изотермической релаксации емкости описываются предложенной ими системой дифференциальных уравнений.

Следует признать, что, несмотря на значительные успехи, достигнутые при определении параметров глубоких энергетических состояний в запрещенной зоне полупроводников авторами работ [4–9], им не удалось объяснить всего многообразия эффектов, характерных для релаксационной спектроскопии глубоких уровней. Дело в том, что сосредотачивая свое внимание на создании адекватных моделей перезарядки ГУ, они не учитывали тот факт, что при измерении релаксационных зависимостей полупроводник представляет собой нелинейную систему, динамика которой происходит в присутствии зависящего от времени внешнего воздействия. Действительно, характер релаксации полупроводниковой гетероструктуры определяется скоростью изменения температуры, амплитудой и длительностью опустошающего и инжектирующего импульса. Даже в случае простого гармонического воздействия в нелинейной системе могут возникать разнообразные нетривиальные типы поведения. При воздействии же на нелинейную систему более сложных

сигналов круг феноменов значительно расширяется.

В силу названных обстоятельств особого внимания заслуживает рассмотрение кинетики перезарядки глубоких уровней как неавтономной динамической системы. Это важно, во-первых, с позиции разработки методик определения параметров ГУ, характеризующихся минимальной методологической погрешностью. Во-вторых, с позиции более адекватного представления о характере работы полупроводниковых приборов, в основу функционирования которых положен принцип низкочастотных переключений, поскольку глубокоуровневые центры способны оказывать на их работу значительное влияние [1]. И наконец, данная задача представляет интерес, как один из случаев практической реализации динамических систем в физике.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КИНЕТИКИ ПЕРЕЗАРЯДКИ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ И АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА

Для простоты формулировки и анализа задачи рассмотрим характер одновременной перезарядки только двух глубоких уровней донорного типа. Будем считать, что без учета профиля распределения ГУ в СОЗ кинетика их перезарядки определяется следующими факторами. Во-первых, тепловым выбросом электронов с рассматриваемых глубоких уровней в зону проводимости. Во-вторых, перзахвате электронов на уже ионизированный уровень с энергией E_1 с соседнего центра локализации заряда с энергией E_2 . В-третьих, термической генерации электронов из валентной зоны на ионизированный ГУ.

При этом кинетика перезарядки ГУ определяется следующей системой дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial n_1(t, T)}{\partial t} = F_1^G(t, T) - F_1^R(t, T) \\ \frac{\partial n_2(t, T)}{\partial t} = F_2^G(t, T) - F_2^R(t, T) \end{cases}, \quad (1)$$

где $n_1(t, T)$ и $n_2(t, T)$ — мгновенная концентрация ионизированных первого и второго ГУ, соответственно, при данной температуре; $F_1^G(t, T)$ и $F_2^G(t, T)$ — скорости генерации ионизированных первого и второго ГУ, соответственно; $F_1^R(t, T)$ и $F_2^R(t, T)$ — скорости рекомбинации ионизированных первого и второго ГУ,

соответственно. Начальными условиями для этой системы уравнений являются концентрации ионизированных ГУ в момент времени $t = 0$ ($n_1(0, T)$ и $n_2(0, T)$), когда на структуру подается инжектирующий импульс.

Генерационные составляющие процесса перезарядки приводят к увеличению скорости ионизации. Они определяются вероятностью термоэмиссии электронов с уровней в зону проводимости, а для второго уровня и вероятностью переброса носителей заряда на первый ГУ.

$$F_1^G(t, T) = \sigma_1 \langle v \rangle(T) N_C(T) \times \exp\left[-\frac{E_C - E_1}{kT}\right] [N_1 - n_1(t, T)], \quad (2)$$

$$F_2^G(t, T) = \sigma_2 \langle v \rangle(T) N_C(T) \times \exp\left[-\frac{E_C - E_2}{kT}\right] [N_2 - n_2(t, T)] + \sigma_1^+ \langle v \rangle(T) n_1(t, T) \times \exp\left[-\frac{E_1 - E_2}{kT}\right] [N_2 - n_2(t, T)], \quad (3)$$

где N_1 и N_2 — концентрации рассматриваемых центров локализации заряда; σ_1 и σ_2 — сечения захвата неионизированных ГУ; σ_1^+ — сечение захвата первого ионизированного ГУ; $\langle v \rangle(T)$ — средняя тепловая скорость электронов; $N_C(T)$ — эффективная плотность электронных состояний в зоне проводимости; E_C — нижний край зоны проводимости; k — постоянная Больцмана.

Рекомбинация ионизированных центров определяется вероятностью процессов захвата электронов на ионизированные ГУ либо с соседнего центра, либо из валентной зоны. Рекомбинационные члены уменьшают скорость ионизации глубоких уровней.

$$F_1^R(t, T) = \sigma_1^+ \langle v \rangle(T) n_1(t, T) \times \exp\left[-\frac{E_1 - E_2}{kT}\right] [N_2 - n_2(t, T)] + \sigma_1^+ \langle v \rangle(T) n_1(t, T) \exp\left[-\frac{E_1 - E_V}{kT}\right] N_V(T), \quad (4)$$

$$F_2^R(t, T) = \sigma_2^+ \langle v \rangle(T) n_2(t, T) \times \exp\left[-\frac{E_2 - E_V}{kT}\right] N_V(T), \quad (5)$$

где σ_2^+ — сечение захвата второго ионизированного ГУ; $N_V(T)$ — эффективная плотность состояний в валентной зоне; E_V — верхний край валентной зоны.

