

Определение электрофизических параметров полупроводника по измерениям микроволнового спектра импеданса коаксиального зонда

© А.Н. Резник, Н.К. Вдовичева

Институт физики микроструктур РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: reznik@ipm.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 28 марта 2019 г.
В окончательной редакции 28 марта 2019 г.
Принято к публикации 15 апреля 2019 г.

Предложен метод определения электрофизических характеристик полупроводников (концентрации и подвижности свободных носителей заряда, удельной проводимости) по данным измерений микроволнового спектра импеданса коаксиального зонда как функции приложенного постоянного напряжения U . Искомые параметры найдены путем решения соответствующей обратной задачи с использованием разработанной ранее теории ближнеполюсной антенны. Создана компьютерная программа, осуществляющая поиск решения путем минимизации многопараметрической функции невязки по алгоритму Нелдера–Мида. Точность метода проанализирована по результатам моделирования, в котором импеданс предварительно вычислен с учетом полученного профиля концентрации $n(x, U)$ обедненного слоя в окрестности контакта металл–полупроводник. Продемонстрирована возможность диагностики с микронным латеральным разрешением.

Ключевые слова: микроволны, зондовая микроскопия, импеданс, полупроводник.

DOI: 10.21883/JTF.2019.11.48350.150-19

Введение

Измерение вольт-фарадных характеристик — один из основных инструментов диагностики полупроводников ($C-V$ -метод), позволяющий определить концентрацию свободных носителей заряда, а в более общем случае — глубинный профиль концентрации. В последние годы, в связи с развитием микроволновых методов, в частности, с созданием коммерческой зондовой системы Cascade Microtech, открылась возможность локальных импедансных измерений в микроволновой части спектра [1–3]. Подобные измерения могут выполняться в условиях обеднения поверхностного слоя полупроводника за счет приложенного электрического поля [1,3]. Главная перспектива такой диагностики видится в реализации микронной и нанометровой латеральной разрешающей способности $C-V$ -метода. Дело в том, что при диаметре емкостного контакта $< 10 \mu\text{m}$ чувствительность измерительного устройства в радиочастотном диапазоне оказывается недостаточной, так как измеряемая емкость $C < 1 \text{ fF}$. С точки зрения чувствительности, микроволновые методы предпочтительнее, поскольку емкостной импеданс уменьшается обратно пропорционально частоте f , т.е. $X = -\text{Im}Z = 1/(2\pi fC)$. Другое важное обстоятельство заключается в том, что измерение не только мнимой, но также и действительной части импеданса $R = \text{Re}Z$ (т.е. $Z-V$ -спектроскопия) позволяет получить полный набор электрофизических характеристик полупроводника: концентрацию n_0 , подвижность μ

и тип носителей заряда, а также удельную проводимость σ_0 .

В последние годы для локальной бесконтактной диагностики полупроводниковых материалов и структур применяется микроволновая микроскопия. Измерения выполняются в ближнем поле зонда (антенны), вследствие чего достигается субволновое пространственное разрешение, которое по порядку величины равно линейному размеру апертуры антенны. Микроскопия полупроводниковых структур в диапазоне от нескольких GHz до THz с латеральным разрешением от десятков nm до $100 \mu\text{m}$ производилась в работах [4–9], где изучалась возможность определения проводимости σ , либо концентрации n_0 . Если на микроволновый зонд дополнительно подать постоянное напряжение смещения U , создающее в окрестности антенны обедненный/обогащенный слой, толщина которого определяется невозмущенной концентрацией n_0 , то появится возможность бесконтактно определить вышеперечисленные электрофизические параметры полупроводника. Исследования по $C-V$ -диагностике полупроводников при помощи сканирующей микроволновой микроскопии нанометрового разрешения активно ведутся в последние годы [10–12]. Соответствующие методы ограничиваются определением концентрации n_0 и из-за ряда технических сложностей пока не достигли необходимой точности.

В настоящей работе дается теоретическое обоснование указанных возможностей микроволновой $Z-V$ -спектроскопии полупроводников.

