

06;12

## Определение рекомбинационных параметров полупроводникового материала с помощью метода Прони

© Ю.А. Быковский, К.В. Колосов, В.В. Зуев, А.Д. Кирихин, С.И. Расмагин

Московский государственный инженерно-физический институт (Технический университет),  
115409 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 13 октября 1997 г.)

Использован обобщенный метод Прони для обработки экспериментальных данных релаксационного типа. Метод позволяет разделять составной релаксационный процесс на элементарные составляющие (затухающие экспоненты) и систематически отслеживать изменение их параметров при внешнем воздействии, что открывает дополнительные каналы информации о порождающем физическом процессе. Метод применен к обработке данных спада фотопроводимости сложнелегированного компенсированного кремния в интервале температур 100–300 К после импульсного возбуждения лазерным излучением с  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$  в микроволновом поле. Получено значение энергии залегания уровня  $0.17 \pm 0.01 \text{ eV}$ , что хорошо согласуется с энергией комплекса кислород–вакансия.

### Введение

Уровень развития технологии производства полупроводниковых приборов в современном мире во многом определяет развитие промышленности в целом. Не существует такой отрасли народного хозяйства, где не использовались бы различные полупроводниковые элементы, датчики, микропроцессоры. Основой для производства приборов служит качественный полупроводниковый материал со стабильными по отношению к избранным внешним воздействиям, заранее определенными свойствами.

В соответствии с этим встает вопрос о надежных и оперативных методах определения различных параметров полупроводникового материала до создания структур и приборов на его основе. В настоящее время широкое распространение получили бесконтактные методы измерения, базирующиеся на использовании особенностей взаимодействия электромагнитного излучения с веществом [1–5]. Особенно широко используется для бесконтактного определения параметров полупроводникового материала взаимодействие микроволнового поля с полупроводником [3–5].

В данной работе рассмотрены вопросы определения рекомбинационных характеристик полупроводникового материала (на примере сложнелегированного кремния) с использованием импульсного лазерного воздействия в микроволновом поле. Обработка релаксационных кривых проводилась с помощью метода Прони (метода одновременного оценивания экспоненциальных параметров [6]).

Следует отметить, что бурное развитие вычислительной техники в настоящее время позволяет применить в реальном времени эффективные вычислительные алгоритмы на сравнительно недорогих универсальных вычислительных машинах [7,8].

### Основные феноменологические модели

Известно, что взаимодействие микроволнового поля с проводящим материалом в значительной степени определяется проводимостью последнего в зонах [9]. Таким образом, можно создать условия, когда мощность отражений от полупроводника СВЧ волны будет характеризовать величину концентрации носителей (как равновесных, так и неравновесных) в разрешенных зонах полупроводника.

Существуют феноменологические модели, позволяющие связать характерное время спада концентрации неравновесных носителей с параметрами примесей: энергией залегания примесного уровня, коэффициентом рекомбинации, концентрацией [10]. Уровни в запрещенной зоне могут обмениваться носителями как с одной разрешенной зоной (уровень прилипания), так и с двумя зонами (уровень рекомбинации). Если исследуемый уровень — уровень рекомбинации, то в случае, когда в электронном кремнии концентрация компенсирующей акцепторной примеси  $N_a$  больше концентрации мелких доноров  $N_d$ , температурная зависимость постоянных времени  $\tau_n$ ,  $\tau_p$  определяется зависимостью коэффициентов рекомбинации электронов  $\gamma_n$  и дырок  $\gamma_p$

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma_n(N_a - N_d)}; \quad \tau_p = \frac{1}{\gamma_p N_d}. \quad (1)$$

В случае  $\alpha$ -прилипания, т.е. когда равновесие уровня с зоной устанавливается за времена более короткие, чем время жизни носителей, температурная зависимость времени релаксации неравновесных носителей  $\tau$  может иметь вид [10]

$$\tau = \tau_p \left( 1 + \frac{M}{N_{CM}} \right), \quad N_{CM} = N_C \cdot \exp\left(-\frac{E_M}{kT}\right), \quad (2)$$

где  $\tau_p$  — время рекомбинации через глубокий уровень типа (1);  $N_{CM}$  — характерная концентрация в зоне, если

уровень Ферми расположен на уровне прилипания;  $N_C$  — плотность состояний в зоне проводимости;  $M$  — концентрация уровней прилипания;  $E_M$  — энергия залегания уровня прилипания.