Таким образом, система уравнений (1—5) описывает следующий физический процесс. Электрон с первого ГУ переходит в зону проводимости, происходит ионизация этого уровня. Это, в свою очередь, ведет к возрастанию емкости гетероперехода и увеличению энергии электрического поля структуры. Для минимизации такого возрастания энергии, ионизированный ГУ, может перезахватить электрон со второго ГУ, становясь опять нейтральным. В реальных полупроводниках, в которых число глубоких уровней значительно больше двух, начинается цепной процесс перезахватов электронов с более глубоких уровней, то есть, фактически происходит процесс термической генерации неравновесных носителей заряда из валентной зоны в зону проводимости.

Последний член в уравнении (4) и уравнение (5) отвечают за термическую генерацию электронов из валентной зоны на ионизированные ГУ. Если ГУ находятся в верхней половине запрещенной зоны, то при низких температурах влияние этих составляющих будет незначительным. Однако при высоких температурах, а также в случае ГУ, находящихся в нижней половине запрещенной зоны, вероятности процесса термоэмиссии электронов с уровня в зону проводимости и процесса перезахвата электронов из валентной зоны на ионизированный ГУ будут соизмеримы, и пренебрегать ими уже нельзя.

Для анализа характера предлагаемой кинетики перезарядки ГУ было проведено численное моделирование этого процесса. Расчеты проводились для двух ГУ с энергиями $E_C - 0,35$ эВ и $E_C - 0,6$ эВ, известных для арсенида галлия [3]. Значения сечений захвата для этих центров составляли $\sigma_1 = 1,5 \cdot 10^{-14}$ см² и $\sigma_2 = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см² [3]. Значения сечений захвата ионизированных ГУ в литературе по спектроскопии глубоких уровней не указываются. Из общефизических соображений можно сделать вывод, что их величина должна быть больше, чем σ_1 и σ_2 . Тем не менее, для устранения данной неоднозначности и для упрощения задачи при расчетах мы воспользовались условиями $\sigma_1 \cong \sigma_1^+$ и $\sigma_2 \cong \sigma_2^+$. Концентрации рассматриваемых центров задавались $N_1 = N_2 = 10^{15}$ см⁻³.

Моделирование проводилось следующим образом: температура изменялась в диапазоне от 100 до 600 К; на каждом шаге по температуре методом Рунге—Кутты четвертого

порядка точности [10] решалась система дифференциальных уравнений (1) с учетом соотношений (2–5) в диапазоне времен от 0 до t_0 , где t_0 — время наблюдения релаксации гетероструктуры после начала внешнего воздействия; в качестве начальных условий для задачи Коши на каждом шаге итераций по времени брались концентрации ионизированных ГУ $n_{01} = n_1(0, T) = n_{02} = n_2(0, T) = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, исходя из условия, что по окончании действия опустошающего импульса $n_i \ll N_i$; значения $N_C(T)$, $N_V(T)$ и $\langle v \rangle(T)$ определялись по известным соотношениям [11]. Фактически при таком алгоритме моделирования решается нелинейная динамическая система с периодически меняющимися начальными условиями, где параметр t_0 выступает в качестве периода их изменения. При этом каждой точке пространства начальных условий $Z(n_{01}, n_{02}, T_i)$ ставится в соответствие траектория в фазовом пространстве $\Gamma\left(n_1, \frac{\partial n_1}{\partial t}, n_2, \frac{\partial n_2}{\partial t}\right)$.

Такой характер моделирования можно считать имитационным, поскольку он соответствует импульсному методу измерения изотермической релаксации емкости [4], когда при каждом значении температуры на структуру подается опустошающий импульс, который приводит к деионизации ГУ, а затем инжектирующий импульс, длительность которого соответствует времени наблюдения релаксации. Естественно за время t_0 для выполнения условия изотермичности температура не должна изменяться. Поэтому параметр t_0 характеризует и скорость изменения температуры.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Численное моделирование показало, что система уравнений (1–5) имеет две области различных решений. Границей этих областей является температура T_C , при которой степень ионизации обоих ГУ достигает 100%. В области температур $T \leq T_C$ фазовые траектории процесса представляют собой регулярные кривые. Множество таких фазовых траекторий представлено на рис. 1. Множество точек фазовых траекторий, полученных при выполнении условия $T \leq T_C$ (рис. 1), образуют мультифрактальную структуру [12, 13]. Действительно, расчеты показывают, что размерность Хаусдорфа—Бизиковича этой структуры составляет

$D_0 = 1,223$, а информационная размерность — $D_1 \approx 0,03342$, а для мультифракталов должно выполняться условие $D_1 \leq D_0$ [13]. Величина D_0 свидетельствует о значительной рыхлости рассматриваемой структуры [13], поскольку она определена в четырехмерном фазовом пространстве, вместе с тем она больше топологической размерности фазовой траектории. Таким образом, структура, представленная на рис. 1 может рассматриваться как поверхность, определенная в четырехмерном пространстве и имеющая нулевую меру. Информационная размерность характеризует информационную энтропию фрактального множества [13]. Так как в нашем случае она не равна нулю, то можно сделать вывод о некоторой хаотичности процесса перезарядки ГУ. В тоже время, достаточно малое значение этой размерности говорит о значительной доли детерминированной составляющей решений системы уравнений (1–5) в диапазоне температур $T \leq T_C$.