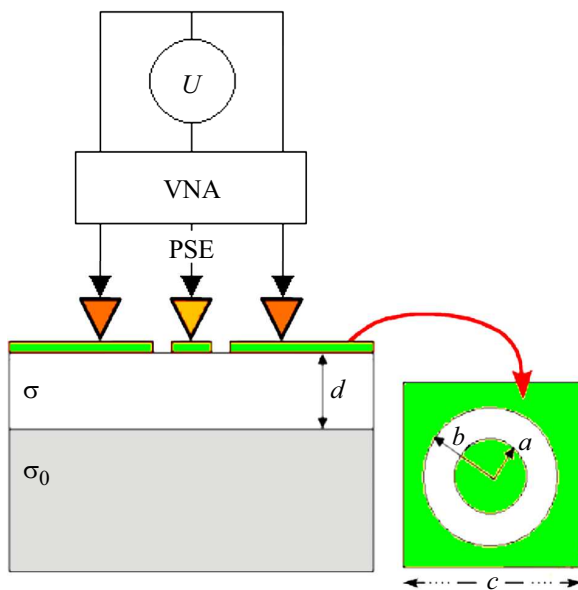


Рис. 1. Схема измерений импеданса зонда и полупроводниковая структура с контактными поверхностями антенны: VNA — векторный анализатор цепей, PSE — электроды зондовой станции Cascade Microtech. На вставке справа — геометрия коаксиальной антенны.

Распределение концентрации носителей в полупроводнике

Рассмотрим коаксиальную антенну в виде концентрических металлических контактов, расположенных на поверхности образца, как показано на рис. 1. Аналогичная конфигурация антенной системы использована для измерений в [1–3]. Постоянное напряжение U подается на электроды зондовой станции Cascade Microtech. Соответствующая опция имеется в некоторых серийно выпускаемых анализаторах цепей, например, Agilent E836A. После калибровки измерительной системы с использованием стандартного набора калибровочных мер измеряется микроволновый спектр комплексного импеданса антенны, как функция напряжения $Z(f, U)$. Методика подобных измерений детально описана в работах [1–3].

В рассматриваемой ситуации микроволновый импеданс коаксиальной антенны связан с глубинным профилем комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon(x) = \varepsilon' + i\sigma(x)/(2\pi f\varepsilon_0)$ полученными в [6] соотношениями, где ε_0 — электрическая постоянная вакуума. Профиль проводимости выражается в виде $\sigma(x) = e\mu n(x)$, где e — заряд электрона. Расчет концентрации $n(x)$, как функции напряжения U , может быть выполнен на основании теории контакта металл–полупроводник с потенциальным барьером Шоттки [13]. Согласно этой теории, переменный ток j через контакт

имеет две компоненты — дрейфовую и диффузионную:

$$j = j_{dr} + j_{dif} = -en\mu \frac{d\varphi}{dx} + \mu\kappa T \frac{dn}{dx}, \quad (1)$$

где $\varphi(x)$ — распределение потенциала в полупроводнике, T — температура, κ — постоянная Больцмана. Граничные условия для φ и n имеют вид: $\varphi(x=0) = 0$, $\varphi(x \rightarrow \infty) = U_k + U$, $n(x \rightarrow \infty) = n_0$. Здесь U_k — барьерная разность потенциалов, которая возникает на контакте при $U = 0$. В предположении $j = 0$ из (1) получим равновесный профиль концентрации

$$n(x) = n_0 \exp\left\{\frac{e}{\kappa T}[\varphi(x) - (U_k + U)]\right\}. \quad (2)$$

Возможность использовать соотношение (2) в отсутствие равновесия, когда $j \neq 0$, требует отдельного исследования, которое выполнено далее. Учитывая соотношение (2), из уравнения Пуассона получаем уравнение для потенциала

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{en_0}{\varepsilon'\varepsilon_0} \left\{ \left[\exp \frac{e(\varphi - (U_k + U))}{\kappa T} \right] - 1 \right\}. \quad (3)$$