Таким образом, по температурной зависимости  $\tau$  можно определить энергию залегания уровня прилипания при  $(M/N_{CM}) \gg 1$ . Следует отметить, что если при данной температуре проявляют себя не один, а несколько примесных уровней, то кривая спада фотопроводимости может выражаться линейной комбинацией экспоненциальных членов

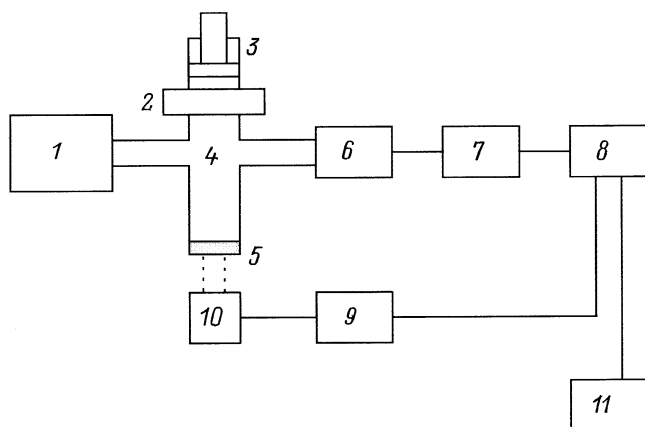
$$f(t) = \sum_{i=1}^N a_i \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right), \quad (3)$$

где  $a_i$  — парциальные амплитуды,  $\tau_i$  — парциальные времена релаксации.

## Условия проведения эксперимента

Для проведения эксперимента были подготовлены образцы кремния (исходный КЭФ-3.5), легированного золотом. Время релаксации фотопроводимости в исходном образце составляло  $130 \mu\text{s}$ . Золото было нанесено на подложку методом вакуумного напыления, термодиффузия проводилась в вакуумной печи при  $900^\circ\text{C}$ . После термообработки и предварительного исследования образец помещался в экспериментальную установку, показанную на рис. 1.

На образец 5, расположенный в криостате ( $T = 100\text{--}300 \text{ K}$ ), подавались короткие ( $< 80 \text{ ns}$ ) импульсы излучения лазера с  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ , приводящие к генерации в образце неравновесных носителей. Поскольку неравновесная проводимость образца менялась со временем, то интенсивность отраженной СВЧ волны ( $\lambda = 3 \text{ cm}$ ,  $P < 2 \text{ mW}$ ) модулировалась



**Рис. 1.** Блок-схема экспериментальной установки: 1 — микроволновый генератор, 2 — аттенюатор, 3 — короткозамкнутый поршень, 4 — T-образный мост, 5 — образец в криостате, 6 — СВЧ диод, 7 — усилитель, 8 — АЦП, 9 — синхронизирующее устройство, 10 — лазер со светодиодом, 11 — ЭВМ.

в соответствии со временем спада фотопроводимости. Параметры микроволнового поля и лазерного излучения подбирались таким образом, чтобы сигнал СВЧ диода был пропорционален проводимости образца. Далее сигнал проходил через усилитель [7] и 8-разрядный амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП) [8], затем в виде дискретных отсчетов регистрировался в ЭВМ.

