

# Микроволновая вольт-импедансная спектроскопия полупроводниковой структуры

© А.Н. Резник, Н.В. Востоков

Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: reznik@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 16 января 2023 г.

В окончательной редакции 2 марта 2023 г.

Принята к публикации 25 апреля 2023 г.

Методом микроволновой вольт-импедансной спектроскопии исследована полупроводниковая структура в виде легированной пленки  $n$ -GaAs, выращенная на проводящей подложке  $n^+$ -GaAs с буферным подслоем. На поверхности структуры сформирована система концентрических барьерных контактов. Разработана методика измерения спектра комплексного импеданса образца  $Z(f, U)$  как функции постоянного напряжения смещения  $U$ . Спектры  $Z(f, U)$  измерены при помощи зондовой станции Cascade Microtech в диапазоне 0.01–40 ГГц с латеральным разрешением 15–30 мкм при  $U = 0–10$  В. По спектрам определены основные электрофизические характеристики полупроводниковой пленки — тип, концентрация и подвижность свободных носителей заряда, удельная электропроводность. В диапазоне  $f = 0.1–20$  ГГц обнаружено избыточное сопротивление. Данный эффект интерпретирован как сопротивление перезарядки глубоких состояний (ловушек) двух типов — низкочастотных  $l$  и высокочастотных  $h$  с характерным временем  $\tau_l = 10^{-9}$  с,  $\tau_h = 4.2 \cdot 10^{-11}$  с. Предложено модельное описание, объясняющее характерную форму спектра сопротивления ловушек, его зависимость от площади контакта и напряжения  $U$ .

**Ключевые слова:** микроволновый диапазон, ближнее поле, импеданс, полупроводник, барьерный контакт, глубокие состояния, электрофизические характеристики.

DOI: 10.21883/FTP.2023.03.55629.4532

## 1. Введение

Ближнепольная микроволновая микроскопия (БММ) — эффективный инструмент исследования материалов и структур на микро- и наномасштабах [1–3]. Диагностика полупроводниковых материалов и структур в настоящее время рассматривается как одна из наиболее перспективных областей применения БММ [4]. Продемонстрирована возможность получения количественной информации о некоторых электрофизических характеристиках достаточно простых образцов. В частности, удается с приемлемой точностью определить удельную электропроводность объемно-однородного материала, либо слоиное сопротивление тонкопленочной структуры [5–14]. Вместе с тем набор основных электрических характеристик полупроводника, включающий в себя тип, концентрацию и подвижность свободных носителей заряда, даже на масштабах в несколько десятков микрон пока не поддается определению при помощи БММ классических конструкций. Существующие методы диагностики, как правило, используют ту или иную физическую модель, связывающую измеряемый электромагнитный отклик БММ с искомыми характеристиками исследуемого объекта. Подгоночные параметры моделей определяются из калибровочных измерений на эталонных образцах. Из-за сложной, зачастую не известной геометрической формы зонда БММ, точность соответствующих моделей оказывается недостаточной для решения многопараметрических обратных задач.

Переход к нанометровому разрешению сопряжен с дополнительными трудностями. Дело в том, что даже объемно-однородные полупроводники (в отличие от многих других материалов) на наномасштабах представляют собой сложно структурированные объекты. Взаимодействие с металлическим зондом и наличие поверхностных состояний приводят к тому, что у поверхности полупроводника возникает область, обедненная/обогащенная носителями заряда, толщина  $d$  которой обычно  $\sim 50–200$  нм [15]. В результате обратная задача становится многопараметрической уже в простейшем случае однородного материала. Кроме того, возникают проблемы с использованием диэлектриков и металлов в качестве эталонных образцов для калибровки. Применение в качестве эталонов полупроводниковых образцов также затруднительно, так как параметры возмущенного поверхностного слоя трудно контролируемы (кроме характеристик полупроводника, зависят также от материала, формы и высоты  $h \sim 10$  нм зонда над поверхностью).

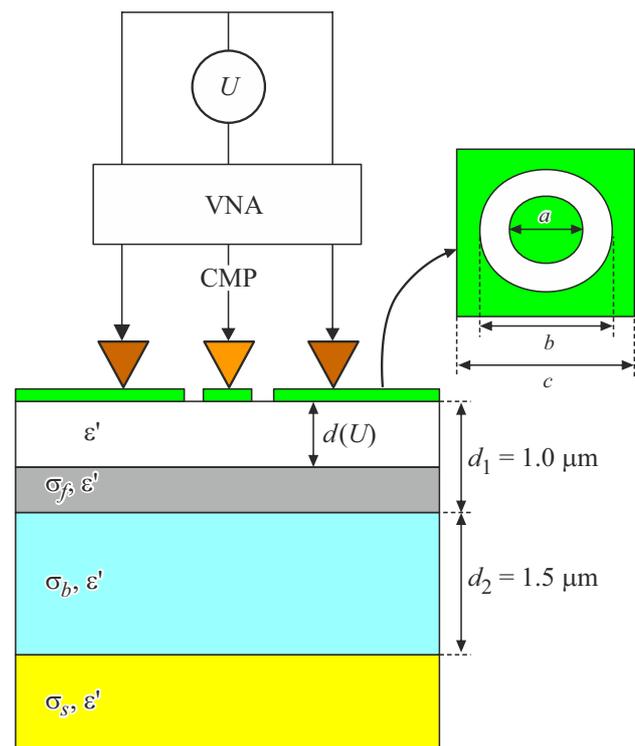
Сформулированная проблема может быть решена за счет кардинального изменения конструкции БММ. В наших работах [16,17] в качестве зонда использована антенна правильной концентрической формы, сформированная непосредственно на поверхности полупроводника. Диаметр центрального контакта антенны  $a$  определяет разрешающую способность. Между электродами антенны подводится постоянное напряжение  $U$ , позволяющее управлять толщиной  $d(U)$  обедненного приповерхностного слоя. Для микроволновых измерений элек-

тромагнитного отклика (частотного спектра импеданса  $Z(f, U)$  системы зонд-образец) применяется коммерческая зондовая станция. В рассматриваемой геометрии зависимость  $d(U)$  описывается классической теорией контакта Шоттки [15]. В такой системе предложенная в работе [6] модель зонда становится пригодной для решения по крайней мере трехпараметрической обратной задачи. Известные геометрические характеристики антенны (диаметр  $a$  и высота  $h = 0$ ) являются „истинными“ параметрами модели, вследствие чего не требуется выполнять дополнительные измерения подгоночных параметров. В некоторых случаях вместо более общей теории [6] могут быть использованы достаточно простые аналитические формулы, описывающие эквивалентную схему системы зонд-образец. В результате на примере монокристаллической подложки GaAs в работе [17] продемонстрирована возможность определения основных электрофизических характеристик полупроводника (тип носителей заряда, их концентрация  $n$  и подвижность  $\mu$ , электропроводность  $\sigma$ , барьерный изгиб зон  $U_c$ ) при  $a = 10\text{--}60$  мкм. Соответствующий способ диагностики, предложенный в работе [18], мы назвали микроволновой вольт-импедансной ( $Z\text{--}V$ ) спектроскопией. В данной работе  $Z\text{--}V$ -спектроскопия применена к исследованию более сложной пленочной структуры. Показана возможность определения электрических параметров полупроводниковой пленки в условиях, когда традиционный четырехзондовый метод (холловские измерения на постоянном токе в геометрии Ван-дер-Пау (ВДП)) не позволяет определить указанные параметры.

Другим результатом работы [17] (более детально изученным в статье [19]) стало исследование нетривиальных резистивных свойств контакта Шоттки. Обнаруженное в диапазоне частот  $f = 10\text{--}300$  МГц „избыточное“ сопротивление мы связали с перезарядкой присутствующих в полупроводнике глубоких состояний (ловушек). Стандартные способы исследования ловушек (адмиттансная спектроскопия и нестационарная спектроскопия глубоких уровней) производятся с проходом по температуре (часто от гелиевых) в области более низких частот и не обеспечивают локальность  $\sim 10$  мкм. Микроволновая  $Z\text{--}V$ -спектроскопия позволяет определить концентрацию ловушек при комнатной температуре с микронным разрешением. Выполненные в данной работе высокочастотные (до 67 ГГц) измерения позволили обнаружить в исследованном образце нетипичные состояния (предположительно ловушки) с экстремально быстрым ( $\sim 4 \cdot 10^{-11}$  с) временем перезарядки.

## 2. Методика измерений и исследованный образец

Исследовалась однородная в латеральной плоскости полупроводниковая структура, представлявшая собой легированные серой (S) пленку  $n\text{-GaAs}$  и подслой



**Рис. 1.** Схема измерений и исследуемая структура. VNA — векторный анализатор цепей. CMP — СМ зонд. На вставке — вид концентрической антенны сверху.