Решая уравнение (3) и используя (2), получим искомый профиль концентрации $n(x, U)$. В частности, из (3) получается решение для случая сильного обеднения, когда при достаточно большом смещении $U_k + U \gg \kappa T/e$ для обедненного слоя толщины d имеем $n(x) \ll n_0$ — основной рассматриваемый нами режим. В такой ситуации получаем приближенное решение [13]

$$\varphi(x) = \begin{cases} -\frac{en_0}{2\varepsilon'\varepsilon_0}(d-x)^2 + (U_k + U), & x \leq d \\ U_k + U, & x > d \end{cases}, \quad (4)$$

где

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon'\varepsilon_0(U_k + U)}{en_0}} \quad (5)$$

есть функция невозмущенной концентрации и напряжения. В настоящей работе мы не конкретизируем тип основных носителей заряда в полупроводнике. Как видно из формулы (5), толщина d растет с увеличением напряжения при $U > 0$. Если под U понимать напряжение смещения на центральном контакте антенны, такая ситуация соответствует полупроводнику p -типа. Тогда для n -полупроводника в формулах (2)–(5) следует сделать замену $U \rightarrow -U$. Отметим, что профиль концентрации под центральным контактом в геометрии измерений на рис. 1 можно считать одномерным только в том случае, когда площади внешнего и центрального контактов находятся в соотношении $S_b \gg S_a$, т.е. если $b, c \gg a$. Именно такое соотношение размеров реализовано в измерениях [1–3] при $a = 5\text{--}25 \mu\text{m}$. В этих условиях напряжение U падает на центральный контакт, по крайней мере, при $U > -U_k$, пока под этим контактом существует обедненный слой, что позволяет

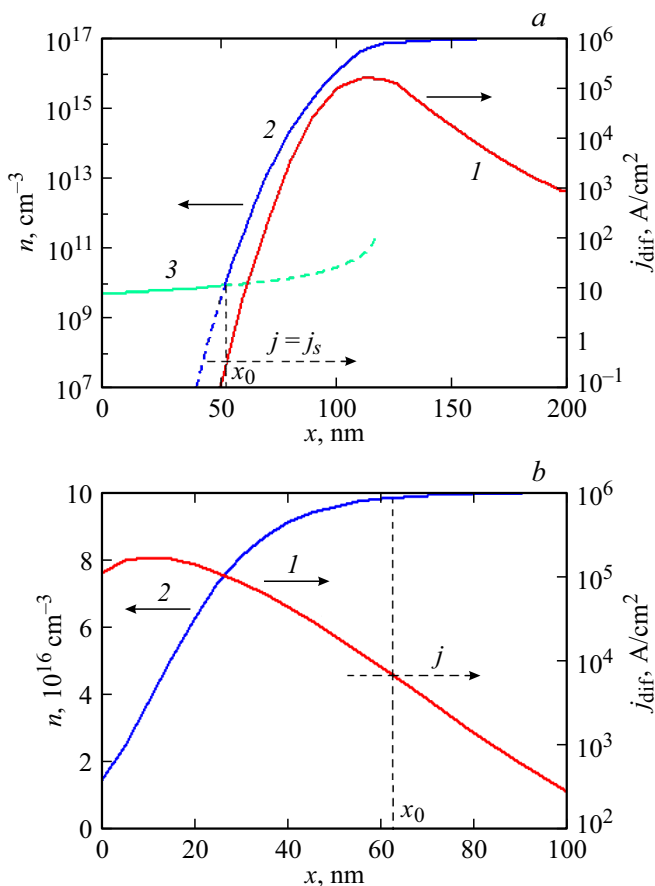


Рис. 2. Диффузионный ток (кривые 1) и концентрация носителей заряда (кривые 2, 3), как функции координаты x в глубине полупроводника. Кривые 2 — расчет по уравнениям (2), (3), кривая 3 — расчет по формуле (6). a : $U = 1$ V — сильное обеднение; b : $U = -0.25$ V — слабое обеднение.

