

УДК 621.315.592, 621.317.08, 543.456

Д.С. Кусакин, В.Г. Литвинов, Н.Б. Рыбин, А.В. Ермачихин, Ю.В. Воробьев
АНАЛИЗ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОЧЕЧНОГО БАРЬЕРНОГО
КОНТАКТА МЕТАЛЛ – ПОЛУПРОВОДНИК

Проведен анализ электрических свойств точечного барьерного контакта металл – полупроводник. Проведен расчет потенциала точечного контакта, созданного при помощи проводящего зонда атомно-силового микроскопа. Проанализирована возможность проведения эксперимента.

Ключевые слова: электрические свойства, потенциал, точечный барьерный контакт, полупроводниковая структура, проводящий зонд АСМ.

Введение. Развитие нанотехнологий неразрывно связано с успехами в создании методов исследования электрофизических свойств материалов и веществ. Выдающиеся успехи, на данный момент, достигнуты в технике и расширении областей применения различных видов микроскопии. Появляется необходимость в развитии методов, разработанных с учетом ограничений, связанных с размерными эффектами в полупроводниковых структурах [1].

В полупроводниковых материалах и структурах на их основе практически всегда присутствуют дефекты, которые образуют глубокие центры (ГЦ) в запрещенной зоне. К ГЦ относят дефекты кристаллической решетки, атомы примесей, радиационные дефекты и дефекты термообработки. Аналогично ловушкам с глубокими уровнями ведут себя квантовые ямы (КЯ) и квантовые точки (КТ) в составе полупроводниковых структур [2]. Любые дефекты в структуре могут быть связаны как с желательными, так и с нежелательными эффектами. Контролируемое введение глубоких ловушек придает полупроводниковым материалам и приборам нужные свойства. Надежность любых современных электроприборов напрямую зависит от компонентной базы, используемой при ее создании. В связи с этим не последнее место в создании электрооборудования занимает контроль параметров исходных компонентов при их изготовлении, а также структуры, состава и электрофизических параметров полупроводниковых материалов.

Для локального измерения электрофизических характеристик полупроводниковых структур используются зондовые методы (методы, основанные на использовании зондовой системы сканирующих зондовых микроскопов): сканирующая емкостная микроскопия (СЕМ), сканирующая микроволновая микроскопия (СММ).

К недостаткам данных методов относятся ограничения на тип исследуемых материалов, чувствительность к шумам, отсутствие адекватной физической модели исследуемой структуры, что ведет за собой получение ошибочных выводов при анализе полученных результатов [3].

Для исследования полупроводниковых структур применяется исследование комплексной проводимости образца при изменении напряжения постоянного смещения. Это так называемая спектроскопия адмиттанса [4]. Для этого используются RLC-метры, рассчитанные на диапазон частот измерительного сигнала 20 Гц – 2 МГц, и измерительная ячейка для изменения температуры образца в диапазоне 7 – 500 К. Предполагается, что диапазон емкости лежит в пределах 1 – 1000 пФ [3]. Электронные состояния в таких структурах можно исследовать методом релаксационной спектроскопии глубоких уровней (РСГУ или DLTS) [5-7]. В работах [1, 7] авторы использовали совместно технику АСМ и токовую релаксационную спектроскопию глубоких уровней, а также технику АСМ и методику вольт-фарадных характеристик для исследования микро- и макро-неоднородностей электрофизических свойств квантоворазмерных гетероструктур с квантовыми ямами и точками. Подобный подход можно применить для совместного использования атомно-силового микроскопа, который применяется для формирования точечного контакта с нанометровыми размерами, и промышленного RLC-метра. Однако такой подход имеет один существенный недостаток. Электрическая барьерная емкость точечного барьерного контакта металл – полупроводник лежит в фемтофарадном диапазоне, что делает весьма проблематичным применение промышленного RLC-метра или DLTS-спектрометра, не рассчитанного на работу в указанном диапазоне емкостей [3].

Проблема прецизионного измерения малых емкостей частично решается в так называемой сканирующей микроволновой микроскопии (СММ) – разновидности АСМ, в которой через проводящий зонд на образец подается СВЧ измерительный сигнал и изучается его взаимодействие с образцом с помощью векторного анализатора цепей [3]. Использование векторного анализатора цепей с одновременным уходом в область частот порядка 1-20 ГГц (область сверхвысоких частот) позволяет решить проблему влияния шумов на проведение измерений [8]. Существенным недостатком СММ можно считать то, что до недавнего времени методику использовали для ограниченного количества полупроводниковых структур – структур типа металл – диэлектрик – полупроводник (МДП).