$n^+\text{-GaAs}$  толщиной  $d_1 = 1$  мкм и  $d_2 = 1.5$  мкм соответственно (см. рис. 1). Структура была выращена на проводящей подложке GaAs. Толщины слоев и концентрация  $N_S$  легирующей примеси были определены масс-спектрометрией вторичных ионов (ВИМС). Согласно этим данным, глубинный профиль концентрации  $S$  в относительных единицах имеет вид, показанный на рис. 2. Удельная электропроводность подложки  $\sigma_s = 500$  (Ом  $\cdot$  см) $^{-1}$  измерена методом ВДП. Поверх структуры была сформирована система концентрических барьерных контактов (антенная система). Каждый  $1.5 \times 1.5$  мм блок системы представлял собой решетку из девяти антенн. Одна из антенн блока схематически показана на рис. 1. Технология нанесения контактов описана в работе [17]. В микроволновых измерениях мы использовали две антенны A1, A2 с диаметром центрального контакта  $a = 14$  и  $27$  мкм. Внутренний диаметр внешнего контакта  $b = 57$  мкм (A1),  $68$  мкм (A2) при  $c = 0.5$  мм. Масштаб  $a$  определяет латеральную разрешающую способность  $Z\text{--}V$ -метода. Вопрос о разрешающей способности детально обсуждается в конце разд. 3. В полупроводниковой пленке в приконтактной области металл-полупроводник формируется плоский обедненный слой толщины  $d(U)$  ( $d \ll a$ ), где  $U$  — постоянное напряжение, приложенное между центральным и внешним контактами антенны.

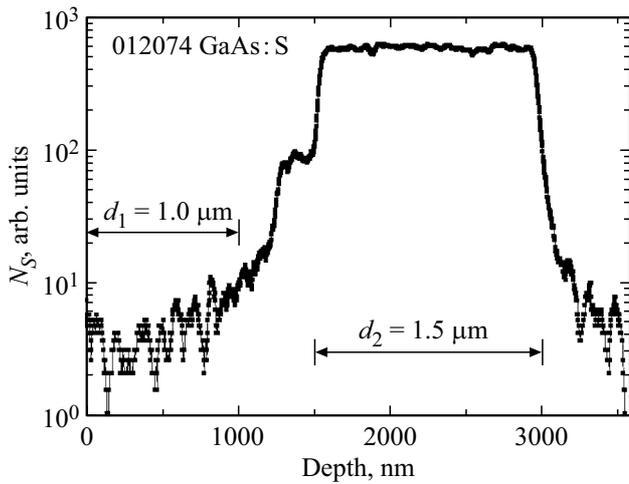


Рис. 2. Профиль концентрации примеси (S) по данным ВИМС.

Измерялся спектр комплексного коэффициента отражения  $\Gamma(f, U)$  структуры, для чего использовалась коммерческая зондовая станция Cascade Microtech (СМ). Зонд СМ в виде симметричной копланарной линии с коаксиальным переходом подключался к векторному анализатору цепей (ВАЦ) Agilent E8361 А и приводился в контакт с одной из антенн структуры в центральной части образца (см. рис. 1). Предварительно осуществлялась однопортовая калибровка ВАЦ при помощи стандартного электронного устройства, подключенного к коаксиальному кабелю, который использовался для соединения ВАЦ с СМ зондом. Напряжение  $U = 0, 1, 2, \dots, 10$  В подавалось от внешнего источника через развязанную с микроволновым трактом цепь. Микроволновые измерения выполнялись в диапазоне частот  $f = 0.01\text{--}67$  ГГц (1600 точек в логарифмическом масштабе). Отметим, что измерительная система позволяет осуществлять диагностику в разных точках поверхности структуры, переходя от блока к блоку антенной системы, как это сделано в работе [16]. В данной работе мы имели дело с латерально однородной структурой, поэтому измерения производились в одном антенном блоке.

Из измерений спектра  $\Gamma(f, U)$  определялся спектр комплексного импеданса системы СМ зонд — исследуемый образец  $Z(f, U) = R(f, U) - iX(f, U)$ . Методика измерений состояла в следующем. СМ зонд моделировался однородной двухпроводной линией длины  $l$  с волновым импедансом  $Z_{CM}$  и волновым вектором  $k_{CM} = (2\pi f \sqrt{\epsilon'_l}/c)(1 + i\delta)$ , где  $c$  — скорость света,  $\epsilon'_l$  — диэлектрическая проницаемость линии. Полагаем  $Z_{CM} = Z_0 = 50$  Ом, где  $Z_0$  — импеданс коаксиального кабеля, соединяющего СМ зонд с ВАЦ. Электродинамика моделирующей СМ зонд линии полностью характеризуется двумя параметрами — электрической длиной  $l_e = \sqrt{\epsilon'_l}l$  и затуханием  $\delta$ . Указанные параметры определялись в процессе калибровочных измерений в отсутствие контакта СМ зонда с исследуемым образцом

(режим Air). Длина  $l_e$  определена по измерению спектра фазы  $\varphi(f)$  коэффициента  $\Gamma(f)$  в режиме Air. Для разомкнутой линии фиксируемая ВАЦ фаза определяется как  $\varphi(f) = (4\pi f/c)l_e$ . Тогда измеряемая в сантиметрах длина  $l_e(f) = \Delta\varphi(f)/(24\Delta f)$ , где  $\Delta f = f_2 - f_1$ ,  $\Delta\varphi = \varphi(f_2) - \varphi(f_1)$  — разность фаз в градусах по измерениям на двух частотах  $f_{1,2}$  в ГГц, причем  $\Delta f \ll f = (f_1 + f_2)/2$ . Спектр  $l_e(f)$  показан на рис. 3, а. Можно видеть, что длина  $l_e$  не зависит от  $f$ , а среднее во всем спектральном интервале значение  $l_e = 3.02$  см. В диапазоне  $f < 20$  ГГц фаза измеряется достаточно точно, так что точность определения  $l_e$  оказывается не хуже нескольких процентов. На более высоких частотах в использованном режиме работы ВАЦ точность измерений спектра  $\varphi(f)$  падает. В результате получаем скачки  $l_e$  от точки к точке, достигающие 50–100% (от 1.5 до 4.5 см) при  $f > 60$  ГГц (см. рис. 3, а). В связи с этим спектр  $Z(f)$  определялся в более узком диапазоне  $f \leq 40$  ГГц, где с приемлемой точностью величина  $l_e$  полагалась равной среднему значению. Как станет ясно из дальнейшего, указанное ограничение диапазона не препятствует решению поставленных в данной работе задач.

Следующий этап калибровки состоял в определении спектра коэффициента потерь  $\delta(f)$  в моделирующей СМ зонд линии. С этой целью использовались следующие соотношения для коэффициента отражения  $\Gamma$ :

$$\Gamma(f, \delta) = \frac{Z_{in}(f, \delta) - Z_0}{Z_{in}(f, \delta) + Z_0}, \quad (1)$$

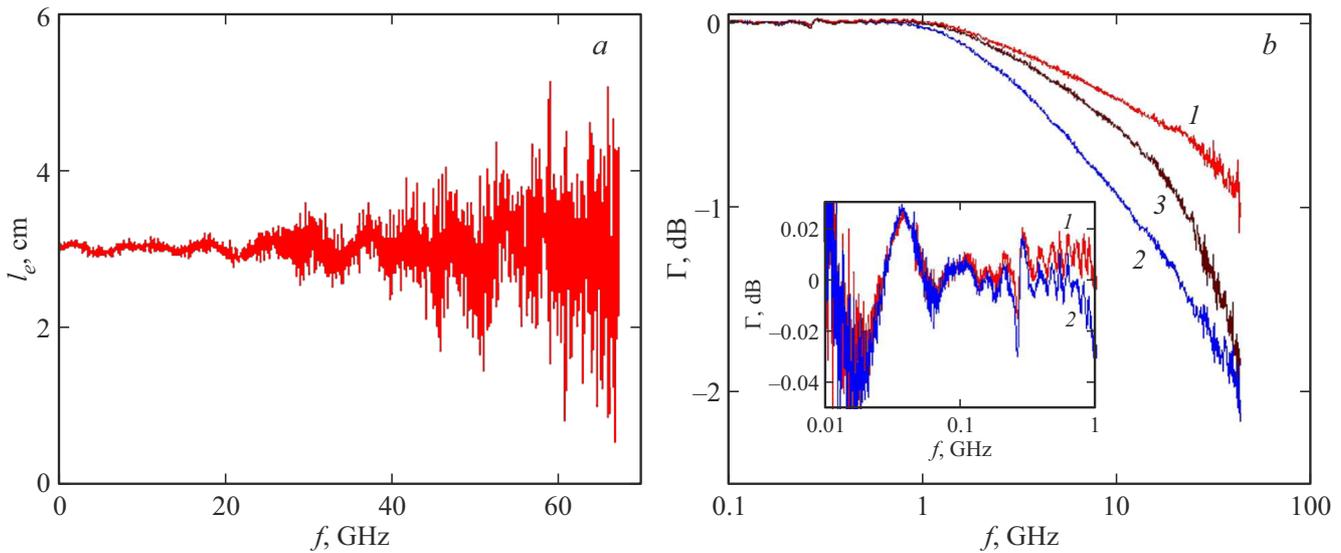
$$Z_{in}(f, \delta) = Z_{CM} \frac{Z + iZ_{CM} \operatorname{tg}(k_{CM}(f, \delta)l)}{iZ \operatorname{tg}(k_{CM}(f, \delta)l) + Z_{CM}}, \quad (2)$$

где  $k_{CM}l = (2\pi f l_e/c)(1 + i\delta)$ . В формуле (2) в режиме Air импеданс нагрузки линии  $Z = -i\infty$ . Спектр  $\delta(f)$  находился путем решения уравнения:

$$|\Gamma_e(f)| = |\Gamma(f, \delta)|, \quad (3)$$

в левой части которого находится экспериментальный спектр коэффициента отражения, полученный в процессе калибровки (кривая 1 на рис. 3, б), в правой части — спектр, рассчитываемый по формулам (1), (2). Таким образом, в результате калибровки были определены необходимые для измерения  $Z$  параметры линии — длина  $l_e$  и спектр  $\delta(f)$ .