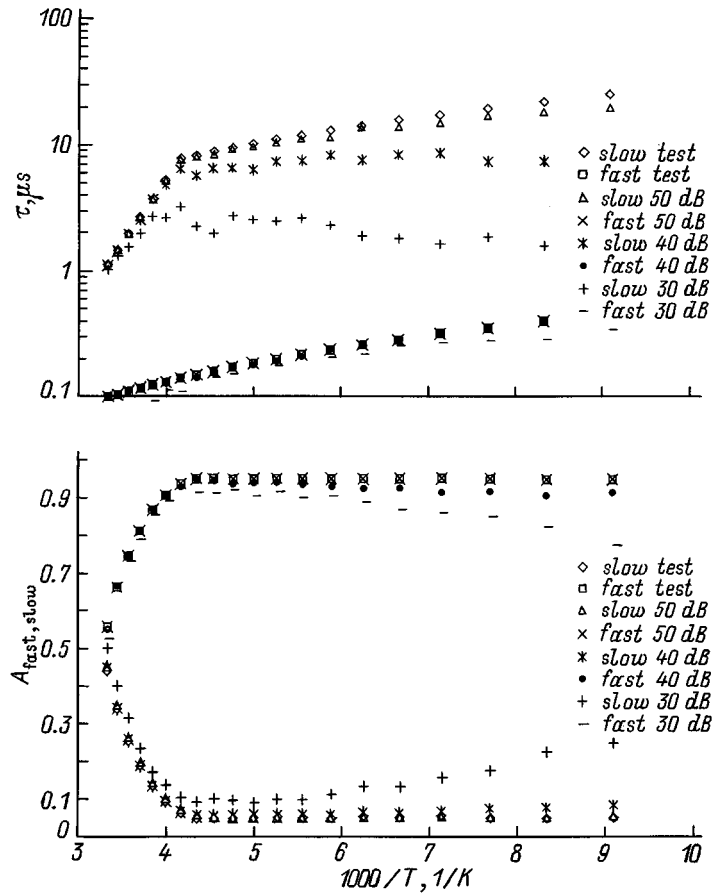
Поскольку характерные времена спада фотопроводимости на легированном образце составляли  $0.1\text{--}30 \mu\text{s}$ , то параметры амплитудно-цифрового преобразования были подобраны таким образом, чтобы однозначно зарегистрировать весь частотный диапазон сигнала [6,11] (интервал дискретизации  $50 \text{ ns}$  и число отсчетов на кривой спада 2048). Релаксационные кривые регистрировались при различных температурах и затем анализировались на предмет возможности определения параметров примесей легирующего и сопутствующего легирующему элементов.

## Метод Прони

Задачу определения параметров выражения (3) формально можно решить и методом наименьших квадратов, если только число отсчетов в выборке превосходит число оцениваемых параметров. Но на самом деле даже в простейшем случае при решении такой задачи возникает нелинейная система трансцендентных уравнений, решить которую даже численными методами представляется проблематичным (не говоря о колоссальных вычислительных затратах) [6,7]. Метод Прони позволяет свести задачу к двум линейным процедурам наименьших квадратов, первая из которых определяет параметры релаксации, а вторая — парциальные амплитуды. Подробное описание метода Прони можно найти в соответствующей литературе (см. например, [6]). Обратим внимание только на число слагаемых в выражении (3), поскольку оно выбирается априорно.

Вычисленные методом Прони значения некоторых параметров  $\tau$  могут быть и комплексными. Это означает, что в исходных данных имеются осцилляторные составляющие. Слагаемые такого типа порождаются шумом, который неизбежно присутствует в экспериментальных данных. Следовательно, казалось бы, чем больше слагаемых в выражении (3), тем точнее метод Прони может аппроксимировать экспериментальный шум и тем точнее будут получены значения составляющих полезного сигнала. К сожалению, это верно до определенного предела, поскольку при большом числе параметров метод Прони становится неустойчивым, так как системы линейных уравнений, на решении которых основан метод, становятся плохо обусловленными [6].

Наше исследование проведено при 10 слагаемых. К такому выбору мы пришли, во-первых, исходя из накопленного опыта, а во-вторых, учитывая априорную информацию об излучаемом явлении.



**Рис. 2.** Результаты моделирования (выборка+белый шум). Сравнение результатов методом Прони с тестовым набором параметров. Отношение сигнал/шум меняется от 30 до 50 dB.

## Результаты моделирования

Для того чтобы сделать вывод о применимости метода Прони для обработки полученных экспериментальных данных, возникла необходимость в проведении предварительного моделирования.

Для этого искусственно генерировалась последовательность из 20 выборок релаксационных кривых, каждая из которых имела вид

$$f(t_i) = a_f \exp\left(-\frac{t_i}{\tau_f}\right) + a_s \exp\left(-\frac{t_i}{\tau_s}\right), \quad (4)$$

где  $\tau_f$ ,  $\tau_s$  — парциальные времена релаксации (“быстрое” и “медленное” соответственно);  $a_f$ ,  $a_s$  — соответствующие парциальные амплитуды;  $t_i = \delta \cdot i$  — временной отсчет  $\delta = 50$  ns,  $i = 0 \dots 2047$ .

