

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ КОНТАКТОВ МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК Al-TiCu/n-Si С ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ

И.М.ЭФЕНДИЕВА

*НИИ Проблем Физики Бакинского Государственного Университета
AZ1148, Баку, ул. З.Халилова, 23*

Исследованы вольт-амперные характеристики контактов металл-полупроводник Al-TiCu/n-Si с поликристаллической металлической пленкой в температурном диапазоне 298÷458K. Высота потенциального барьера и коэффициент идеальности вычислены из прямолинейной части зависимости $\ln I-V$ при прямом смещении, проанализирована их температурная зависимость для образцов с различными геометрическими размерами. Анализ неоднородности высоты барьера проведен на основе распределения Гаусса, определены значения высоты барьера $\bar{\Phi}_{bo} = 0,59$ эВ и параметра отклонения $\sigma_0 = 0,088$ В. Зависимости характеристик от температуры и напряжения объяснены с учетом поликристаллической структуры металлической пленки. Определена электрически активная площадь диодов, вычислена фрактальная размерность по аналогии с «ковром Серпинского», разработан теоретический метод определения толщины диэлектрического зазора.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных факторов, определяющих характеристики диодов на основе контакта металл-полупроводник (КМП), является однородность границы раздела. Ранее считалось, что основным недостатком диодов Шоттки - это чувствительность их электрических характеристик к состоянию границы раздела [1-5]. Однако, стремление к уменьшению размеров полупроводниковых приборов и их многофункциональному использованию, а также развитие технологии увеличили интерес к тонким структурам, анализ которых позволяет создание новых контактов с заведомо известными качествами, проявляющимися в узком диапазоне изменения действующих факторов [6]. В этой связи целесообразно исследовать диоды Шоттки с поликристаллическим металлическим покрытием, получение которых с технологической точки зрения значительно проще.

Островковая структура границы раздела, подчиняющаяся принципам самоорганизации, представляет собой совокупность параллельно соединенных диодов [7-10]. Связь между площадью каждого элементарного диода и его сопротивлением, флуктуация толщины диэлектрического зазора по всей площади диода, несомненно, отражаются в характере зависимости тока от приложенного смещения. В таком случае диоды, имеющие одинаковый состав, но различные контактные площади и различные толщины диэлектрических зазоров, а, следовательно, и различающиеся электрофизические параметры, окажутся различно нагруженными. Использование их «положительных» и «отрицательных» качеств, представление поликристаллической пленки как совокупности структур с малыми размерами и выявление закономерности в характеристиках приборов на основе этих пленок создают предпосылки для появления новых многофункциональных приборов, работающих в узком диапазоне изменения действующих факторов [6].

Цель данной работы определить, как микроскопические физические характеристики системы с поликристаллической металлической пленкой отражаются в электрических характеристиках КМП.

Сплав металлов $Ti_{0,9}Cu_{0,1}$ был нанесен методом магнетронного распыления на полупроводниковую подложку (Si(111), $\rho = 0,7 \text{ Ohm} \cdot \text{cm}$). Диодная матрица содержала 14 диодов, площади которых изменялись в диапазоне $1 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \div 14 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$. Были получены вольт-амперные характеристики (ВАХ) всех диодов в

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВАХ

Согласно диодной теории зависимость тока от напряжения при выполнении условия $U \gg 3kT/q$ для диодов Шоттки с тесным контактом и однородной границей раздела определяется выражением [1,2]

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \right], \quad (1)$$

где q - заряд электрона, k - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура в Кельвинах, n – фактор идеальности, V - напряжение при прямом смещении, I_0 – ток насыщения, описываемый выражением:

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{bo}}{kT}\right), \quad (2)$$

где A – контактная площадь, A^* - эффективная постоянная Ричардсона, равная $264 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ для (111) ориентированного кремния n-типа, Φ_{bo} - высота барьера при нулевом смещении.