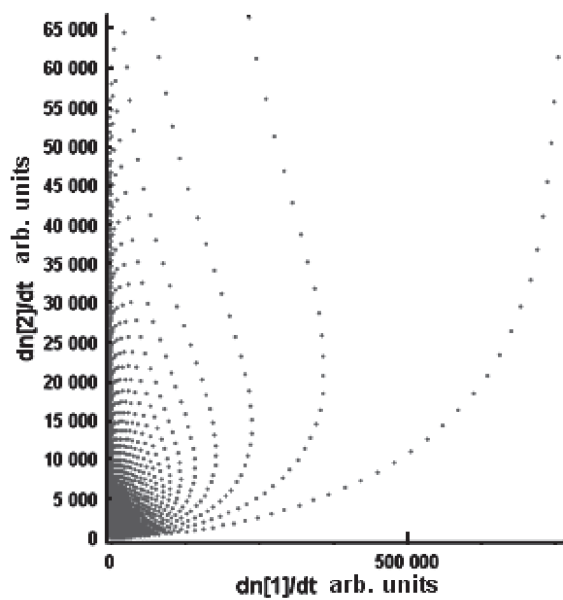
Рассматриваемое множество точек обладают характерными признаками фрактального объекта: самоподобием и тонкой структурой [12].

Для иллюстрации этих свойств рассмотрим отображения Пуанкаре, отвечающие различным моментам времени t_0 . На рис. 2, 3 и 4 представлены сечение Пуанкаре для различных моментов времени. Анализ этих отображений показывает, что с увеличением времени радиус кривизны траекторий уменьшается. Следовательно, можно сделать вывод, что в фазовом пространстве для системы уравнений (1–5) существует аттрактор — точка притяжения с координатами $G_1 = 0, G_2 = 1, \frac{\partial n_1}{\partial t} = 0, \frac{\partial n_2}{\partial t} = 0$

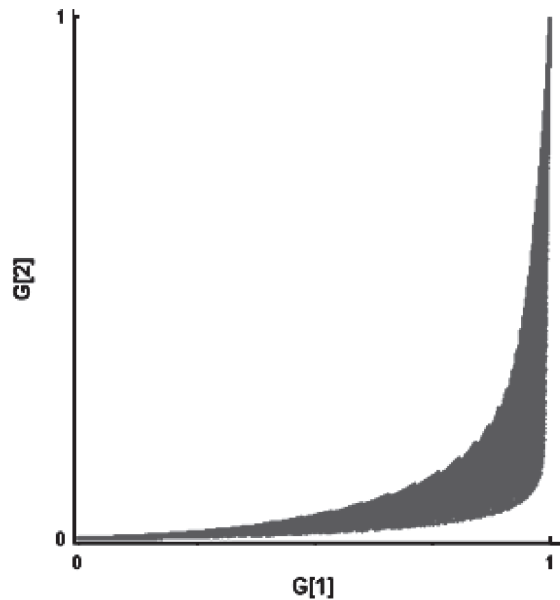
(здесь $G_i = \frac{n}{N_i}$ — степень ионизации ГУ). При

увеличении t_0 кривые характеризующие перезарядку ГУ притягиваются к этой точке фазового пространства (рис. 2, 3 и 4).

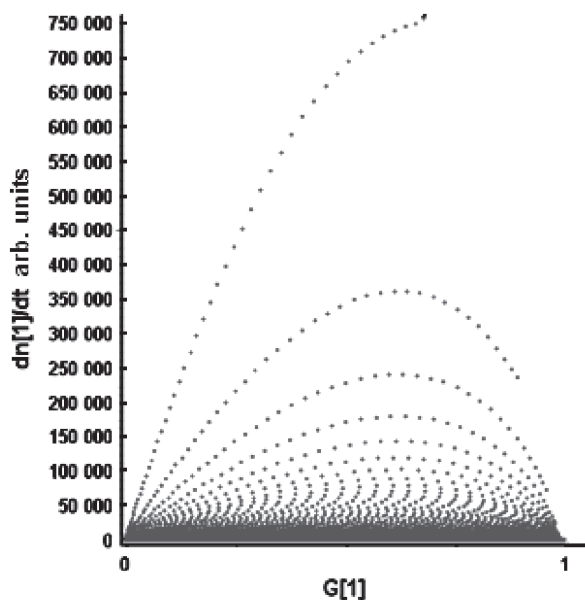
Как видно из рис. 2 с, рис. 3 с и рис. 4 с максимумы зависимостей при увеличении параметра t_0 смещаются в сторону уменьшения степени ионизации первого уровня, вместе с тем как максимумы зависимостей, представленных на рис. 2 d, рис. 3 d и рис. 4 d смещаются в сторону увеличения степени ионизации второго уровня. Кроме того, с увеличением времени t_0 изменяется и характер зависимостей, представленных на рис. 2 а, 3 а и 4 а. Если на рис. 2 а закручивание кривых происходит против «часовой стрелки»,