использовать граничное условие $\varphi(x \rightarrow \infty) = U_k + U$ и соотношения (2)–(5) для концентрации $n(x, U)$.

При подстановке $\varphi' = \Psi(\varphi)$ уравнение (3) интегрируется:

$$x = A \int_{\varphi}^{\frac{U+U_k}{\kappa T}} \frac{d\eta}{\sqrt{2(e^\eta - \eta - 1)}},$$

где коэффициент

$$A = \text{sign}(U + U_k) / \sqrt{\frac{en_0}{\varepsilon' \varepsilon_0 \kappa T}}.$$

Для получения функции $\varphi(x)$ этот интеграл вычисляется методом трапеций, а концентрация $n(x, U)$ рассчитывается по формуле (2). Нами создана компьютерная программа, реализующая указанный алгоритм расчета функции $n(x, U)$.

Возьмем для примера $U_k = 0.3$ V, $n_0 = 10^{17}$ cm $^{-3}$ и в приконтактной области при $U = 0$ возникает обедненный слой толщиной $d_0 = 58$ nm согласно (5). Профиль $n(x, U = 1$ V) при $T < 300$ K, $\mu = 1.5 \cdot 10^3$ cm 2 /(Vs),

$\varepsilon' = 10$ представлен на рис. 2, a . В этом случае имеем $d = 121$ nm. На рис. 2, a кривой 1 показан диффузионный ток в (1) $j_{dif} = \mu \kappa T dn/dx$. Приближенное соотношение (2) и вытекающее из него уравнение (3) справедливы при условии $j_{dr} \approx j_{dif} \gg j$, где дрейфовый ток j_{dr} — первое слагаемое в (1). Указанное условие объясняется так же, как и равновесное приближение $n(0) \approx n_0 \exp(-eU_k/\kappa T)$ при $|U| \ll U_k$ в [13 (стр. 218)]. При сильном обеднении имеет место насыщение тока $j = j_s = (1/4)ev_t n_0 \exp(-eU_k/\kappa T)$ [13], где v_t — тепловая скорость свободных электронов. Принимая $v_t \approx 10^7$ cm/s, получаем $j_s = 0.37$ A/cm 2 . Как можно видеть из рис. 2, a , указанное условие выполняется в области $x > x_0 \approx 50$ nm, где градиент концентрации $n(x)$ достаточно велик. При $x < x_0$ уравнения (2), (3) не применимы. В этой области $j_{dif} \rightarrow 0$, $j_{dr} \approx j_s$, т.е. имеет место более точное решение для профиля концентрации:

$$n(x) = \frac{j_s \varepsilon' \varepsilon_0}{e^2 \mu n_0} \frac{1}{d - x}, \quad (6)$$

которое получается из уравнения (1) при $j_{dif} = 0$ с учетом (4). Решение (6) показано на рис. 2, a линией 3. В рассматриваемом примере разделяющей границей, при которой решения (2), (3) и (6) дают одинаковое значение концентрации $n(x = x_0)$, является координата x_0 . При $U < 0$ имеет место резкое возрастание тока j . Тем не менее уравнения (2), (3) адекватно описывают профиль $n(x)$ в области большого градиента концентрации. Соответствующий пример для $U = -0.25$ V представлен на рис. 2, b . При $-U_k < U < 0$ ток растет, как $j(U) = j_s \exp(-eU/\kappa T)$ [13], т.е. в рассматриваемом примере $j = 6.4 \cdot 10^3$ A/cm 2 . Тем не менее условие $j_{dr} \approx j_{dif} \gg j$ выполняется и в этом случае при $x < x_0 \approx 63$ nm, т.е. там, где $n(x)$ наиболее сильно отличается от n_0 , что ясно видно из рис. 2, b . При $x > x_0$ имеют место несущественные для дальнейшего исследования поправки к профилю $n(x > x_0) \approx n_0$.