Полученные далее спектры  $R(f)$  достоверны в диапазоне  $f > 0.1$  ГГц, так как здесь коэффициент отражения на образце  $|\Gamma_s(f)| < |\Gamma_{air}(f)|$ , что можно видеть из рис. 3, б и на вставке к этому рисунку. Указанное неравенство означает, что при контакте зонда с образцом возникают дополнительные потери, связанные с тем, что импеданс нагрузки в формуле (2) содержит действительную часть  $\operatorname{Re}(Z) = R \neq 0$ . Учитывая вышесказанное, диапазон частот, в котором определялись спектры  $R(f, U)$ , сужен до  $0.1 \text{ ГГц} < f < 40 \text{ ГГц}$ .



**Рис. 3.** *a* — спектр электрической длины СВ зонда по измерениям в режиме Air. *b* — спектр коэффициента отражения  $|\Gamma(f)|$  СВ зонда: 1 — Air; 2,3 — антенна A2 при  $U = 0, 10$  В соответственно. На вставке — низкочастотная часть спектра  $|\Gamma(f)|$ : 1 — Air, 2 — антенна A2 при  $U = 0$ .

Для определения спектра импеданса  $Z(f, U)$  измерялся спектр  $\Gamma_e(f, U)$  в контакте СВ зонда с антеннами A1, A2 на поверхности образца. Спектры  $X(f, U)$ ,  $R(f, U)$  для каждого значения  $U$  получены из решения системы уравнений:

$$\Delta\varphi_e(f, U) = \Delta\varphi_t(f, X, R), \quad (4a)$$

$$|\Gamma_e(f, U)| = |\Gamma_t(f, X, R)|. \quad (4б)$$

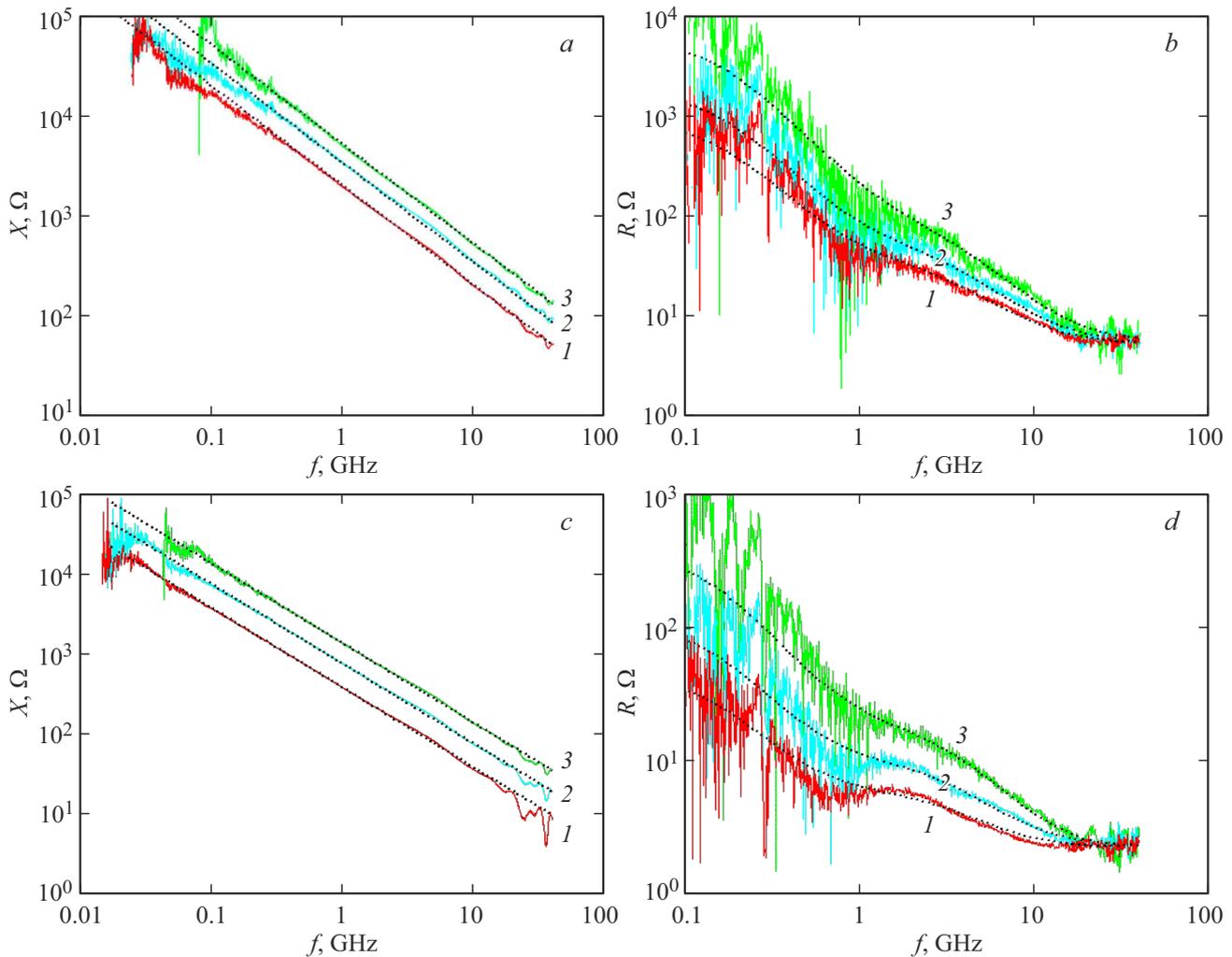
Фаза коэффициента отражения в градусах рассчитывается, как

$$\varphi_t(f, X, R) = \arctg \left[ \frac{\text{Im}(\Gamma_t(f, X, R))}{\text{Re}(\Gamma_t(f, X, R))} \right] \frac{180}{\pi}. \quad (5)$$

Теоретический спектр  $\Gamma_t(f)$  в (4), (5) вычислялся по формулам (1), (2), где импеданс образца представляет собой искомую функцию  $Z(f, U) = R(f, U) - iX(f, U)$ , а параметры линии  $l_e, \delta$  определены в процессе калибровки. Экспериментальный и рассчитанный сдвиг фазы на образце в (4a) берутся относительно калибровочных значений для каждой частоты  $f$ . При этом для  $\Delta\varphi_e$  берется разница экспериментальных спектров на образце и в режиме Air —  $\Delta\varphi_e = \varphi_e^s - \varphi_e^{\text{Air}}$ . В расчетах функции  $\Delta\varphi_t(f, X, R)$  (правая часть уравнения (4a)) в качестве калибровочного значения фазы коэффициента  $\Gamma_t$  в (1), (2) принимается функция  $\varphi_t^{\text{Air}}(f, X = -i\infty, R = 0)$ .

Решение системы уравнений (4) относительно параметров  $X, R$  производилось при помощи подпрограммы Given-Find( $X, R$ ) коммерческого пакета Mathcad, с чем связаны некоторые технические проблемы. Дело в том, что измеряемая ВАЦ фаза фиксируется в диапазоне

$-180 < \varphi_e < +180^\circ$ , а расчет фазы по формуле (5) дает  $-90 < \varphi_t < +90^\circ$ . Как результат, в спектрах  $\varphi_{e,t}(f)$  наблюдаются скачки при переходе граничных значений, вследствие чего разности фаз  $\Delta\varphi_{e,t}$  в некоторых случаях вычисляются неверно. Проблема достаточно легко устраняется программным путем для экспериментальных спектров  $\varphi_e^s(f)$ ,  $\varphi_e^{\text{Air}}(f)$  и в теоретическом спектре  $\varphi_t^{\text{Air}}(f)$ , после чего соответствующие функции становятся непрерывными во всем диапазоне  $f$ . Для функции  $\varphi_t^s(f, X, R)$ , вычисляемой внутри подпрограммы Given-Find, скачки фазы не устраняются, из-за чего система уравнений (4) не имеет решения во всем рассматриваемом диапазоне частот. Выход состоит в том, чтобы разбить диапазон  $f$  на  $m_{\text{max}}$  отдельных секторов длиной  $\Delta f_m \approx 2.4$  ГГц, в которых функция  $\varphi_t^s(f, X, R)$  непрерывна. В каждом  $m$ -м интервале получаем разное число дискретных отсчетов  $M_m$  в логарифмическом масштабе частот. При переходе от сектора к сектору в правую часть уравнения (4a) добавляется число  $180m$  ( $m = 1, 2, \dots, m_{\text{max}}$ ). Для каждого вычисляемого спектра границы секторов подбираются эмпирически из условия существования решения во всем секторе. Для получения окончательных спектров  $X(f, U)$ ,  $R(f, U)$  все сектора сшиваются. С увеличением частоты  $f$  число  $M_m$  уменьшается. Например, для антенны A2 при  $U = 0$  в диапазоне  $0.01 \text{ ГГц} < f < 40 \text{ ГГц}$  имеем  $m_{\text{max}} = 17$ , причем  $M_1 = 996, \dots, M_5 = 40, \dots, M_{16} = 12 \dots$ . Таким образом, процесс получения спектров  $Z(f, U)$  оказывается довольно трудоемким, а сделанное ограничение диапазона максимальной частотой  $f = 40$  ГГц является еще одним аргументом с точки зрения сокращения временных затрат на обработку экспериментальных данных.