Одним из перспективных направлений при развитии методик исследования электрофизических свойств полупроводниковых структур является объединение существующих электрофизических методов и адаптация их к использованию совместно с техникой зондовой микроскопии, что позволит локализовать области исследования до 100 нм.

В данной работе будут обсуждены возможности применения точечного барьерного контакта для исследования электрофизических свойств полупроводниковых структур как альтернативы существующим методам исследования.

Целью работы являются анализ электрических свойств точечного барьерного контакта металл – полупроводник и разработка основных математических соотношений для локального исследования электрофизических свойств полупроводниковых структур при формировании точечного барьерного контакта проводящим зондом АСМ.

Теоретические исследования. Для создания барьерного контакта в области исследований в десятки нанометров используется зонд атомно-силового микроскопа [9]. Необходимо использовать проводящий зонд. Причем желательно, чтобы зонд был цельнопроводящим, а не покрыт проводящим покрытием – тонкой пленкой. Это требование связано с тем, что зонд имеет радиус закругления порядка 35-50 нм. При этом плотность тока будет порядка 10^{12} А/м² при условии протекания тока через зонд порядка 10^{-6} А. При такой плотности тока на кончике зонда проводящая пленка будет улетучиваться, а дальнейшие измерения станут невозможными, так как сопротивление зонда станет равным сопротивлению Si, который использовался в качестве основы при изготовлении зондов АСМ. Чтобы достичь плотности тока порядка 10^5 А/м², при

котором сохранится проводящее покрытие на кончике зонда, номиналы токов должны быть порядка 10^{-12} - 10^{-13} А. Такие токи сложно фиксировать даже при помощи современного измерительного оборудования. Атомно-силовой микроскоп может использоваться для поиска исследуемого объекта при сканировании поверхности образца и подвода зонда в нужную точку. Кроме того, АСМ позволяет подключить RLC-метр, генератор, осциллограф непосредственно к зонду [1].

Несмотря на свои достоинства, техника АСМ имеет определенные недостатки, затрудняющие реализацию электрофизических измерений. При подводе зонда к поверхности исследуемого полупроводника измеряется значение емкости, однако емкость состоит из нескольких составляющих. Измеряемые вариации емкости позволяют судить о распределении концентрации носителей заряда в пределах области сканирования микроскопа (области контакта). На практике измеряют dC/dV емкости системы при некотором фиксированном напряжении между зондом и образцом [10]. Паразитные емкости в сумме могут достигать значений порядка 0.5 пФ, а значения электрической емкости (будем называть ее в дальнейшем полезной емкостью) между острием проводящего зонда и поверхностью образца лежат в диапазоне единиц-десятков аФ [1].

Еще одна проблема с реализацией данной методики – изменение как полезной емкости, так и паразитной в результате сканирования как в латеральном направлении (порядка 100 аФ/мкм), так и при перемещении по вертикали (порядка 4 аФ/мкм).

Кроме этого, присутствует термодрейф зонда, который составляет сотни нм/К.

Для проведения исследования необходимо уточнение основных математических соотношений с учетом влияния размеров контакта.

Для определения распределения электрического потенциала запишем уравнение Пуассона в сферических координатах для случая равномерного распределения концентрации свободных электронов в слое полупроводника, к которому осуществляется точечный барьерный контакт (рисунок 1). Указанное уравнение в силу сферической симметрии контакта будет дифференциальным уравнением одной переменной – расстояния от места контакта r :

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = - \frac{eN}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (1)$$

где e – элементарный заряд, ε_0 – абсолютная диэлектрическая постоянная вакуума, ε – относи-

тельная диэлектрическая проницаемость полупроводника, N – концентрация легирующей примеси, φ – потенциал. В данном случае не учитывался заряд на поверхностных состояниях. Однако это будет являться предметом дальнейших теоретических и экспериментальных исследований. Кроме этого, в случае ионизации всех атомов донорной примеси плотность объемного заряда в действительности составляет $eN \left(1 - e^{-\frac{e\varphi}{kT}} \right)$. Экспонентой можно пренебречь в

случае искривления энергетических зон заметным образом, так что $e\varphi \gg kT$, и далее решать уравнение (1) [11].