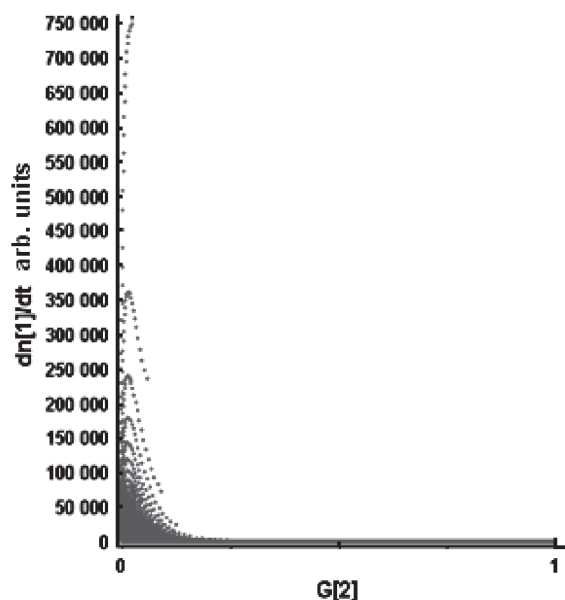
a



b

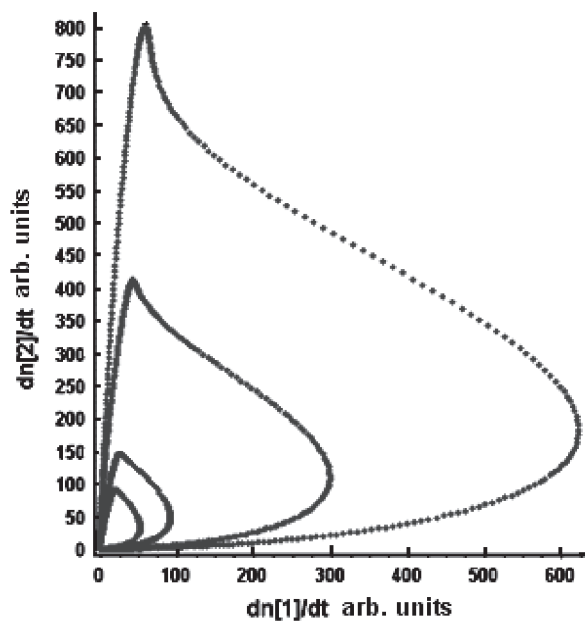


c

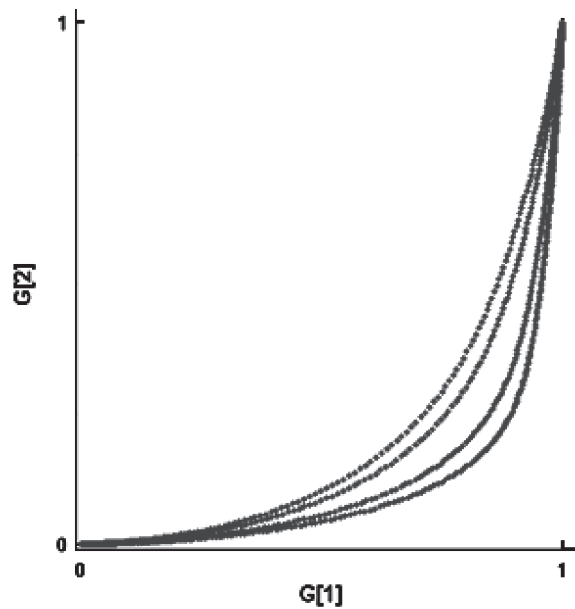


d

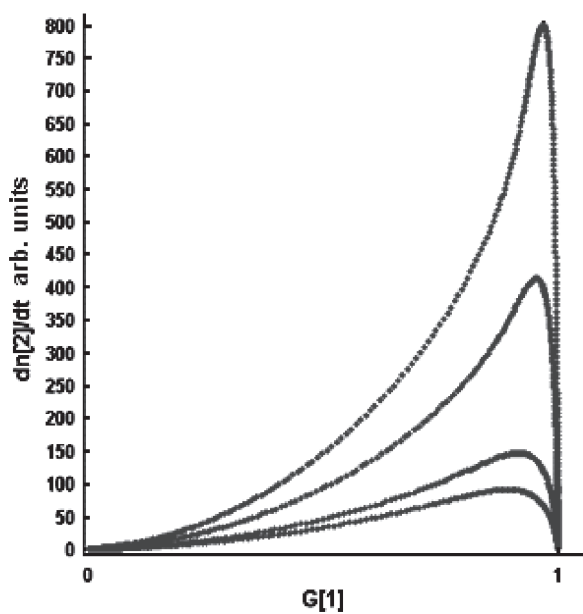
Рис. 1. Множество фазовых траекторий, полученных при решении системы уравнений (1 – 5) при условии $t_0 = 0,5$ с; $T \in [100, 453]$ К; $\Delta T = 3$ К; $G = n_i/N_i$



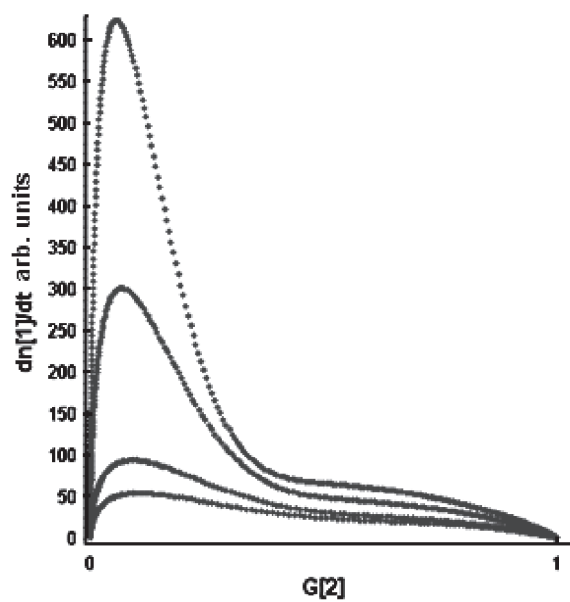
a



b



c



d

Рис. 2. Отображения Пуанкаре, построенные при условии $T \leq T_c$ для моментов времени $t_0 = 0,5$ с, $t_0 = 1$ с, $t_0 = 3$ с, $t_0 = 5$ с; $G = n_i/N_i$