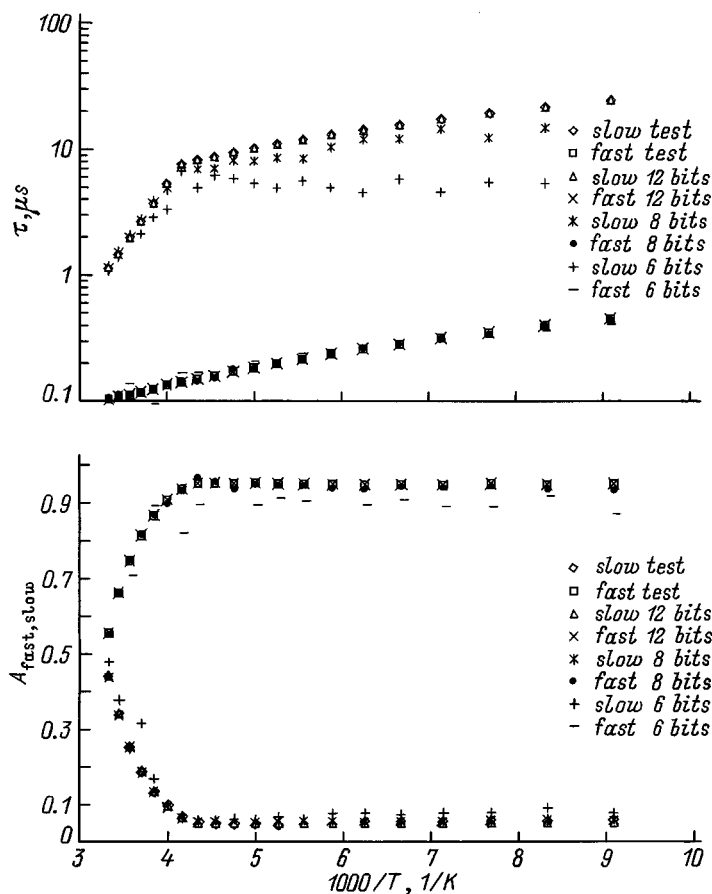
Зависимость (4) символизирует экспериментальную кривую, поэтому параметры  $\tau_f$ ,  $\tau_s$  и  $\delta$  имеют размерность времени. В свою очередь  $\tau_f$ ,  $\tau_s$ ,  $a_f$ ,  $a_s$  зависят от параметра  $T$  (которой символизирует температуру); соответствующие зависимости представлены на рис. 2,3 (slow test, fast test).

Первоначально к детерминированному процессу (4) каждой исходной выборки добавляется случайный про-

цесс (белый шум различной дисперсии  $\sigma$ ). Полученная таким образом совокупность выборок обрабатывалась методом Прони. Обработка показала, что параметры, определенные методом Прони, совпадают с тестовым набором с точностью 0.1–3%, за исключением тех участков, где парциальная амплитуда какой-либо экспоненты становится меньше, чем 5-кратная (14 dB) дисперсия  $\sigma$  белого шума (рис. 2, slow test). При этом полная амплитуда сигнала должна превышать  $\sigma$  по крайней мере в 100 раз (40 dB).

Кроме того, моделировалось применение к последовательности исходных выборок процедуры аналого-цифрового преобразования различной разрядности. При этом полагалось, что полная амплитуда сигнала соответствует половине разрядной сетки. Результаты моделирования приведены на рис. 3. Видно, что параметры Прони совпадают с исходными с точностью не хуже 3% (за исключением участков с малой амплитудой) при разрядности АЦП не ниже 8.

Таким образом, моделирование показало, что метод Прони дает удовлетворительные результаты (т.е. погрешности метода не превышают приборные) при решении задач с четырьмя параметрами, если используется по крайней мере 8-разрядный аналого-цифровой преобра-



**Рис. 3.** Результаты моделирования (выборка+шум дискретизации). Сравнение результатов обработки методом Прони с тестовым набором параметров. Рассматриваются АЦП 6,8,12 разрядов.

зователь и отношение полная амплитуда/шум не менее 40 dB. При этом необходимо исключить из рассмотрения те области измерения параметров Прони, для которых отношение парциальная амплитуда/шум менее 14 dB.