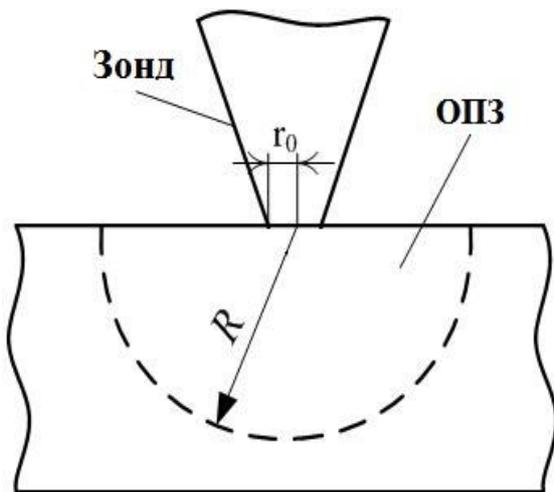


Рисунок 1 – Схематичное изображение точечного барьерного контакта (штриховой линией показан край ОПЗ) [6]

Интегрируя уравнение (1), получаем:

$$\int \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) dr = - \int \frac{er^2}{\epsilon\epsilon_0} N(r) dr \quad (2)$$

При равномерном легировании:

$$r^2 \frac{d\varphi}{dr} = - \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} \frac{r^3}{3} N \Big|_0^R + C_1, \quad (3)$$

где C_1 – постоянная интегрирования, R – ширина области пространственного заряда. Постоянную интегрирования C_1 можно найти из граничных условий:

$$\begin{aligned} \varphi(R) &= \frac{kT}{e}, \\ \varphi(r_0) &= \varphi_{\max}, \\ \frac{d\varphi}{dr}(R) &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Слагаемое $\frac{kT}{e}$ возникает за счет вклада в электрическое поле хвоста функции распределения носителей заряда [11].

Максимальное значение потенциала будет в месте точечного контакта, который будет определяться радиусом закругления зонда АСМ r_0 . Распределение потенциала в ОПЗ для точечного контакта представлено на рисунке 2.

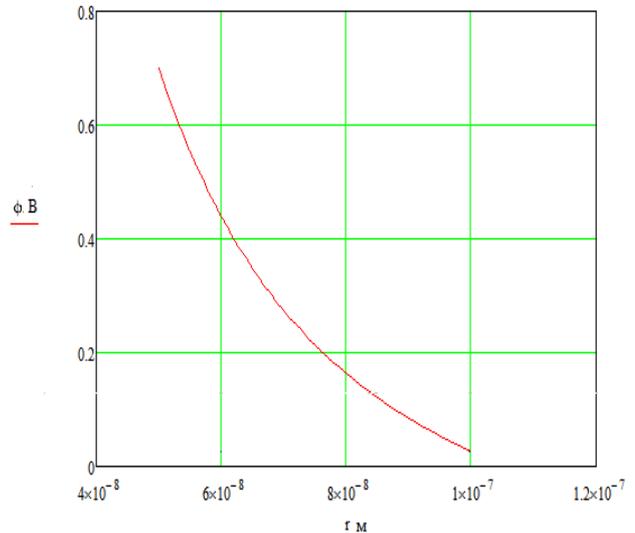


Рисунок 2 – Распределения потенциала в ОПЗ для точечного барьерного контакта

Выражение для потенциала:

$$\varphi(r) = - \frac{eN}{\epsilon\epsilon_0} \frac{r^2}{6} - \frac{eNR^3}{3\epsilon\epsilon_0 r} + C_2. \quad (5)$$

С учетом граничных условий значение потенциала можно выразить как:

$$\varphi(r) = \frac{eN}{\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{R^2}{2} - \frac{R^3}{3r} - \frac{r^2}{6} \right) + \frac{kT}{e}. \quad (6)$$

Физический смысл уравнения (6) заключается в том, что оно задает распределение потенциала в слое объемного заряда (ОПЗ) толщиной R (рисунок 1).

Введем так называемую дебаевскую длину [11]:

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 kT}{eN}}. \quad (7)$$

Из (6) видно, что от концентрации носителей заряда N в полупроводнике зависит потенциал.

Из (5) и (7) можно сделать вывод, что $\varphi(r) \propto \frac{1}{L_D^2}$.