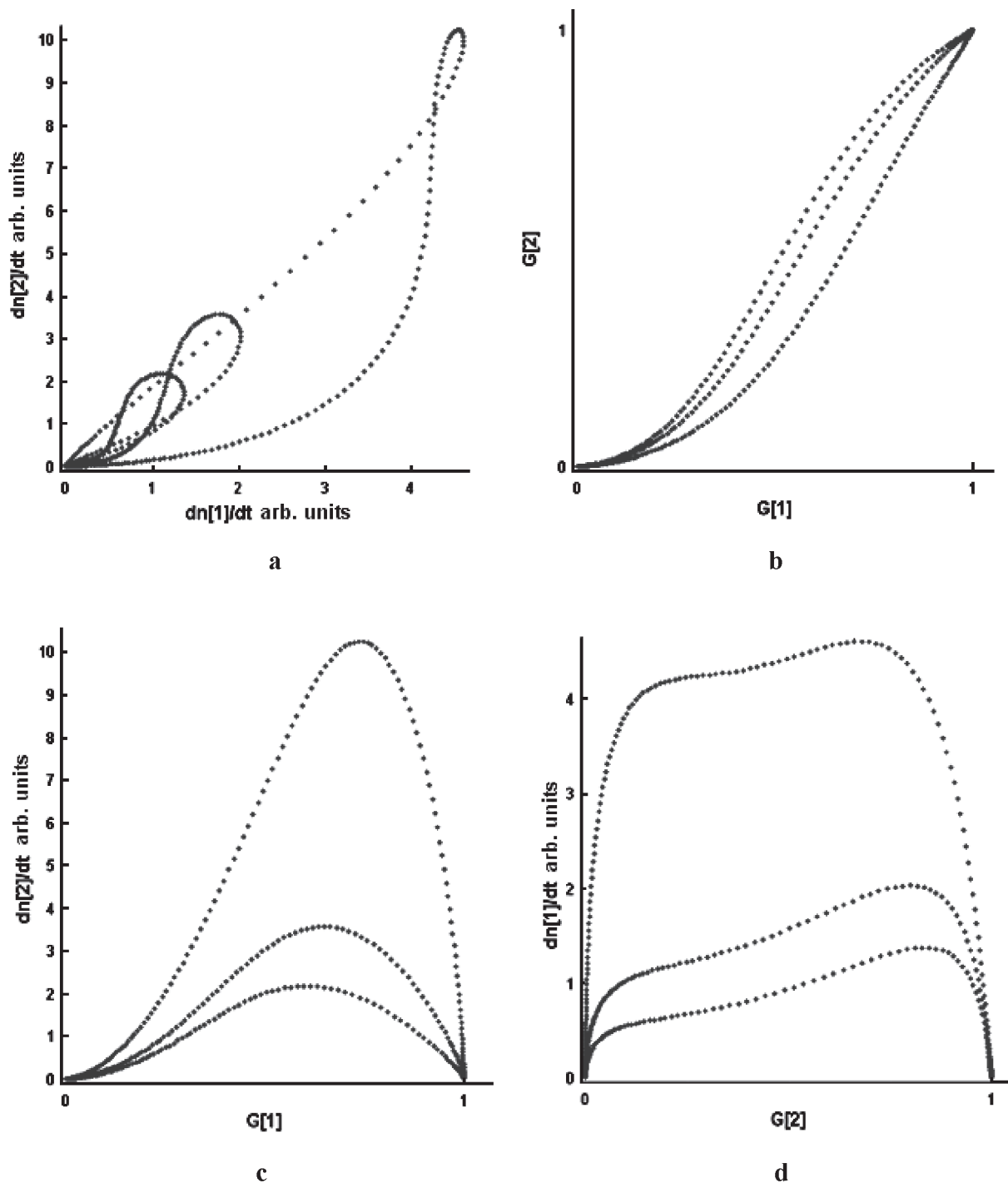


Рис. 3. Отображения Пуанкаре, построенные при условии $T \leq T_c$ для моментов времени $t_0 = 50$ с, $t_0 = 150$ с, $t_0 = 250$ с; $G = n_i/N_i$