### Анализ результатов эксперимента

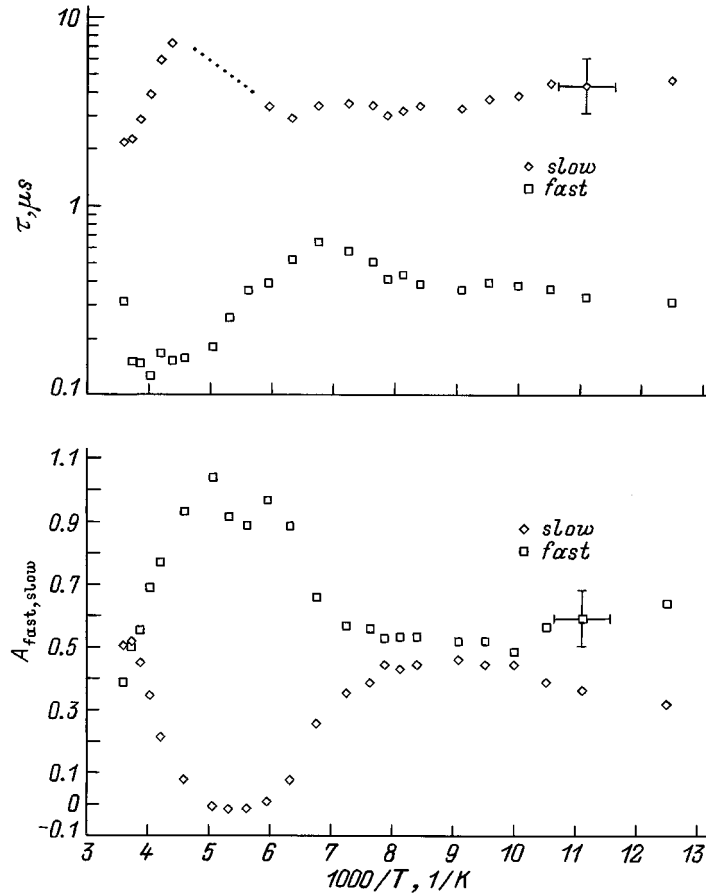
Предложенная методика обработки была опробована при излучении температурных зависимостей релаксационных кривых фотопроводимости высокоомного кремния, полученного легированием золотом.

Каждая релаксационная кривая была обработана по методу Прони, который выявил наличие двух затухающих экспонент в каждой из кривых (формула (3) при  $N = 2$ ). На рис. 4 представлены температурные зависимости параметров этих двух экспонент: парциальных времен релаксации  $\tau_{\text{fast}}(T)$ ,  $\tau_{\text{slow}}(T)$  и соответствующих им амплитуд  $A_{\text{fast}}(T)$ ,  $A_{\text{slow}}(T)$ .

Для определения погрешностей параметров Прони мы учитывали как экспериментальные погрешности, так и погрешности метода обработки. Для оценки последних мы использовали результаты моделирования (рис. 2,3). Часть экспериментальных точек на температурной за-

висимости  $\tau_{\text{slow}}$  не представлены, поскольку их достоверность мала в силу малости парциальной амплитуды  $A_{\text{slow}}$  в соответствующем диапазоне температур (рис. 4,  $140 < T < 200 \text{ K}$ ).

В области температур, где происходит резкое нарастание  $\tau_{\text{slow}}$  ( $\sim M/N_{\text{CM}}$ , формула (2)), амплитуда  $A_{\text{slow}}(T)$  падает по такому же закону ( $\sim N_{\text{CM}}/M$ ). Такая ситуация, как легко показать, возможна, если имеет место механизм  $\alpha$ -прилипания. Физически ситуация ясна: чем ниже температура, тем меньше тепловой выброс с уровня прилипания и тем больше доля неравновесных электронов, задерживающихся на уровне на большее время ( $\tau_{\text{slow}}$  растет). С другой стороны, при понижении температуры из-за уменьшения теплового выброса меньшая доля электронов в зоне проводимости требуется для поддержания равновесия с уровнем прилипания, соответственно  $A_{\text{slow}}$  падает с понижением температуры. Энергия залегания уровня прилипания, определенная из зависимости  $\tau_{\text{slow}}(1/T)$  или  $A_{\text{slow}}(1/T)$ , равна  $[0.17 \pm 0.01] \text{ eV}$ , что совпадает с энергией акцепторного А-комплекса кислород-вакансия [12]. Быстрая составляющая времени релаксации в этом диапазоне температур соответствует первоначальному захвату электронов на свободные уровни прилипания ( $\tau_{\text{fast}} = (\gamma_{\text{cm}}M)^{-1}$ ). Порядковая