**Рис. 4.** Спектр реактанса (a, c) и сопротивления (b, d) антенн A1 (a, b), A2 (c, d) при  $U = 0$  (1), 2 (2), 10 В (3). Сплошные линии — экспериментальные данные, штриховые линии — результаты расчета.

### 3. Спектры импеданса

Восстановленные спектры реактанса  $X(f)$  и сопротивления  $R(f)$  зонда, находящегося в контакте с образцом, показаны на рис. 4 для антенн A1, A2 при  $U = 0, 2, 10$  В. Спектр реактанса  $X(f, U)$  связан с толщиной обедненного слоя  $d(U)$  соотношением (обоснование см. в разд. 4):

$$X(f, U) = \frac{1}{2\pi f C_d(U)}, \quad (6)$$

где емкость

$$C_d(U) = \frac{\epsilon' \epsilon_0 S_a}{d(U)}, \quad (7)$$

$\epsilon_0$  — электрическая постоянная вакуума,  $\epsilon' = 12.9$  — диэлектрическая проницаемость GaAs. Формулы (6), (7) позволяют определить зависимость  $d(U)$  из измерений спектра  $X(f, U)$ . Соответствующие результаты для антенн A1, A2 показаны на рис. 5 в нормированных переменных  $u = 1 + U/U_c$ ,  $v = (d/d_0)^2$ . Полученная функция  $d(U)$  соответствует следующим значениям параметров:

$d_0 = 175$  нм,  $U_c = 0.885$  В, для которых экспериментальные точки на рис. 5 с наименьшими квадратичными отклонениями ложатся на прямую  $v = u$ , что соответствует классической теории обеднения [15] (приближение полного обеднения). Тип свободных носителей заряда в пленке определяется знаком напряжения смещения на центральном электроде антенны. В нашем случае функция  $d(U)$  растет с ростом  $U$  при отрицательном смещении, что соответствует носителям  $n$ -типа. При  $U \leq 10$  В максимальное значение  $d$  не превысило 600 нм, что меньше толщины пленки  $d_1$ . В результате оказалось возможным определить концентрацию электронов в пленке  $n_f$ , но не в буферном слое и подложке. В соответствии с теорией обеднения имеем  $n_f = 2\epsilon' \epsilon_0 U_c / (ed_0^2) = 4.1 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ , где  $e$  — заряд электрона. Теоретические спектры реактанса на рис. 4, a и c рассчитаны по формулам (6), (7) с учетом полученной зависимости  $d(U)$ . Можно констатировать хорошее соответствие экспериментальных и теоретических спектров  $X(f, U)$ .

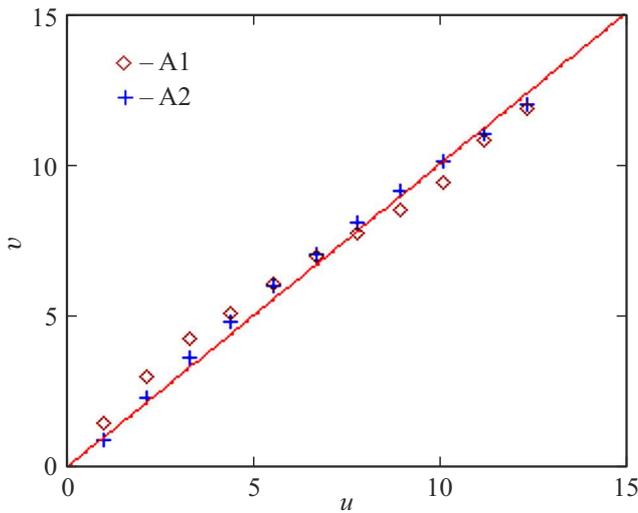


Рис. 5. Зависимость  $d(U)$  в нормированных переменных для антенн A1 и A2. Значки — экспериментальные данные, сплошная линия — функция  $v = u$ .

Спектры  $R(f, U) = \text{Re}(Z(f, U))$ , показанные на рис. 4,  $b$  и  $d$ , демонстрируют избыточное сопротивление в диапазоне 0.1–20 ГГц, также обнаруженное нами в работе [17] и исследованное в [19] для монокристаллической подложки GaAs. Если, как и в работе [19], предположить, что это сопротивление обусловлено перезарядкой глубоких состояний (ловушек), то в рассматриваемом образце присутствуют ловушки двух типов — низкочастотные ( $l$ ) и высокочастотные ( $h$ ) с характерным временем перезарядки  $\tau_l \gg \tau_h$ . В следующем разделе показано, что спектр  $R(f, U)$  может быть представлен в виде

$$R(f, U) = R_l(f, U) + R_h(f, U) + r(f). \quad (8)$$

В формуле (8) сопротивление обедненного слоя  $R_l + R_h$ , связанное с перезарядкой  $h$ - и  $l$ -ловушек, определяет вышеназванное избыточное сопротивление, которое не учитывается элементарной теорией контакта Шоттки [20]. Сопротивление ловушек определенного типа  $t \rightarrow l, h$  описывается формулой, вывод которой также дан в следующем разделе:

$$R_t(\omega, U) = R_s^t \chi_t(U) \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_t^2}, \quad (9)$$

где  $\omega = 2\pi f$ ,  $R_s^t$  — сопротивление насыщения ( $R_t(\omega, U=0) \rightarrow R_s^t$  при  $\omega \tau_t \ll 1$ ),  $R_s^t S_a = \rho_t = (\tau_t / c_0)(n_t / n_f)$ ,  $c_0 = \varepsilon_0 \varepsilon' / d_0 = 6.5 \cdot 10^{-4} \text{ Ф/м}^2$ ,  $S_a = \pi a^2 / 4$  — площадь центрального контакта антенны,  $n_t$  — концентрация носителей заряда ловушек. Функция

$$\chi_t(U) = \sqrt{1 + U/U_c} \quad (10)$$

характеризует зависимость сопротивления  $R_t$  от напряжения  $U$ . Задача модельного описания сопротивления

ловушек сводится к нахождению по экспериментальным данным параметров  $\tau_t, \rho_t$ , по которым определяется концентрация  $n_t$ . Сопротивление  $r(f)$  в формуле (8) обусловлено невозмущенной областью полупроводниковой структуры и складывается из трех компонент — сопротивления  $r_f$  части полупроводниковой пленки, расположенной под обедненным слоем, буферного слоя  $r_b$  и подложки  $r_s$ , т. е.

$$r(f, U) = r_f(U) + r_b + r_s(f). \quad (11)$$

При соотношении толщин пленки и буферного слоя  $d_{1,2} \ll a$  микроволновый ток протекает ортогонально соответствующим слоям исследуемой структуры. В таком случае имеем

$$r_f(U) = \frac{d_1 - d(U)}{\sigma_f S_a}, \quad (12a)$$

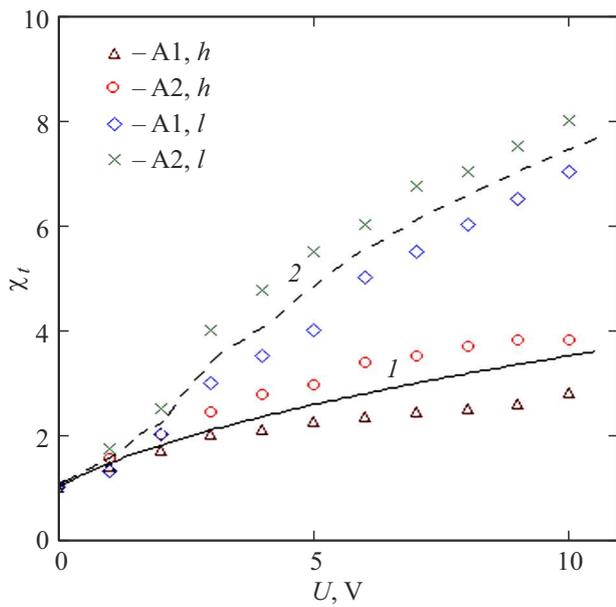
$$r_b = \frac{d_2}{\sigma_b S_a}, \quad (12b)$$

где  $\sigma_f, \sigma_s$  — проводимость пленки и буферного слоя,  $d(U) < d_1$ . Толщина подложки  $d_s = 0.35$  мм находится с диаметром антенн в обратном соотношении  $d_s \gg a$ , вследствие чего растекание тока в подложке имеет трехмерную структуру. В этих условиях сопротивление подложки будем характеризовать соотношением [21]

$$r_s(f) = \frac{1}{2\pi} \left[ \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\sigma_s}} \ln\left(\frac{b}{a}\right) + \frac{2}{\sigma_s a} \arctg\left(\frac{b}{a}\right) \right], \quad (13)$$

где  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума. Учитывая полученное в дальнейших исследованиях значение  $\sigma_f$ , соотношение концентраций легирующей примеси в пленке и буферном слое  $N_b/N_f \sim 10^2$  (см. рис. 2), проводимость подложки  $\sigma_s = 500$  (Ом·см) $^{-1}$ , найденную из данных ВДП измерений, приходим к иерархии сопротивлений  $r_f \gg r_s \gg r_b$ . В этой ситуации будем пренебрегать вкладом сопротивления буферного слоя в (11).