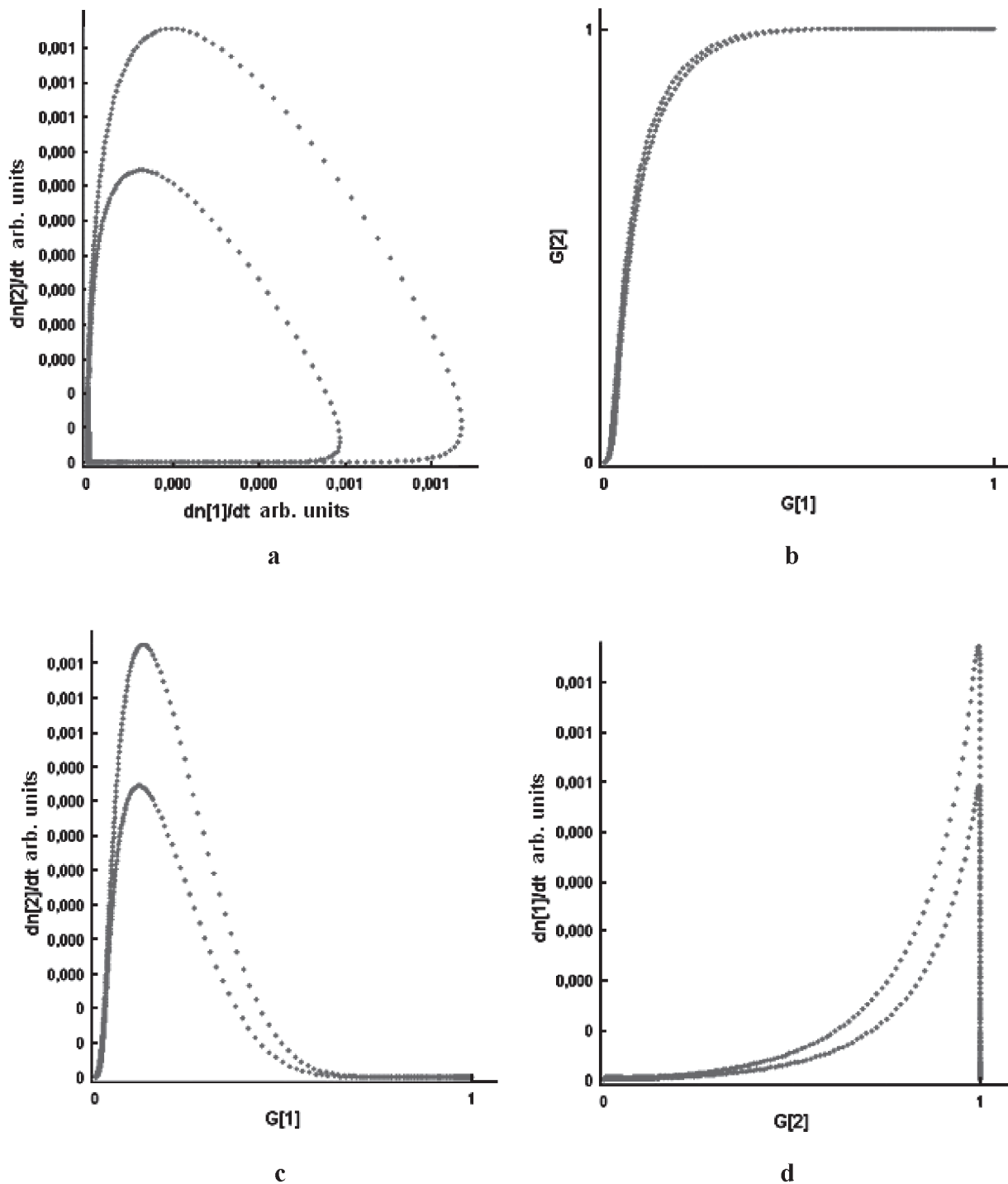


Рис. 4. Отображения Пуанкаре, построенные при условии $T \leq T_c$ для моментов времени $t_0 = 10^6$ с, $t_0 = 1,5 \cdot 10^6$ с; $G = n_i/N_i$

то на рис. 3 а кривые, закручиваясь против «часовой стрелки» образуют «восьмерки». В случае же кривых, изображенных на рис. 4 а, закручивание происходит по «часовой стрелке».

Рассматриваемую ситуацию можно объяснить следующим образом. В случае, малых значений времен t_0 (рис. 2) сначала происходит интенсивная ионизация первого ГУ ($E_C - 0,35$ эВ), поскольку для него вероятность термоэмиссии электрона в зону проводимости при низких температурах будет больше, чем для уровня $E_C - 0,6$ эВ. Затем, когда первый ГУ оказывается достаточно ионизированным, интенсивность ионизации второго начинает превалировать, так уровень $E_C - 0,35$ эВ обеспечивает дополнительное число мест для эмитирующих электронов. При дальнейшем увеличении температуры скорости ионизации, как первого, так и второго ГУ начинают уменьшаться и обращаются в ноль при $T = T_C$, когда степени ионизации обоих достигают практически 100 %. В случае больших значений времен t_0 (рис. 4) процесс перезарядки протекает иначе. При низких температурах, скорость ионизации уровня $E_C - 0,6$ эВ оказывается выше, чем у ГУ $E_C - 0,35$ эВ. Это означает, что при протекании длительных процессов релаксации первый ГУ из-за притока электронов со второго уровня не успевает ионизироваться с той же интенсивностью, что второй. При увеличении температуры из-за притока электронов из валентной зоны на уровень $E_C - 0,6$ эВ скорость его ионизации уменьшается, в то время как скорость ионизации уровня $E_C - 0,35$ эВ увеличивается, вследствие увеличения скорости термоэмиссии электронов в зону проводимости. Дальнейшее увеличение температуры приводит к уменьшению скоростей ионизации обоих ГУ, а при $T = T_C$ они обращаются в ноль. Процесс же, представленный на рис. 3 является переходным между уже описанными ситуациями.

Таким образом, характер перезарядки глубоких уровней определяется динамическим равновесием между его генерационными и рекомбинационными составляющими, которое, в свою очередь, зависит от периода изменения начальных условий t_0 . Иными словами при реализации импульсного метода измерения изотермической релаксации емкости полупроводникового диода [1] наблюдаемая релаксация будет зависеть не только от температуры, но и от времени удержания инжектирующего импуль-

са, и от скорости нагрева образца. В пользу этого вывода говорят и представленные в табл. данные о зависимости критической температуры T_C , при которой наблюдается полная ионизация ГУ, от длительности процесса перезарядки ГУ и, фактически, от скорости нагрева диода.