С учетом граничных условий найдем максимальный потенциал $\varphi(r_0)$:

$$\begin{aligned} \varphi(r_0) = U + U_k &= \frac{eN}{\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{R^2}{2} - \frac{R^3}{3r_0} - \frac{r_0^2}{6} \right) + \frac{kT}{e} \\ &+ \left(U + U_k - \frac{kT}{e} \right) \frac{\epsilon\epsilon_0}{eN} - \frac{R^2}{2} + \frac{R^3}{3r_0} + \frac{r_0^2}{6}. \end{aligned} \quad (8)$$

Для определения ширины ОПЗ надо найти решение кубического уравнения (10), так называемое решение Кардано для кубических уравнений [13]:

$$R^3 - \frac{3}{2}r_0R^2 + \frac{r_0^3}{2} + \frac{3r_0\epsilon\epsilon_0}{eN}\left(U + U_k - \frac{kT}{e}\right) = 0. \quad (9)$$

Решением (9) будет являться выражение:

$$R = A + B + \frac{r_0}{2}, \quad (10)$$

где $A = \sqrt[3]{\frac{r_0^2}{8} - \frac{C_2}{2} + \sqrt{Q}}$,

$$B = \sqrt[3]{\frac{r_0^2}{8} - \frac{C_2}{2} - \sqrt{Q}}.$$

А значение Q из решения Кардано равно:

$$Q = \left(-\frac{r_0}{4}\right)^3 + \left(\frac{C_2}{2} - \frac{r_0^3}{8}\right)^2, \quad (11)$$

где константа $C_2 = \frac{kT}{e} + \frac{eNR^2}{2\epsilon\epsilon_0}$ находится из (5)

с учетом граничных условий.

Электрическая емкость точечного контакта находится по обычной формуле:

$$C(U) = \frac{dQ}{dU}. \quad (12)$$

Так как контакт к поверхности исследуемой структуры осуществляется проводящим зондом АСМ, то контакт можно считать полусферическим (рисунок 1). Отсюда:

$$dQ = 2\pi\epsilon NR^2 dR. \quad (13)$$

Из (8) и (9) получаем, что значение емкости для сферического контакта находится по формуле:

$$C(U) = 2\pi\epsilon NR^2(U) \frac{dR(U)}{dU}. \quad (14)$$

Для оценки минимального тока (количества электронов), который может быть измерен в случае использования в качестве барьерного контакта зонда АСМ, зададим следующие параметры:

- радиус закругления острия зонда $r = 50$ нм (хотя современные производители зондов АСМ говорят о цифрах порядка 30-35 нм);
- критическая плотность тока в полупроводнике $i_{кр} = 5 \cdot 10^5$ А/м²;
- минимальный фиксируемый аппаратурой ток $I_{мин} = 10$ пА.

Ток, протекающий через острие зонда, должен быть не меньше $I_{мин}$, но при этом не превышать критическое значение. Рассчитаем максимальный ток:

$$I_{макс} = j_{кр} \cdot S \approx 7.5 \text{ нА},$$

где $S = 2\pi r^2$ – площадь полусферической поверхности острия зонда. Таким образом, минимальное значение тока, фиксируемое аппаратурой, не превышает критического значения.

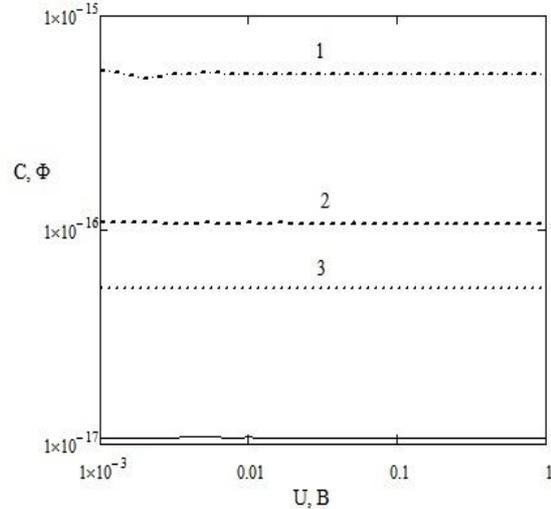


Рисунок 3 – Зависимость емкость точечного сферического контакта при разных значениях радиуса закругления зонда: 1 – 10 нм; 2 – 50 нм; 3- 100 нм

Мгновенное значение электрического тока через барьерную емкость при изменении напряжения на ней на величину dU за время dt определяется из выражения [12]:

$$i(t) = \frac{dQ}{dt} \approx C \frac{dU}{dt}, \quad (15)$$

где C – установившееся значение емкости, соответствующее постоянному обратному напряжению на контакте, на которое накладывают малое (амплитудой несколько единиц $\frac{kT}{e}$) напряжение тестового измерительного сигнала. Оно может быть, например, синусоидальным или пилообразным [1]. Условно считается, что напряжение, приложенное к диоду, равно падению напряжения на слое ОПЗ, т.е. можно пренебречь падением напряжения на последовательном сопротивлении диода [12].