Принимая во внимание асимптотику спектра сопротивления ловушек (9)  $R_t(f) \sim (\omega \tau_t)^{-2}$  при  $\omega \tau_t \gg 1$  и насыщение этих функций при  $\omega \tau_t \ll 1$ , можно заключить, что каждое слагаемое формулы (8) доминирует в различных частотных областях — 0.1–1; 1–10; 10–40 ГГц для  $R_l, R_h, r$  соответственно (см. рис. 4,  $b$  и  $d$ ). Это позволяет оценить параметры функции (9) для  $l$ - и  $h$ -ловушек, не прибегая к решению многопараметрической обратной задачи. Имеем средние по всем данным значения параметров функции (9) для  $l$ - и  $h$ -ловушек:  $\tau_l = 10^{-9}$  с,  $\rho_l = 8 \cdot 10^{-4}$  Ом·см $^2$ ,  $n_l/n_f = 5.2 \cdot 10^{-2}$ ;  $\tau_h = 4.2 \cdot 10^{-11}$  с,  $\rho_h = 3.1 \cdot 10^{-5}$  Ом·см $^2$ ,  $n_h/n_f = 4.8 \cdot 10^{-2}$ . Отметим, что параметры  $l$ -ловушек могут быть оценены лишь по порядку величины, так как в полученных спектрах  $R(f)$  нет достоверных данных о сопротивлении в диапазоне  $f < 0.1$  ГГц, а на частотах 0.1–1 ГГц, где  $l$ -ловушки дают доминирующий вклад в сопротивление, спектры  $R(f)$  на рис. 4,  $b, d$  сильно зашумлены. Причины повышенных шумов детально разобраны в работе [19], где также разработан метод резонансной



**Рис. 6.** Зависимость сопротивления  $l$ -,  $h$ -ловушек от напряжения  $U$  по измерениям антенн A1, A2 — значки. Кривая 1 — расчет по формуле (10), 2 — эмпирическая функция.

спектроскопии, позволяющий снизить эти шумы. Измерения этим методом дадут необходимые данные для более точного определения указанных параметров.

Функция  $\chi_l(U)$  показана на рис. 6 вместе с экспериментальными данными для  $l$ -,  $h$ -ловушек. Можно видеть, что формула (10) удовлетворительно описывает экспериментальные зависимости для  $h$ -ловушек, в то время как для  $l$ -ловушек имеет место существенное расхождение этой формулы с экспериментом. Указанное несоответствие может объясняться отмеченной выше неточностью измерения спектров  $R_l(f, U)$ . Другая причина может быть связана с неоднородностью глубинного профиля концентрации  $n_l(z)$ . Очевидно, что рост  $n_l$  с глубиной приведет к более крутой зависимости  $\chi_l(U)$  по сравнению с функцией (10). В этом случае полученная оценка  $n_l$  соответствует глубине  $z = d_0 = 175$  нм. На глубине  $z = d(U = 10 \text{ В}) \approx 600$  нм концентрация  $n_l$  может возрастать в  $\sim 2$  раза.

В области высоких частот  $f > 10$  ГГц сопротивление исследуемой структуры определяется главным образом невозмущенной областью полупроводника и подложкой  $r(f, U) = r_f(U) + r_s(f)$ , где сопротивления  $r_{f,s}$  рассчитываются по формулам (12а), (13). Тем не менее сопротивление  $R_h(f, U)$ , описываемое формулой (9) при полученных выше параметрах  $h$ -ловушек, вносит заметный вклад в спектр  $R(f, U)$  на этих частотах, что можно видеть из рис. 4, *b, d*. Для найденной из ВДП измерений проводимости подложки  $\sigma_s = 500$  (Ом · см)<sup>-1</sup>, получим среднее по всем спектрам значение проводимости полупроводниковой пленки  $\sigma_f = 8.1 \pm 1.1$  (Ом · см)<sup>-1</sup>. Учитывая определенное выше значение  $n_f$ , найдем подвижность электронов в полупроводниковой пленке

$\mu_f = \sigma_f / (en_f) = 1.2 \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>/(В · с). Отметим, что из-за соотношения  $r_f \gg r_s(f)$  частотная зависимость сопротивления  $r(f)$  в (11) выражена довольно слабо, несмотря на то что глубина скин-слоя в подложке  $\delta_{sk} = (2/(\omega\sigma_s\mu_0))^{1/2} \sim a$  в диапазоне  $f = 20\text{--}40$  ГГц, из-за чего первое слагаемое формулы (12) по порядку величины соответствует второму. В результате при  $f > 20$  ГГц имеем  $R(f) \approx \text{const}$ , а зависимость  $R(f)$  при  $f < 10$  ГГц определяется сопротивлением ловушек  $R_{l,h}(f, U)$ .

Обратим внимание на тот факт, что ВДП диагностика исследуемой структуры не позволяет определить электрофизические параметры пленки из-за шунтирующего действия подложки. Действительно, в четырехзондовых ВДП измерениях на постоянном токе имеет место параллельное соединение сопротивлений подложки  $R_s$  и пленки  $r_f$ , в результате чего при  $d_s = 0.35$  мм полное сопротивление  $R \approx R_s \approx 1/(\sigma_s d_s) \ll r_f$ . В нашей геометрии микроволновой  $Z$ - $V$ -спектроскопии реализуется обратная ситуация — последовательное соединение сопротивлений  $r_f$  и  $r_s$ , при котором получаем  $r \approx r_f \gg r_s$ , что и позволило нам определить проводимость  $\sigma_f$  полупроводниковой пленки. Серьезный фактор, затрудняющий определение сопротивления  $r$  невозмущенной области образца, обусловлен высокочастотными ловушками. Присутствие таких ловушек и связанного с ними избыточного сопротивления  $R_h$  на высоких частотах ( $f > 3$  ГГц) принципиально отличает данный образец от исследованной ранее подложки GaAs [17,19]. Тем не менее нам удалось выделить сопротивление  $r$  за счет введения модельной функции (9), описывающей сопротивление ловушек  $R_h(f, U)$ . Это позволило получить вполне разумные значения параметров  $\sigma_f, \mu_f$  в указанных сложных условиях.

Результаты расчета спектров сопротивления  $R(f, U)$  по формулам (8)–(13) для антенн A1, A2 с использованием приведенных выше параметров модели показаны на рис. 4, *b, d* штриховыми линиями. При расчете спектра  $R_h(f, U)$  (9) использована функция  $\chi_l(U)$  (10) (кривая 1 на рис. 6), для спектра  $R_l(f, U)$  — эмпирическая функция (кривая 2 на рис. 6). Можно констатировать удовлетворительное согласие расчетов с экспериментальными данными. Функция (9) достаточно хорошо описывает форму частотных спектров  $R_{l,h}(f)$ , а также их зависимость от диаметра  $a$  антенн при  $U = 0$ . Принимая во внимание выполненный в следующем разделе анализ литературных данных, а также имеющиеся расхождения с экспериментом для зависимости спектров  $R_l(f)$  от напряжения  $U$ , функция  $\chi_l(U)$  требует более тщательного исследования. В целом полученные данные свидетельствуют в пользу предложенной интерпретации наблюдаемого избыточного сопротивления, как дополнительные микроволновые потери на перезарядку ловушек.