**Рис. 4.** Результаты обработки экспериментальных данных. Результаты обработки семейства релаксационных кривых спада фотопроводимости методом Прони. Исследовался образец кремния, легированного золотом.

оценка даст значение концентрации  $M$  этих уровней не менее  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . При энергии  $0.17 \text{ eV}$  и плотности состояний для кремния  $N_c \approx 2.9 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (при  $300 \text{ K}$ ) коэффициент рекомбинации на уровне прилипания  $\gamma_{cn}$  составит не более  $5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}$ , что разумно для захвата электрона в нейтральное акцепторное состояние уровня прилипания.

При анализе представленных данных важно помнить, что время действия возбуждающего излучения меньше  $\tau_{\text{fast}}$  во всем интервале температур, так что насыщение заполнения уровней прилипания в течение действия подсветки отсутствует; после выключения внешнего возбуждения уровни только начинают заполняться, захватывая неравновесные носители из зоны. В этом заключается отличие принятых нами условий от обычно рассматриваемых [10], поэтому соотношения между  $A_{\text{fast}}$  и  $A_{\text{slow}}$  для  $\alpha$ -прилипания могут так изменяться с температурой, как показано на рис. 4, причем

$$A_{\text{fast}} \sim \Delta n(0) \frac{M}{N_{CM} + M}, \quad A_{\text{slow}} \sim \Delta n(0) \frac{N_{CM}}{N_{CM} + M},$$

где  $\Delta n(0)$  — концентрация неравновесных электронов в начальный момент времени; поскольку в исследуемом диапазоне температур  $A_{\text{fast}} > A_{\text{slow}}$  (рис. 4), то  $M \geq N_{CM}$ .

Если оставаться в рамках данной модели, то проявление  $A_{\text{slow}}$  (соответственно  $\tau_{\text{slow}}$ ) при более низких температурах можно связать с уменьшением энергетического зазора между акцепторным комплексом и зоной проводимости (см. (2): при увеличении  $N_{CM}$  перестает выполняться  $(M/N_{CM}) \gg 1$ ), а температурная зависимость  $\tau_{\text{slow}}$  в области температур  $T < 180 \text{ K}$  — это температурная зависимость коэффициента рекомбинации  $\gamma_n$  на уровне, определяющем время рекомбинации в модели  $\alpha$ -прилипания [10]. В этом же интервале температур температурная зависимость  $\tau_{\text{fast}}$  определяется температурной зависимостью коэффициента рекомбинации уровня прилипания.

Другое объяснение этого явления может состоять во включении при больших значениях  $\tau_{\text{slow}}$  ограничивающего механизма рекомбинации на поверхности [9] с характерным временем  $\tau_s$ . Это время в свою очередь оценочно равно или  $\tau_s = b^2/(16D)$  для случая, когда рекомбинация ограничена притоком неравновесных носителей к поверхности, что может быть при скорости поверхностной рекомбинации  $s$ , превышающей граничную  $s_{\text{thr}} = D\pi/b$  (в нашем случае при  $b = 0.1 \text{ cm}$ ,  $D \geq 10 \text{ cm}^2/\text{s}$   $s_{\text{thr}} \geq 300 \text{ cm/s}$ ), или в обратном случае,