Из (7) можно сделать вывод, что при значении электрической емкости 1 фФ и скорости нарастания напряжения 1000 В/с через образец потечет ток 1 пА [1].

Если подать на образец сигнал с генератора с заданными параметрами, то становится возможным измерить нано- или пикоамперные токи, а значит, рассчитать малые значения емкости, лежащие в фемтофарадном диапазоне. Период $T = f(U_{макс})$ и емкость

$C(U_{\max}) = f(U_{\max})$. Получается, что

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dU_{\max}}{T}. \quad (16)$$

Если $\frac{dU}{dt} = 10^3$, а амплитуду напряжения взять равной $U_{\max} = 0.1$ В, то период T составит 100 мкс, что вполне выполнимо при использовании современных генераторов [1].

Таким образом, из оценок видно, что проведение исследований с использованием зонда атомно-силового микроскопа в качестве контакта к поверхности исследуемого образца возможно, поскольку возможно достичь значений тока, который можно уверенно измерить современной аппаратурой.

Выводы. Таким образом, в данной работе проведены теоретические исследования особенностей использования локального контакта для проведения электрофизических исследований полупроводниковых структур. В результате расчетов показано, что емкость сферического точечного контакта не зависит от концентрации носителей заряда, а зависит от радиуса контакта, то есть от радиуса закругления зонда АСМ. Предложенная математическая модель для вычисления потенциала требует уточнения с учетом особенностей проводящих зондов каждого производителя. Также в работе указывается ряд условий, при которых возможно проведение эксперимента с использованием точечного контакта.

Дальнейшее развитие точечного барьерного контакта металл-полупроводник заключается в проведении практических исследований электрофизических свойств полупроводниковых структур.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации при использовании оборудования Регионального центра зондовой микроскопии коллективного пользования (РЦЗМкп) при ФГБОУ ВПО «РГРТУ» в НОЦ неупорядоченных и наноструктурированных материалов и устройств на их основе.

Библиографический список

1. Кусакин Д.С., Литвинова В.С., Литвинов В.Г., Воробьев Ю.В., Рыбин Н.Б. Методика ло-

кального измерения электрической емкости фемтофарадного диапазона точечного барьерного контакта металл-полупроводник // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. 2014. № 50-2. С. 122-125.

2. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Высшая школа, 1987. 239 с.

3. Литвинова В.С., Литвинов В.Г. Векторный анализ электрической цепи наноконтакта металл-полупроводник // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. 2014. № 47. С. 116 – 120.

4. Beguwalla M., Crowell C.R. Characterization of multiple deep level systems in semiconductor junctions by admittance measurements // Solid-State Electronics. 1974. Vol. 17. P. 203-214.

5. Ермачихин А.В., Кострюков С.А., Литвинов В.Г., Рыбин Н.Б. Исследование шумовых свойств и электронных состояний диода Шоттки на основе гетероструктуры InGaAs/GaAs с квантовой ямой // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. 2012. № 41. С. 98-103.

6. Литвинов В.Г., Рыбин Н.Б. Токовая релаксационная спектроскопия глубоких уровней в полупроводниковых структурах на основе точечного барьерного контакта // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. 2012. № 42-1. С. 28-33.

7. Litvinov V., Kozlovsky V., Sadofyev Yu., Rybin N. Local study of the energy spectrum of electrons in CdSe/ZnSe QD structure by current DLTS cooperated with AFM // Phys. Status Solidi C. 2012. V. 9. P. 1772-1775.

8. Балагуров Д.Б., Ключник А.В., Лозовик Ю.Е. Теория сканирующей емкостной микроскопии // Физика твердого тела. Т. 42. Вып. 2. С. 361 – 366.

9. Вишняков Н.В., Литвинов В.Г., Милованова О.А., Рыбин Н.Б. Способ исследования энергетического спектра электронных состояний и устройство для его осуществления. Патент на изобретение № 2415389.

10. Поляков В.В. Контактная сканирующая емкостная микроскопия большеразмерных образцов // Научное приборостроение. Т. 19. № 3. 2009. С. 62-66.

11. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Кн. 1. М.: Мир, 1984. 456 с.

12. Берман Л.С. Емкостные методы исследования полупроводников. Л.: Наука, 1972. 104 с.

13. Корн Т., Корн Г. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1974. 831 с.