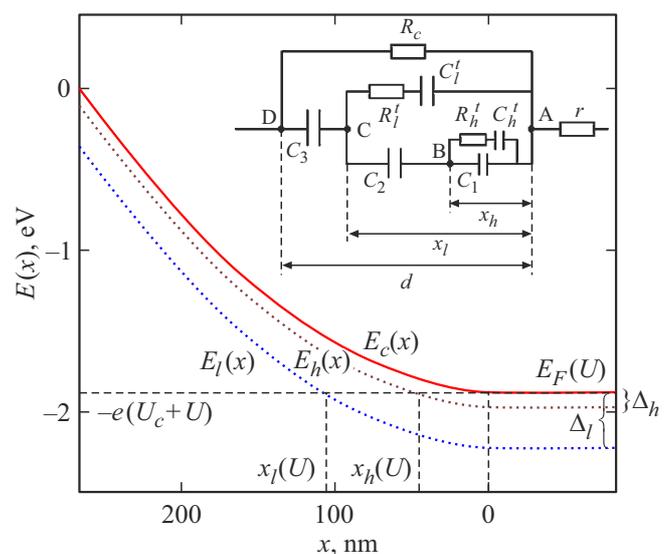
Рассмотрим более детально вопрос о латеральной разрешающей способности  $Z$ - $V$ -метода. В работе [6]

построена квазистатическая модель импеданса коаксиальной антенны, учитывающая как внутренний  $a$ , так и внешние  $b, c$  масштабы на рис. 1. Предполагалось, что сторонние источники сосредоточены только на металлических поверхностях антенны, а вне этих поверхностей отсутствуют. Расчет по модели показал, что для структуры с полученными значениями параметров влияние внешнего контакта на импеданс антенны не превышает нескольких процентов. Эквивалентная схема системы зонд-образец, учитывающая внешний контакт, приведена в работе [16]. В силу соотношения площадей центрального и внешнего контактов  $S_a \ll S_{bc}$  можно полагать импеданс внешней цепи этой схемы  $Z_{bc} \rightarrow 0$  (короткое замыкание). Указанные обстоятельства нашли отражение в соотношениях (7), (9), (12), согласно которым компоненты импеданса антенны определяются только диаметром центрального контакта  $a$ . Сказанное означает, что на глубинах зондирования  $z \leq d_1$  разрешение равно диаметру  $a$  (см. также [16]). Следует заметить, что этот вывод относится только к глубинам  $z \ll a$ . Потенциально  $Z-V$ -метод работает и на больших глубинах  $z \sim a$ . В нашем случае соответствующая диагностика позволила бы определить проводимость подложки  $\sigma_s$ . Однако для исследуемого образца из-за приведенного выше соотношения  $r_s \ll r_f$  точность такой диагностики оказалась низкой. Решение обратной задачи относительно  $\sigma_s$  по разным наборам экспериментальных данных, полученных для различных частот  $f$ , напряжений  $U$  и диаметров  $a$ , демонстрировали вариации значений  $\sigma_s$  более 50% относительно величины, найденной из ВДП измерений. В этой связи мы ограничились решением более узкой задачи определения электрических параметров пленки, используя для  $\sigma_s$  данные ВДП. Сказанное не снимает вопрос об оценке разрешения на глубинах  $z \sim a$ , которое, очевидно, ухудшается с ростом  $z$ . Последнее можно видеть из формулы (13), согласно которой влияние внешнего масштаба антенны  $b$  на сопротивление  $r_s$  оказывается довольно заметным. Разрешающая способность ближнепольных микроскопов исследовалась в работах [12, 22–25]. Показано, что разрешение определяется эффективным диаметром апертуры зонда  $a$ . Наиболее последовательный анализ латерального разрешения зонда производится путем сканирования искусственного контрастного объекта, встроенного в исследуемую среду. При этом линейный размер объекта  $\rho_0 \ll a$ , но контраст его диэлектрической проницаемости должен обеспечивать заметное для микроскопа (спектрометра) изменение импеданса зонда. В нашей реализации  $Z-V$ -метода сканирование образца не производится, что практически исключает возможность соответствующего экспериментального исследования. Теоретический анализ проблемы возможен на основе решения задачи дифракции квазистатического поля зонда на трехмерном объекте. Для некоторой модели зонда микроскопа и объекта сферической формы подобное решение получено в работе [26]. Рассчитана область чувствительности зонда в плоскости, расположенной

на расстоянии  $z$  от апертуры. Площадь этой области растет с увеличением  $z$  и при  $z \sim a$  может в 2–3 раза превышать площадь апертуры  $S_a$  в зависимости от проницаемости  $\epsilon$  среды, в которую встроен сферический объект. Аналогичный анализ может быть выполнен для рассматриваемых здесь коаксиальной антенны и многослойной среды, что требует отдельного исследования.

#### 4. Глубокие состояния

Формулы (6), (8), (9) для импеданса структуры с барьерным контактом, содержащим ловушки, требуют пояснения. Исследованиям подобных структур посвящено большое количество работ, начиная с 50-х годов. В работах [27–30] получены простые аналитические выражения для импеданса, основанные на ряде достаточно общих упрощающих приближений. Выполним анализ, базируясь на результатах работы [28], где предложена эквивалентная схема структуры с произвольным количеством глубоких состояний. Энергетическая диаграмма для рассматриваемого случая с двумя состояниями показана на рис. 7. Расчет энергии дна зоны проводимости  $E_c(x)$  выполнен при  $U = 1$  В в приближении полного обеднения [15], когда  $d = d_0\sqrt{1 + U/U_c}$ . Предполагалось, что в квазинейтральной области  $x < 0$  все атомы легирующей примеси ионизованы, а глубокие уровни полностью заполнены. В обедненной области  $0 < x < d$  на плоскостях  $x = x_{l,h}$  энергия глубоких состояний  $E_t(x)$  сравнивается с энергией Ферми  $E_F$ . В отсутствие переменного поля соответствующие глубокие уровни опустошены при  $x_{l,h} < x < d$  и заполнены при  $x < x_{l,h}$ . В квазинейтральной области глубина уровня ловушек  $\Delta_{l,h} \gg E_c - E_F$  и в масштабе рис. 7 при  $x < 0$  имеем  $E_c \approx E_F$ .



**Рис. 7.** Диаграмма энергетических уровней. Штриховые линии — уровни энергии глубоких состояний. На вставке — эквивалентная схема структуры согласно [28].

Под действием переменного напряжения уровень Ферми колеблется. При этом в узкой области ( $\sim 10$  нм) вблизи координаты плоскостей  $x = x_{l,h}$  происходит перезарядка ловушек, из-за чего изменяется комплексный импеданс всей системы. На эквивалентной схеме (см. вставку на рис. 7) указанный эффект описывается дополнительными импедансами  $Z_{l,h}^t = R_{l,h}^t - i/\omega C_{l,h}^t$  (последовательное соединение соответствующих емкостей и сопротивлений), причем характерное время перезарядки  $\tau_{l,h} = R_{l,h}^t C_{l,h}^t$ . Элементы схемы выражаются как

$$C_{h,l}^t = \tau_{l,h}/R_{h,l}^t = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon' n_{l,h}}{x_{l,h} n_f},$$

где  $n_{l,h}$  — концентрация носителей на соответствующем глубоком уровне. Емкости  $C_{1-3}$  описывают ток смещения в обедненной области, т.е.  $C_1 = \varepsilon_0 \varepsilon' / x_h$ ,  $C_2 = \varepsilon_0 \varepsilon' / (x_l - x_h)$ ,  $C_3 = \varepsilon_0 \varepsilon' / (d - x_l)$ . Здесь и далее рассматриваем емкости и сопротивления на единицу площади контакта, т.е. в окончательные выражения для элементов эквивалентной схемы следует ввести площадь  $S_a$ . В схеме на рис. 7 мы учли сопротивление контакта Шоттки на постоянном токе  $R_c$ , которое отсутствует в [27–30]. Для исследованной структуры из соответствующих измерений при  $f = 0$  получено  $R_c = 3 \cdot 10^3$  Ом·см<sup>2</sup>. Используя эквивалентную схему контакта, нетрудно показать, что сопротивление  $R_c$  следует учитывать при  $f < 1$  МГц, т.е. на частотах, намного более низких по сравнению с минимальной частотой  $f = 0.1$  ГГц для измеряемого в данной работе спектра  $R(f)$ . В рассматриваемом диапазоне частот можно полагать  $R_c \rightarrow \infty$ . Вместе с тем для более низких частот, на которых исследуются ловушки с большим временем перезарядки  $\tau$ , сопротивление  $R_c$  часто маскирует вклад ловушек в общее сопротивление структуры с барьерным контактом.