Решение обратной задачи

Полученный из уравнений (2), (3), (6) профиль $n(x)$ использован для расчета проводимости $\sigma(x)$ и комплексной проницаемости $\varepsilon(x)$ полупроводника с обедненным поверхностным слоем за счет приложенного к коаксиальным контактам напряжения U . В рамках рассматриваемых приближений мы вычисляем частотный спектр импеданса коаксиальной антенны $Z = R + iX$, как функцию U , используя теорию [6]. Возможность применения теории, построенной для плоскостной среды, в геометрии обедненного (изолирующего) слоя, существующего только в области центрального контакта коаксиала радиуса a , показана в [2]. Точность соответствующего описания характеризуется краевым эффектом на этом контакте, который, согласно [2], не превышает 1–3%. Когда размеры антенны на рис. 1 характеризуются соотношением $b, c \gg a$, в расчетах импеданса достаточно

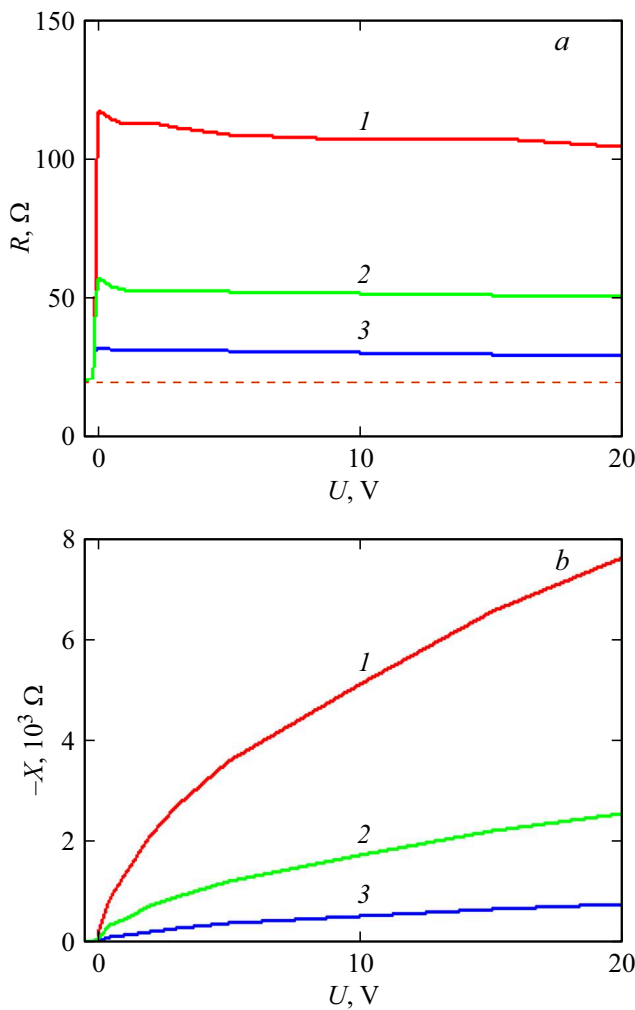


Рис. 3. Зависимость импеданса Z от напряжения смещения U на центральном контакте. a — сопротивление $R = \text{Re}Z$; b — реактанс $X = \text{Im}Z$. Кривые 1–3 соответствуют частоте $f = 1, 3, 10$ GHz. Штриховая линия — импеданс $Z \approx 20.5 - i0$ — для однородно легированного полупроводника $n(x) = n_0 = \text{const}$.

учесть только центральный контакт. В этом случае антенна рассматривается, как электрический монополю, излучающий квазистатическое электрическое поле [6]. Результаты расчета зависимости $Z(U)$ для нескольких частот f при $a = 5.5 \mu\text{m}$ представлены на рис. 3. Используются приведенные выше значения параметров полупроводника, для которых имеем невозмущенную проводимость $\sigma_0 = \epsilon\mu n_0 = 24 (\Omega\text{cm})^{-1}$. Опыт выполненных в [2] измерений зондовой станцией Cascade Microtech показал хорошую точность в диапазоне изменения импеданса $5 \Omega < R, -X < 10 \text{k}\Omega$. Приведенные на рис. 3 значения $R, -X$ не выходят за указанные пределы. Таким образом, предлагаемый метод диагностики может быть реализован при микронном разрешении антенны, которое в рассматриваемом случае определяется радиусом a центрального контакта (рис. 1).