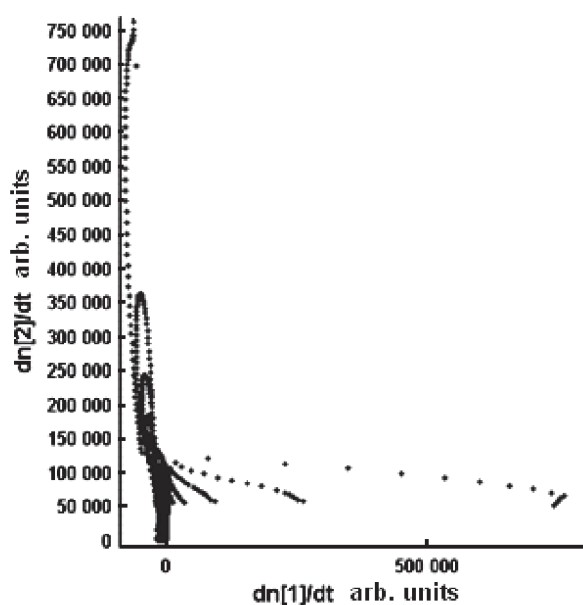
Таблица
Зависимость критической температуры T_C , при которой происходит полная ионизация глубоких уровней от времени проведения процесса t_0

t_0, c	0,5	1	3	5	50	150	250	10^6	$1,5 \cdot 10^6$
T_C, K	446	421	378	361	300	279	276	172	169

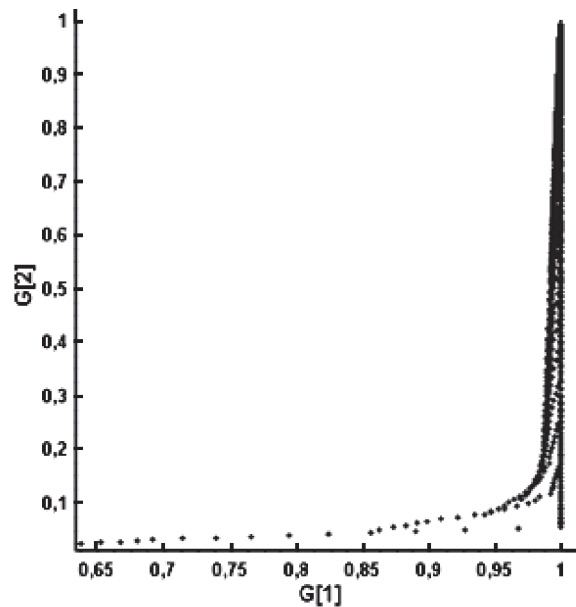
При температурах $T > T_C$ происходят многочисленные бифуркации решений (рис. 5), что свидетельствует о крайне нерегулярности процесса перезарядки ГУ. Действительно, при достижении температуры T_C процесс перезарядки глубоких уровней становится хаотическим, поскольку вероятности процессов захвата электронов из валентной зоны на первый и второй, ионизированный ГУ, и процессов выброса свободных носителей заряда с одного ГУ на другой или в зону проводимости в этом случае становятся соизмеримыми. Поэтому, в данный момент времени нельзя точно сказать, какой из процессов является превалирующим.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

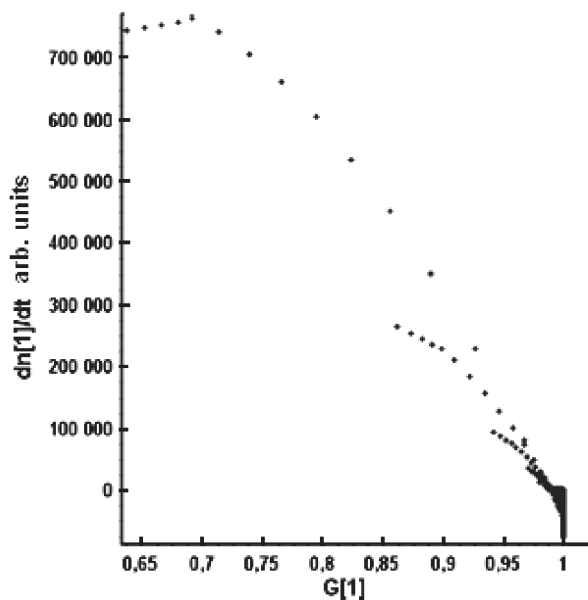
В данной работе впервые рассмотрена кинетика перезарядки глубоких уровней как неавтономная динамическая система. Такой подход существенно отличается от концепции, используемой в работах [1—9], что позволяет объяснить ряд феноменов, характерных для этого процесса, которые ранее не объяснялись. В частности, при реализации релаксационной спектроскопии глубоких уровней, следует учитывать, что понятие равновесного значения емкости при данной температуре и величине инжектирующего импульса не вполне отвечает реальной ситуации. Из представленных в работе данных следует, что эта величина определяется динамическим равновесием скоростей ионизации ГУ, которое в свою очередь зависит от времени удержания инжектирующего импульса и скорости нагрева образца. Более того, в зависимости от этих параметров возможно два режима перезарядки ГУ с разными уровнями хаотичности процесса. Это, безусловно, так же должно сказываться на характере релаксации емкости.