Импеданс структуры между точками А и В на рис. 7 выражается как

$$Z_{AB} = R_{AB} - i \frac{1}{\omega C_{AB}}, \quad (14)$$

где

$$R_{AB} = \frac{R_h^t (C_h^t)^2 / (C_\infty^{AB})^2}{(1 + C_h^t / C_\infty^{AB})^2 (1 + \omega^2 \tau_{AB}^2)}, \quad (15a)$$

$$C_{AB} = C_\infty^{AB} \frac{1 + \omega^2 \tau_{AB}^2}{(C_\infty^{AB} / C_0^{AB}) + \omega^2 \tau_{AB}^2}. \quad (15b)$$

Здесь  $C_\infty^{AB} = C_1$ ,  $C_0^{AB} = C_\infty^{AB} + C_h^t$ ,  $\tau_{AB} = \tau_h / (1 + C_h / C_\infty^{AB})$ . Согласно (15b) изменение емкости  $C_{AB}(\omega)$  под влиянием перезарядки  $h$ -ловушек происходит между значениями  $C_{AB}(\omega \rightarrow 0) = C_0^{AB}$  и  $C_{AB}(\omega \rightarrow \infty) = C_\infty^{AB}$  на величину  $C_h^t$ . Поскольку в выполненных измерениях спектров  $X(f)$  мы не наблюдали указанный переход (см. рис. 4, а и с), следует предположить, что  $C_h^t \ll C_1$  или  $n_h/n_f \ll 1$ . В таком случае получим  $\tau_{AB} = \tau_h$ ,

$C_{AB} = C_1$ . Учтем, что в приближении полного обеднения  $x_h = d_0 \sqrt{\frac{\Delta_h}{eU_c}}$ . В результате получим

$$R_{AB}(\omega) = R_h(\omega) = \frac{\rho_h}{1 + \omega^2 \tau_h^2}, \quad (16)$$

где

$$\rho_h = \frac{\tau_h d_0}{\varepsilon_0 \varepsilon'} \sqrt{\frac{\Delta_h}{eU_c}} \frac{n_h}{n_f}.$$

Часть импеданса между точками А и С, связанная с перезарядкой  $h$ -ловушек, приобретает вид

$$Z'_{AC} = -\frac{i}{\omega C_{12}} + R_h(\omega),$$

где

$$C_{12} = \varepsilon_0 \varepsilon' / x_l.$$

Дальнейшая задача заключается в расчете полного импеданса  $Z_{AC}$  параллельного соединения импедансов  $Z'_l$  и  $Z'_{AC}$ . В соответствующих преобразованиях, также как и для  $h$ -ловушек, учтем соотношение  $C_l^t \ll C_{12}$ . Отметим, что влияние  $l$ -ловушек на спектр емкости  $C(\omega)$  (в отличие от  $h$ -ловушек) достаточно ясно просматривается в эксперименте (см. кривые 1, 2 на рис. 4, а для спектров  $X(f)$  в диапазоне  $f < 0.5$  ГГц). Тем не менее указанное условие, очевидно, выполняется. Учтем также соотношение

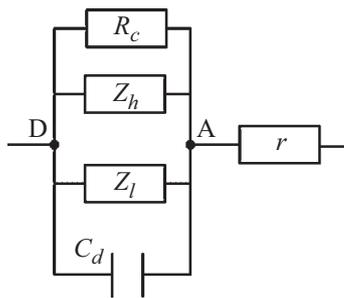
$$\rho_h \ll \rho_l = \frac{\tau_l d_0}{\varepsilon_0 \varepsilon'} \sqrt{\frac{\Delta_l}{eU_c}} \frac{n_l}{n_f},$$

которое реализуется в экспериментальных спектрах  $R(f)$  на рис. 4, b и d. На этих рисунках соответствующие параметры с учетом площадей контактов есть сопротивления насыщения функций (16)  $R_S^h = R(\tau_l^{-1} < 2\pi f < \tau_h^{-1})$  и  $R_S^l = R(2\pi f < \tau_l^{-1})$ . Опуская достаточно громоздкие преобразования, приведем окончательное выражение для полного импеданса обедненной области:

$$\begin{aligned} \tilde{Z}(\omega) = Z_{AD}(\omega) &= -\frac{i}{\omega C_3} + Z_{AC}(\omega) \\ &= -\frac{i}{\omega C_d} + R_l(\omega) + R_h(\omega), \end{aligned} \quad (17)$$

где выражение для сопротивления  $R_l(\omega)$  совпадает с (16) после замены индексов  $h \rightarrow l$ .

В результате выполненного анализа на основании теории [28] мы пришли к формулам (6), (8), (9) с точностью до функции  $\chi_{h,l}(U)$  (10), описывающей зависимость сопротивления от напряжения смещения  $U$ . В рассмотренной выше модели, согласно формуле (16), вместе с полученными выражениями для  $\rho_{l,h}$  имеем  $\chi_{h,l}(U) = 1$ . Таким образом, рассмотренная модель вполне адекватно описывает наши экспериментальные результаты при  $U = 0$ . Вместе с тем экспериментальные спектры на рис. 4, b и d демонстрируют весьма существенный рост функций  $R(U)$  в частотной области, где, согласно



**Рис. 8.** Модифицированная эквивалентная схема структуры. Обедненная область расположена между точками А и D (ср. с рис. 7).

сделанному предположению, наблюдаемое избыточное сопротивление связано с перезарядкой ловушек. Отметим, что в работах [27,30] развит несколько иной подход к анализу импеданса барьерного контакта с ловушками. Согласно этим работам, импеданс  $Z(\omega)$  может быть описан более простой эквивалентной схемой, показанной на рис. 8, где компоненты импеданса ловушек  $R_{l,h}^t, C_{l,h}^t$  заданы приведенными выше соотношениями и дополнительно учтено сопротивление  $r$  невозмущенной области. Анализ соответствующей схемы приводит к формулам (16), (17), т.е. также дает  $\chi_{h,i}(U) = 1$ . В работе [29] для частного случая неглубоких ловушек  $\Delta_{l,h} \ll eU_c$ , которые рассматриваются также и в данной работе, получено иное выражение для элементов схемы на рис. 8:

$$C^t = \tau_l/R^t = \frac{\epsilon_0 \epsilon' n_t}{d n_f}.$$

Отличие состоит в замене  $x_t \rightarrow d$ , в результате которой имеем формулу (10), а в формуле (9)  $\rho_t = (\tau_l/c_0)(n_t/n_f)$ . В таком виде функция  $\chi_t(U)$  удовлетворительно описывает полученные экспериментальные данные по крайней мере для  $h$ -ловушек (кривая 1 на рис. 6).

## 5. Заключение

Метод локальной микроволновой  $Z$ - $V$ -спектроскопии применен к исследованию слоистой полупроводниковой структуры в виде легированной пленки, выращенной на проводящей подложке. С латеральным разрешением 15–30 мкм определены основные электрофизические параметры пленки — концентрация, подвижность и тип основных носителей заряда, удельная электропроводность, изгиб зон вблизи границы с металлом. В рассмотренной ситуации общепринятый четырехзондовый метод в геометрии Ван-дер-Пау не эффективен из-за шунтирующего действия подложки. Отметим важность микроволновых измерений вплоть до частот 30–50 ГГц для достижения микронного разрешения. При  $a \sim 10$  мкм приходится измерять весьма малую емкость контакта  $C \sim 10$ –50 фФ. В результате шумы спектрометра при измерениях коэффициента отражения зонда приводят

к значительным погрешностям определения реактанса  $X \sim 10^4$ – $10^5$  Ом в диапазоне  $f = 0.01$ – $0.1$  ГГц, что можно видеть из рис. 4, *a* и *c*. С повышением частоты реактанс  $X = 1/(\omega C)$  уменьшается, в результате чего растет точность его измерения. Еще большие проблемы возникают при определении на низких частотах сопротивления  $R(f)$  из-за соотношения  $R \ll X$  (см. рис. 4, *b* и *d*).

Потенциальные возможности использованной в измерениях зондовой станции позволяют довести разрешение до 3–5 мкм. Проблемой диагностики с таким разрешением может стать обнаруженное избыточное сопротивление, которое превысит сопротивление невозмущенной области полупроводника на высоких частотах спектра  $f = 20$ –40 ГГц. Соответствующая тенденция видна при сопоставлении рис. 4, *b* и *d*. В данной работе указанная проблема решена путем модельного описания спектра избыточного сопротивления при помощи функций  $R_{l,h}(f)$ , параметры которых определены на более низких частотах. Возможность перехода к нанометровому разрешению на сегодня не очевидна и требует отдельных исследований. Важной задачей также является реализация бесконтактных измерений. Бесконтактная наноскопия полупроводников производится при помощи ближнепольных микроволновых микроскопов [7–9,11,13,14]. Несмотря на оптимистичные выводы указанных работ, количественная характеристика полупроводниковых материалов и структур наталкивается на серьезные трудности, связанные с неконтролируемыми характеристиками возмущенного приповерхностного слоя образца при сложной геометрии зондов микроскопов. Еще раз подчеркнем важность измерения спектра сопротивления  $R(f, U)$  наряду с измерением реактанса  $X(f, U)$ . Последние измерения, именуемые вольт-фарадной диагностикой, являются классическим методом исследования полупроводников с целью восстановления глубинного профиля концентрации свободных носителей заряда ( $C$ - $V$ -диагностика). Обычно  $C$ - $V$ -диагностика производится на частотах  $f < 1$ –10 МГц с разрешением не выше 0.1–1 мм. Микроволновые измерения спектра  $Z(f, U)$  ( $Z$ - $V$ -метод) обеспечивают микронное разрешение и позволяют наряду с концентрацией определить также и подвижность носителей.