Полученные значения $Z(f, U)$ (рис. 3) в выполненном компьютерном моделировании использовались в качестве „экспериментальных“ данных $Z = Z_e$ в процессе решения обратной задачи. Поиск решения производился для упрощенной модели обедненного слоя в виде однородной пленки толщины d и проводимости σ , расположенной поверх однородного полупространства с невозмущенной проводимостью σ_0 , как показано на рис. 1. Обратная задача заключалась в поиске компонент вектора $\mathbf{G} = \{d, \sigma, \sigma_0\}$ по данным „измерений“ импеданса Z_e на нескольких частотах f_k ($k = 1, 2, \dots, N$) при фиксированном напряжении U . Процедура повторялась для нескольких ($\sim 10-15$) значений U из диапазона $-0.25 < U < 20$ V. Концентрация носителей n_0 определялась с использованием полученной зависимости $d(U)$ и формулы (5), отвечающей рассматриваемой приближенной модели полупроводника с обедненным слоем.

Решение обратной задачи находилось путем минимизации функции невязки:

$$F[\mathbf{G}(U)] = \sum_{k=1}^N \left\{ \frac{[R_e(f_k, U) - R(\mathbf{G}, f_k, U)]^2}{R_e(f_k, U)^2 + X_e(f_k, U)^2} + \frac{[X_e(f_k, U) - X(\mathbf{G}, f_k, U)]^2}{R_e(f_k, U)^2 + X_e(f_k, U)^2} \right\}^{1/2}, \quad (7)$$

где $Z(\mathbf{G}, f, U) = R(\mathbf{G}, f, U) + iX(\mathbf{G}, f, U)$ — результат расчета импеданса Z для произвольного набора компонент вектора \mathbf{G} , начиная с выбранного начального значения $\mathbf{G} = \mathbf{G}_0$. В качестве решения обратной задачи принимался вектор $\mathbf{G} = \mathbf{G}_{\min}$, для которого функция (7) достигает минимума.

Как правило, $F(\mathbf{G})$ имеет овражную структуру, и минимизация таких функций от большого количества искоемых параметров (компонент вектора \mathbf{G}) является сложной задачей. Овражная структура функции невязки характеризуется поведением этой функции вблизи точки \mathbf{G}_{\min} :

$$F(\mathbf{G}) \approx F(\mathbf{G}_{\min}) + \frac{1}{2}(H(\mathbf{G}_{\min})(\mathbf{G} - \mathbf{G}_{\min})) + O(\|\mathbf{G} - \mathbf{G}_{\min}\|^3). \quad (8)$$

Здесь

$$H(\mathbf{G}) = \left\{ \frac{\partial^2 F}{\partial G_i \partial G_j} \right\}$$

— матрица Гессе ($i, j = 1, \dots, m$, где m — число компонент вектора (\mathbf{G})), $\mu(H)$ — собственные числа матрицы H , а запись (\mathbf{u}, \mathbf{v}) означает скалярное произведение векторов. Если число обусловленности

$$B = \frac{\max \mu(H)}{\min \mu(H)} \gg 1,$$

можно утверждать, что $F(\mathbf{G})$ плохо минимизируется. Проблема может возникнуть даже при малом числе параметров минимизации. Чтобы обойти эту трудность,

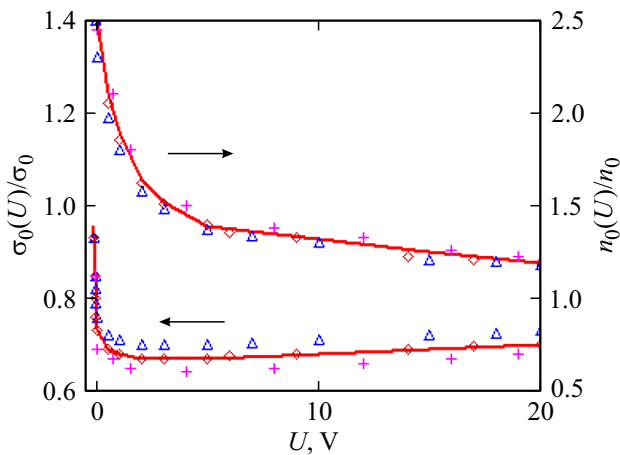


Рис. 4. Решение обратной задачи. Линии — средние значения, значки — решения для различных наборов частот f .