при  $s \leq s_{\text{thr}}$ ,  $\tau_s = b/(2s)$ . Соответственно для первого случая имеем  $\tau_s \leq 10 \mu\text{s}$ , что близко к значению ограничивающего времени в опыте (рис. 4), а во втором случае при  $\tau_s = 3 \mu\text{s}$  (рис. 4) получаем  $s \approx 3 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$ , что противоречит условию  $s \leq s_{\text{thr}} \approx 300 \text{ cm/s}$ . Таким образом, можно сделать вывод, что в нашем случае реализуется первый вариант и ограничивающее время определяется как  $\tau_s = b^2/(16D)$ . Тогда температурная зависимость  $\tau_{\text{slow}} \approx \tau_s$  определяется температурной зависимостью коэффициента диффузии  $D = kT/e \cdot \mu(T)$ , которая у точки максимума подвижности  $\mu(T)$  (для кремния  $\approx 100 \text{ K}$ ) имеет вид  $T^\nu$   $0 < \nu < 1$ , так что  $\tau_s \sim 1/T^{\nu+1}$  падает с ростом температуры, как это и наблюдается для  $\tau_{\text{slow}}$  на опыте (рис. 4). Соотношение амплитуд описывает в такой ситуации отношение долей концентрации неравновесных носителей, исчезающих за счет рекомбинации на поверхности (медленная составляющая) и на объемных уровнях рекомбинации (быстрая составляющая).

Другое важное замечание состоит в том, что рассматривается только электронная составляющая сигнала, т. е. рассматривается монополярная фотопроводимость (при этом надо считать  $\tau_n \gg \tau_p$ ). Если бы было не так, то отношение амплитуд, скорее всего, отражало бы отношение подвижностей электронов  $\mu_n$  и дырок  $\mu_p$ , так как сигнал отраженной мощности пропорционален проводимости. Выполнение условия  $\tau_n \gg \tau_p$  подтверждается тем обстоятельством, что для золота в электронном кремнии велики асимметрия заполнения и асимметрия сечений захвата на акцепторное состояние [11]. Таким образом, мы должны, естественно, сделать вывод, что время жизни дырок  $\tau_p$  очень мало — не более времени действия возбуждающего излучения.

Для определения погрешностей параметров Прони мы учитывали как экспериментальные погрешности, так и погрешности метода обработки. Для оценки последних мы использовали результаты моделирования (рис. 2, 3).

## Заключение

В работе была показана эффективность обобщенного метода Прони для анализа релаксационных кривых спада фотопроводимости в присутствии шума при ограниченной разрядной сетке. Проведенное моделирование показало, что метод Прони дает удовлетворительные результаты при отношении (парциальная амплитуда/шум) не менее 14 dB.

Метод опробован при анализе кривых спада фотопроводимости в кремнии, легированном золотом, при импульсном лазерном воздействии в микроволновом поле. Анализ экспериментальных данных для изучаемого образца позволил выявить появление сопутствующего уровня  $\alpha$ -прилипания с глубиной залегания  $0.17 \pm 0.01 \text{ eV}$ , эта энергия близка энергии активации комплекса кислород–вакансия А-центра ( $0.16 \text{ eV}$ ).

Метод позволяет систематически отслеживать температурные изменения как релаксации, так и соответствующих парциальных амплитуд, что открывает дополнительные каналы информации для получения сведений о протекании рекомбинационных процессов.

## Список литературы

- [1] *Амиров Ю.Г., Данилевский А.М., Челноков В.Е.* // ФТП. 1976. Т. 10. Вып. 10. С. 1986–1989.
- [2] *Григорьев В.В., Зуев В.В., Мехтиев М.М.* и др. // ФТП. 1990. Т. 24. Вып. 11. С. 2011–2014.
- [3] *Заварицкая Э.И., Кудинов А.В.* // ФТП. 1984. Т. 18. Вып. 12. С. 2160–2165.
- [4] *Аношин Ю.А., Базин В.М., Даревский А.С.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 6. С. 165–166.
- [5] *Зуев В.В., Расмагин С.И., Воронкова Г.М., Воронков Ю.А.* // Конф. "Надежность и контроль качества изделий электронной техники". Севастополь, 1990.
- [6] *Марпл С.Л.* Цифровой спектральный анализ и его приложения. М., 1990.
- [7] *Березин И.С., Жидков Н.П.* Методы вычислений. Т. 1, 2. М., 1959.
- [8] *Мудров А.Е.* Численные методы для ПЭВМ. Томск, 1992.
- [9] *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников Р.Г.* Физика полупроводников. М., 1977.
- [10] *Рывкин С.М.* Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1963.
- [11] *Левин Б.Р.* Теоретические основы статической радиофизики. Кн. 2. М., 1968.