Наблюдаемые особенности спектров сопротивления  $R(f, U)$  мы связали с присутствующими в образце ловушками. Малоинерционные ловушки с экстремально низким временем перезарядки  $\tau_h \sim 4 \cdot 10^{-11}$  с, насколько нам известно, ранее не наблюдались путем прямых высокочастотных измерений. Вместе с тем время  $\tau_l \sim 10^{-9}$ – $10^{-11}$  с для неглубоких ловушек ( $\Delta_l \approx 90$ –100 мэВ) предсказано в работе [29] по данным косвенных измерений в диапазоне частот  $f \sim 100$  кГц при температурах  $T \sim 100$  К. Дело в том, что время перезарядки экспоненциально увеличивается с понижением температуры  $\tau_l \sim \exp[\Delta_l/(kT)]$  ( $k$  — постоянная Больцмана). Низкочастотные нелокальные измерения с проходом по температуре (адмиттансная спектроскопия)

являются классическим методом исследования ловушек. В данной работе соответствующие времена получены путем прямых измерений высокочастотных спектров  $R(f)$  при комнатной температуре. Уверенное измерение спектра, подобного  $R_h(f)$ , возможно в диапазоне частот  $f > 1$  ГГц при диаметре контакта  $a < 50$  мкм. На меньших частотах сопротивление  $R_h$  исследованного образца маскируется низкочастотными ловушками  $R_l$ . Однако даже в отсутствие  $l$ -ловушек полученный эффект мог быть принят за сопротивление  $r$  невозмущенной области полупроводника вследствие насыщения функции  $R_h(f) \rightarrow R_S$  при  $f < 2$  ГГц. С увеличением диаметра контакта  $a$  перепад функции  $R(f)$  между значениями  $r$  и  $R_S$  уменьшается, что можно видеть, сопоставляя рис. 4,  $b, d$ . При  $a > 100$  мкм указанный перепад было бы трудно наблюдать из-за зашумленности спектра  $R(f)$ . Таким образом, разработанный  $Z-V$ -метод фактически является микроволновым аналогом адмиттансной спектроскопии, обеспечивающим возможность исследования высокочастотных ловушек с микронным разрешением при комнатной температуре. Тем не менее было бы важно дополнительно произвести температурные измерения с целью более уверенной интерпретации наблюдаемых особенностей спектра  $R(f, U)$ .

## Благодарности

Авторы признательны С.А. Краеву и Е.А. Архиповой, изготовившим антенную систему для исследованного образца; М.Н. Дроздову и С.А. Королеву, выполнившим ВИМС и ВДП измерения.

## Финансирование работы

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект „Ядерная и радиационная физика“). Использовано оборудование Центра коллективного пользования ИФМ РАН „Физика и технология микро- и наноструктур“.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] S.M. Anlage, V.V. Talanov, A.R. Schwartz. „Principles of Near-Field Microwave microscopy“, in *Scanning Probe Microscopy: Electrical and Electromechanical Phenomena at the Nanoscale*, ed. by S.Kalinin and A. Gruverman (Springer Verlag, Berlin, 2007) p. 215.
- [2] K. Lai, W. Kundhikanjana, M.A. Kelly, Z.-X. Shen. *Appl. Nanosci.*, **1**, 13 (2011).
- [3] A. Imtiaz, T.M. Wallis, P. Kabos. *IEEE Microwave Mag.*, **15**, 52 (2014).
- [4] S. Berweger, T.M. Wallis, P. Kabos. *IEEE Microwave Mag.*, **21**, 36 (2020).
- [5] A.N. Reznik, E.V. Demidov. *J. Appl. Phys.*, **113**, 094501 (2013).
- [6] A.N. Reznik, S.A. Korolyov. *J. Appl. Phys.*, **119**, 094504 (2016).
- [7] O. Amster, F. Stanke, S. Friedman, Y. Yang, St.J. Dixon-Warren, B. Drevniok. *Microelectron. Reliab.*, **76–77**, 214 (2017).
- [8] S. Hommel, N. Killat, A. Altes, T. Schweinboeck, F. Kreupl. *Microelectron. Reliab.*, **76–77**, 221 (2017).
- [9] S. Berweger, G.A. MacDonald, M. Yang, K.J. Coakley, J.J. Berry, K. Zhu, F.W. DelRio, T.M. Wallis, P. Kabos. *Nano Lett.*, **17**, 1796 (2017).
- [10] A.N. Reznik, S.A. Korolyov, M.N. Drozdov. *J. Appl. Phys.*, **121**, 164503 (2017).
- [11] A. Buchter, J. Hoffman, A. Delvallee, E. Brinciotti, D. Hapiuk, C. Licitra, K. Louarn, A. Arnoult, G. Almuneau, F. Piquemal, M. Zeier, F. Kienberger. *Rev. Sci. Instrum.*, **89**, 023704 (2018).
- [12] S.A. Korolyov, A.N. Reznik. *Rev. Sci. Instrum.*, **89**, 023706 (2018).
- [13] X. Guo, K. Bertling, A.D. Rakic. *Appl. Phys. Lett.*, **118**, 041103 (2021).
- [14] X. Guo, X. He, Z. Degnan, B.C. Donose, K. Bertling, A. Fedorov, A.D. Rakic, P. Jacobson. *Appl. Phys. Lett.*, **119**, 091101 (2021).
- [15] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1977). [V.L. Bonch-Bruevich, S.G. Kalashnikov. *Physics of Semiconductors* (VEB, Berlin, 1982)]
- [16] A.N. Reznik, N.V. Vostokov, N.K. Vdovicheva, S.A. Korolyov, V.I. Shashkin. *J. Appl. Phys.*, **122**, 244505 (2017).
- [17] А.Н. Резник, Н.В. Востоков, Н.К. Вдовичева, В.И. Шашкин. *ЖТФ*, **90** (11), 1944 (2020). [A.N. Reznik, N.V. Vostokov, N.K. Vdovicheva, V.I. Shashkin. *Techn. Phys.*, **64** (11), 1859 (2020)]
- [18] А.Н. Резник, Н.К. Вдовичева. *ЖТФ*, **89** (11), 1813 (2019). [A.N. Reznik, N.K. Vdovicheva. *Techn. Phys.*, **64** (11), 1722 (2019)]
- [19] А.Н. Резник, Н.В. Востоков. *ЖТФ*, **92** (3), 492 (2022). [A.N. Reznik, N.V. Vostokov. *Techn. Phys.*, **92** (3), 408 (2022)]
- [20] S.M. Sze, K.K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices* (John Wiley & Sons, Inc., 2007).
- [21] L.E. Dickens. *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, **15**, 101 (1967).
- [22] J.H. Lee, S. Huyn, K. Char. *Rev. Sci. Instrum.*, **72**, 1425 (2001).
- [23] M. Golosovsky, E. Maniv, D. Davidov, A. Frenkel. *IEEE Trans. Instrum. Measur.*, **51**, 1090 (2001).
- [24] S. Hoshina, Y. Kanai, M. Miyakawa. *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 3311 (2001).
- [25] D.D. Hagl, D. Popovic, S.C. Hagness, J.H. Booske, M. Okonevski. *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, **51**, 1194 (2003).
- [26] М.А. Галин, А.Н. Резник. *РЭ*, **54** (3), 275 (2009). [M.A. Galin, A.N. Reznik. *J. Commun. Technol. Electron.*, **54** (3), 259 (2009)].
- [27] W.G. Oldham, S.S. Naik. *Solid-State Electron.*, **15**, 1085 (1972).
- [28] M. Beguwala, C.R. Crwell. *Solid-State Electron.*, **17**, 203 (1974).
- [29] G. Vincent, D. Bois, P. Pinard. *J. Appl. Phys.*, **46**, 5173 (1975).
- [30] J.L. Pautrat, B. Katirciogly, N. Magnea, D. Bensahel, J.C. Pfister, L. Revoil. *Solid-State Electron.*, **23**, 1159 (1980).

Редактор А.Н. Смирнов

## Microwave volt-impedance spectroscopy of semiconductor structure

A.N. Reznik, N.V. Vostokov

Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** Microwave voltage-impedance spectroscopy is used to study a semiconductor structure in the form of a doped  $n$ -GaAs film grown on a conducting  $n^+$ -GaAs substrate with a buffer sublayer. A system of concentric barrier contacts is formed on the structure surface. A technique has been developed for measuring complex impedance spectrum  $Z(f, U)$  of the sample as a function of DC bias voltage  $U$ . Spectra  $Z(f, U)$  were measured using a Cascade Microtech probe station in the frequency range 0.01–40 GHz with a lateral resolution of 15–30  $\mu\text{m}$  at  $U = 0$ –10 V. The main electrophysical characteristics of a semiconductor film were determined from the spectra: type, concentration and mobility of free charge carriers, electrical conductivity. An excess resistance was found in the range  $f = 0.1$ –20 GHz. This effect is interpreted as the deep states (traps) recharging for two types of traps — low-frequency  $l$  and high-frequency  $h$  with characteristic time  $\tau_l = 10^{-9}$  s,  $\tau_h = 4.2 \cdot 10^{-11}$  s. A model description is proposed that explains the characteristic shape of the trap resistance spectrum, its dependence on the contact area and voltage  $U$ .