мы использовали метод Нелдера–Мида, известный, как метод деформируемого многогранника или симплекс метод [14]. Идея метода следующая: m -симплекс это выпуклый многогранник с вершинами в $m + 1$ точках, не лежащих в одной плоскости в m -мерном евклидовом пространстве. Мы сравниваем значения функции невязки $F(\mathbf{G})$ в вершинах первоначального симплекса и трансформируем симплекс в направлении оптимальной точки, применяя итеративную процедуру. Симплекс трансформируется с использованием трех основных операций: отражение, расширение, сужение. Это достоверный метод прямой минимизации функции невязки, сходимость которого доказана для числа переменных $m \leq 6$. Программа, созданная на основе метода Нелдера–Мида, показала хорошую сходимость для поиска трех вышеуказанных компонент вектора \mathbf{G} .

Результаты решения обратной задачи в виде зависимостей $n_0(U)/n_0$, $\sigma_0(U)/\sigma_0$ показаны на рис. 4 для „измерений“ на нескольких частотах диапазона $f = 1–10\text{ GHz}$. Полученные значения n_0 , σ_0 оказались зависящими от напряжения U в связи с тем, что при поиске решения обратной задачи использована приближенная модель профиля $n(x, U)$ со скачкообразным изменением концентрации при $x = d$. В модельных расчетах „экспериментальных“ значений импеданса Z_e формулы (7) взяты более реалистичные непрерывные профили $n(x, U)$, показанные на рис. 2. Отметим, что минимальный набор частот $N = 2$ позволяет найти решение рассматриваемой задачи определения трех параметров, если на каждой частоте измеряются сопротивление R и реактанс X антенны. При этом частоты не должны быть слишком близкими. Например, при $f_1 = 1–3\text{ GHz}$, $f_2 = 5–10\text{ GHz}$ получим искомое решение. Увеличение количества частот $N \geq 3$ приводит к незначительному изменению решения, как это видно из рис. 4. Можно также видеть, что с ростом напряжения U полученная концентрация $n_0(U)$ стремится к принятому в модели точному значению n_0 . При $U > 15\text{ V}$ точность решения

для n_0 оказалась вполне приемлемой $\sim 20\%$. Для σ_0 наилучшая точность $\sim 10–20\%$ достигается при небольшом отрицательном смещении $-U \approx 0.1–0.15\text{ V}$. Используя полученные значения $n_0(U)$, $\sigma_0(U)$, находим подвижность $\mu = \sigma_0/(en_0)$, которая при $2 < U < 10\text{ V}$ с точностью $\sim 5–10\%$ соответствует принятому в расчетах значению. Как сказано выше, погрешность метода, присутствующая также и классическим $C–V$ -измерениям, связана с тем, что при решении обратной задачи использовалась достаточно грубая модель для профиля $n(x, U)$, показанного на рис. 2. Точность может быть повышена, если учесть в модели довольно протяженный непрерывный переход от пониженной к невозмущенной концентрации.