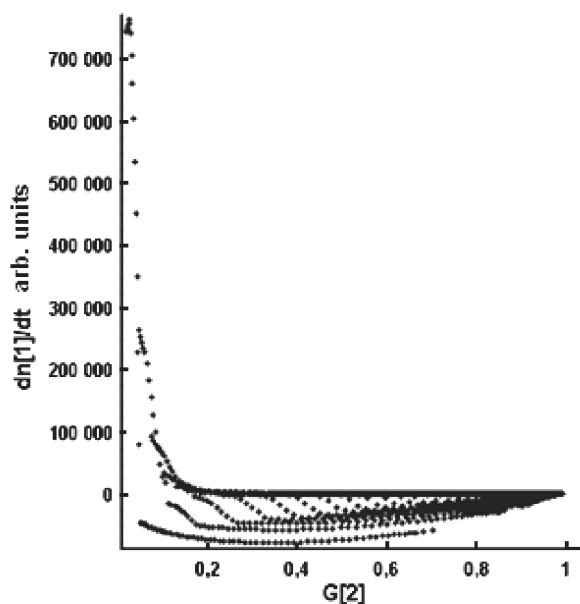
a



b



c



d

Рис. 5. Множество фазовых траекторий, полученных при решении системы уравнений (1 – 5) при условии $t_0 = 0,5$ с; $T \in [454, 600]$ К; $\Delta T = 2$ К; $G = n_i/N_i$

Конечно, представленная в работе модель является приближенной. Дело в том, что с одной стороны, характер перезарядки ГУ зависит от параметров этих уровней. Например, для другой пары уровней характер зависимостей, представленных на рис. 1—4 будет несколько иным. С другой стороны в реальном полупроводнике количество ГУ значительно больше двух и для большей адекватности модели реальному состоянию процесса необходимо учитывать и их перезарядку. Например, введение в модель третьего ГУ потребует увеличения размерности фазового пространства до шести, что не облегчает анализ кинетики перезарядки ГУ в этом случае.

Тем не менее, основные тенденции, характерные для рассматриваемого процесса, предлагаемая в работе модель позволяет учитывать.

В настоящее время, авторы, используя эту модель, продолжают разрабатывать методы анализа сигналов релаксации емкости для более точного определения параметров глубоких энергетических состояний в запрещенной зоне полупроводников.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Берман Л.С. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках [Текст] / Л. С. Берман, А. А. Лебедев. — Л.: Наука, 1981. — 176 с.
2. Lang D.V. Deep level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors [Текст] / D. V. Lang // J. Appl. Physics. — 1974. — Vol. 45, № 7. — P. 3023—3033.
3. Денисов А.А. Релаксационная спектроскопия глубоких уровней. / А. А. Денисов, В. Н. Лактюшин, Ю. Г. Садофьев [Текст] // Обзоры по электронной технике, серия 7. — 1985. — 54 с.
4. Берман Л.С. Анализ сигналов релаксации емкости, состоящих из нескольких экспонент [Текст] / Л. С. Берман // ФТП. — 1998. — Т. 32, № 6. — С. 688—689.
5. Weiss S. Deep level transient Fourier spectroscopy (DLTFS) a technique for the analysis of deep level properties [Текст] / S. Weiss, R. Kassing // Solid-State Electronics. — 1988. — Vol. 31, № 12. — P. 1733—1748.
6. Dmowski K. A multipoint correlation method with binomial weighting coefficients for deep-level measurements in metal-oxide-semiconductor devices [Текст] / K. Dmowski // J. Appl. Phys. — 1992. — 71 (5). — P. 2259—2269.
7. Лебедев А.А. Емкостная спектроскопия глубоких уровней при обмене носителями тока обеими разрешенными зонами [Текст] / А. А. Лебедев // ФТП. — 1997. — Т. 31, № 4. — С. 437—440.
8. Shaban E.H. Non-exponential capacitance transient in deep level transient spectroscopy (DLTS) measurement [Текст] / E. H. Shaban // Solid-State Electronics. — 1996. — Vol. 39, № 2. — P. 321—322.
9. Mandelis A., Xia J. Deep level photothermal spectroscopy: Physical principles and applications to semi-insulating GaAs band-gap multiple trap states [Текст] / A. Mandelis, J. Xia // J. Appl. Phys. — 2008. — 103. — P. 043704-1—043704-17.
10. Калиткин Н.Н. Численные методы [Текст] / Н. Н. Калиткин. — М.: Наука, 1978. — 512 с.
11. Зи С. Физика полупроводниковых приборов [Текст] / С. Зи // Пер. с англ. — М.: Мир, 1984. — 456 с.
12. Федер Е. Фракталы [Текст] / Е. Федер Пер. с англ. — М.: Мир, 1991. — 254 с.
13. Божокин С.В., Паршин Д.А. Фракталы и мультифракталы [Текст] / С. В. Божокин, Д. А. Паршин. — Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. — 128 с.

Буданов Александр Владимирович — кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики ВГТА. Тел. (4732) 55-63-47. E-mail: budanova@gmail.com.

Татохин Евгений Анатольевич — кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики ВГТА. (4732) 55-63-47. E-mail: teakph43@gmail.com.

Руднев Евгений Владимирович — кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики твердого тела и наноструктур Воронежского государственного университета. Тел. (4732) 208-363. E-mail: rudneff@mail.ru.

Семёнов Михаил Евгеньевич — доктор физико-математических наук, профессор кафедры Автоматизированных вычислительных систем Воронежского государственного технического университета. Тел. (4732) 43-77-18.

Budanov Alexander Vladimirovich, associate professor, chair of physics, Voronezh State Technological Academy, tel. 8(4732) 55-63-47, e-mail: budanova@gmail.com.

Tatokhin Evgeny Anatolevich, associate professor, chair of physics, Voronezh State Technological Academy, tel. 8(4732) 55-63-47, e-mail: teakph43@gmail.com.

Rudnev Evgeny Vladimirovich, associate professor, chair of solid state physics and nanostructures, Voronezh State University, tel. 8(4732) 208-363, e-mail: rudneff@mail.ru.

Semenov Michail Evgenevich, professor, chair of automatic and computing systems, Voronezh State Technical University, tel. 8(4732) 43-77-18, e-mail: mkl150@mail.ru.