Эффективная проводимость σ обедненного слоя также определяется в процессе решения обратной задачи и составляет в рассматриваемом случае $\sim (1–5) \cdot 10^{-4} (\Omega\text{cm})^{-1}$, что, как и следует ожидать, на несколько порядков меньше невозмущенной концентрации σ_0 . Тем не менее проводимость σ существенно влияет на сопротивление антенны R , что можно видеть из рис. 3, а. Полагая для обедненного слоя $\sigma = 0$, получим сопротивление $R \approx 20.5\ \Omega$, которое в нашем примере не зависит от частоты f и толщины d , а определяется только проводимостью σ_0 невозмущенной области и радиусом антенны a . Указанное значение R есть сопротивление растекания переменного тока в области полупроводника под запорным слоем. Заметим, что для определения параметров n_0 , σ_0 , μ полупроводника не требуется находить проводимость σ . Однако зависимость $\sigma(U)$ может представлять интерес для изучения физики процесса обеднения. Например, можно исследовать эффект баллистического пролета носителей через область резкого изменения концентрации $n(x)$ на границе обедненной области в толще полупроводника. Соответствующий эффект не учитывался в дрейфодиффузионной модели (2)–(5), но может быть важен, когда толщина Δx переходной области близка к длине свободного пробега носителей. В примерах на рис. 2 Δx составляет 30–40 nm. С точки зрения такого исследования важно решить проблему восстановления непрерывного профиля $n(x, U)$ с более адекватным описанием переходной области, что, как было сказано, повысит также и точность определения основных параметров.

Заключение

В работе предложен метод, который позволяет с микронным латеральным разрешением определить концентрацию и подвижность носителей заряда в полупроводнике по данным микроволновых измерений спектра комплексного импеданса коаксиального зонда. Дальнейшее развитие метода может быть связано с исследованием полупроводниковых структур — пленочных, селективно легированных, транзисторных с проводящим каналом и др. Результаты работы [2] дают основания полагать, что метод может быть реализован с использованием

антенной решетки, сформированной непосредственно на поверхности образца. Возможность аналогичных бесконтактных измерений при помощи сканирующего микроволнового микроскопа требует отдельного исследования.

Финансирование работы

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 18-02-00914.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Vostokov N.V., Shashkin V.I.* // IEEE Tr. Electron. Dev. 2017. Vol. 64. N 1. P. 109–114.
- [2] *Reznik A.N., Vostokov N.V., Vdovicheva N.K., Korolyov S.A., Shashkin V.I.* // J. Appl. Phys. 2017. Vol. 122. P. 244505: 1–9.
- [3] *Vostokov N.V., Koblov E.A., Korolyov S.A., Revin M.V., Shashkin V.I.* // IEEE Tr. Electron Dev. 2018. Vol. 65. N 4. P. 1327–1332.
- [4] *Imtiaz A., Baldwin T., Nembach H.T., Wallis T.M., Kabos P.* // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 90. P. 23105: 1–3.
- [5] *Laji K., Kundhikanjana W., Kelly M.A., Shen Z.-X.* // Appl. Nanosci. 2011. P. 13–18.
- [6] *Reznik A.N., Korolyov S.A.* // J. Appl. Phys. 2016. Vol. 119. P. 094504: 1–10.
- [7] *Korolyov S.A., Reznik A.N.* // Rev. Sci. Instrum. 2018. Vol. 89. P. 023706: 1–9.
- [8] *Buersgens F., Kersting R., Chen H.-T.* // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 88. P. 112115: 1–3.
- [9] *Трухин В.Н., Голубок А.О., Лютецкий А.В., Матвеев Б.А., Пихтин Н.А., Самойлов Л.Л., Сапожников И.Д., Тарасов И.С., Фельштын М.Л.* // Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54. № 89. С. 640–648.
- [10] *Huber H.P., Humer I., Hochleitner M., Fenner M. et al.* // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 111. P. 014301: 1–10.
- [11] *Amster O., Stanke F., Friedman S., Yang Y., Dixon-Warren St.J., Drevniok B.* // Microelectron. Reliab. 2017. Vol. 76–77. P. 214–217.
- [12] *Hommel S., Killat N., Altes A., Schweinboeck T., Kreupl F.* // Microelectron. Reliab. 2017. Vol. 76–77. P. 218–221.
- [13] *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.* // Физика полупроводников. М.: Мир, 1977. 678 с.
- [14] *Nelder J.A., Mead R.* // Comput. J. 1965. Vol. 7. P. 308–313.