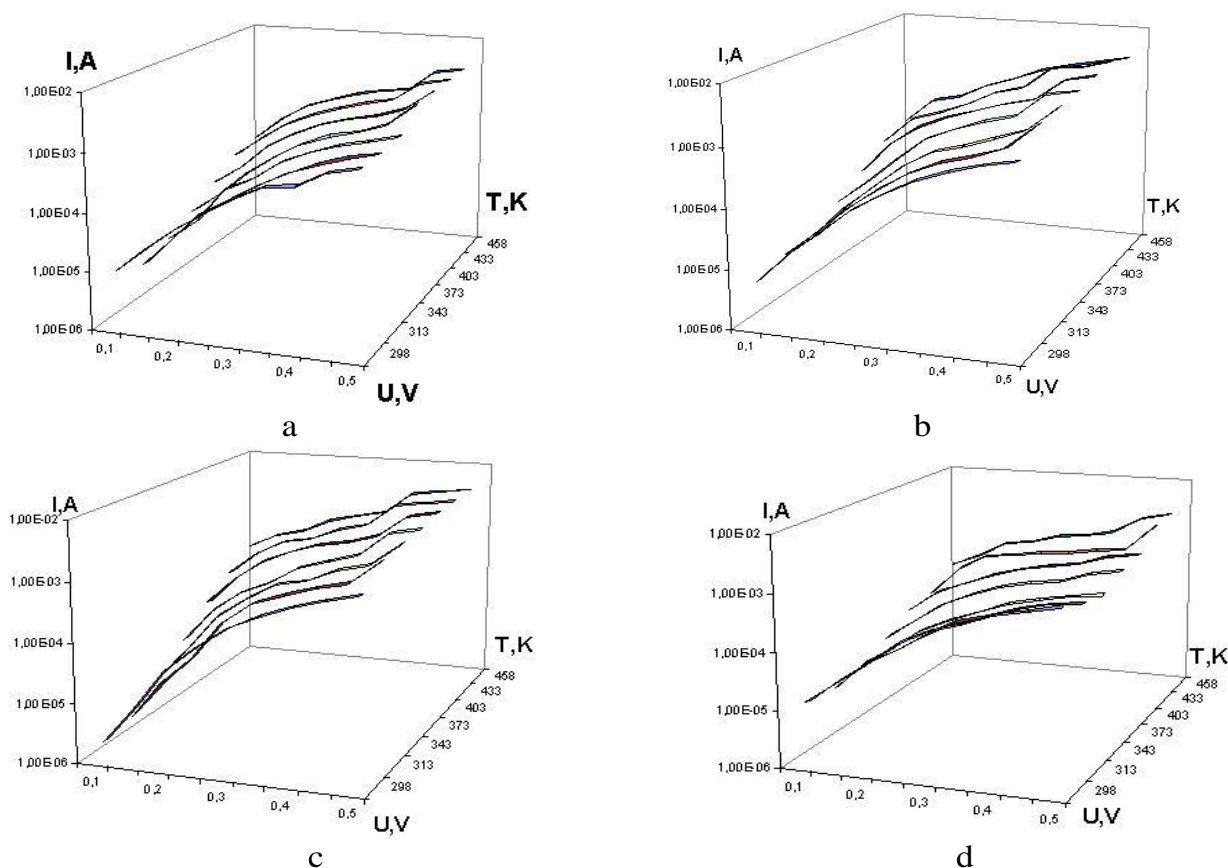


Рис.1.

ВАХ диодов Шоттки Al-TiCu/n-Si в интервале температур (298÷458)K при прямом смещении (a - №2, b- №6, c-№9, d-№10).

Вольт-амперные характеристики диодов Al-TiCu/n-Si, измеренные в температурной области 298K÷458K, в некотором смысле удовлетворяют указанной зависимости – при прямом смещении значение тока изменяется на несколько порядков (Рис.1a,b,c,d). Вместе с

тем, наблюдается уменьшение наклона ветвей ВАХ при увеличении температуры, зависимость тока насыщения от температуры, подключение последовательного сопротивления диода. Тщательный анализ ВАХ структур Al-TiCu/n-Si выявил ступенчатый характер ВАХ, зависимость от температуры, геометрических размеров контактов и некоторую закономерность изменения характеристик. Полученный результат указывает на неоднородность контакта и вероятность наличия параллельно соединенных диодов [1-6]. Основываясь на общепринятом методе из линейной части прямой ветви ВАХ $\ln I-V$ были вычислены значения высоты барьера Φ_{b0} и коэффициента идеальности (КИ) n для всех образцов при каждой температуре из [1-5]:

$$\Phi_{b0} = \frac{kT}{q} \ln \frac{AA^* T^2}{I_0} \quad (3); \quad n = \frac{q}{kT} \left(\frac{d \ln I}{dV} \right)^{-1}. \quad (4)$$

Результат выявил зависимость ВБ и КИ от температуры. Условие $\Phi_b n = const$, выполняемое для диодов Al-TiW-PtSi/n-Si [11], для данных диодов не удовлетворяется. Это указывает на то, что контакт неоднороден, но туннельный механизм переноса заряда не играет основной роли [1]. Было выявлено, что среднее значение ВБ КМП Al-TiCu/n-Si ($\Phi_{b0} = 0,425 eV$) коррелирует с значениями, известными из литературы [12]. На некоторых участках ВАХ коэффициент идеальности менее единицы, что ниже теоретически возможных значений [1-6]. Полученный результат объясняется существованием на границе металл-полупроводник «медленных» поверхностных состояний [13].

Отклонения от классической теории термоэлектронной эмиссии (ТТЭ) исследовались различными авторами [1-6]. В работе Тунга для объяснения обычно наблюдаемых отклонений [14] неоднородный интерфейс рассмотрен как система дискретных областей или "дорожек" низких барьеров, вставленных в области более высоких барьеров. Сонг и другие [15] ввели аналитическую модель флуктуаций потенциала. Шмитсдорф и др [16] использовали теоретический подход Тунга и нашли линейную корреляцию между экспериментальным значением ВБ и коэффициентом идеальности. На Рис.2 показана зависимость ВБ, полученной из эксперимента, от коэффициента идеальности для диодов Al-TiCu/n-Si. Экстраполяция зависимости к $n=1$ дает высоту однородного барьера 0.541эВ, 0.5368эВ и 0.535эВ соответственно для диодов №1, №3 и №13. Однако, как видно из рисунка между полученными значениями нет хорошей корреляции.

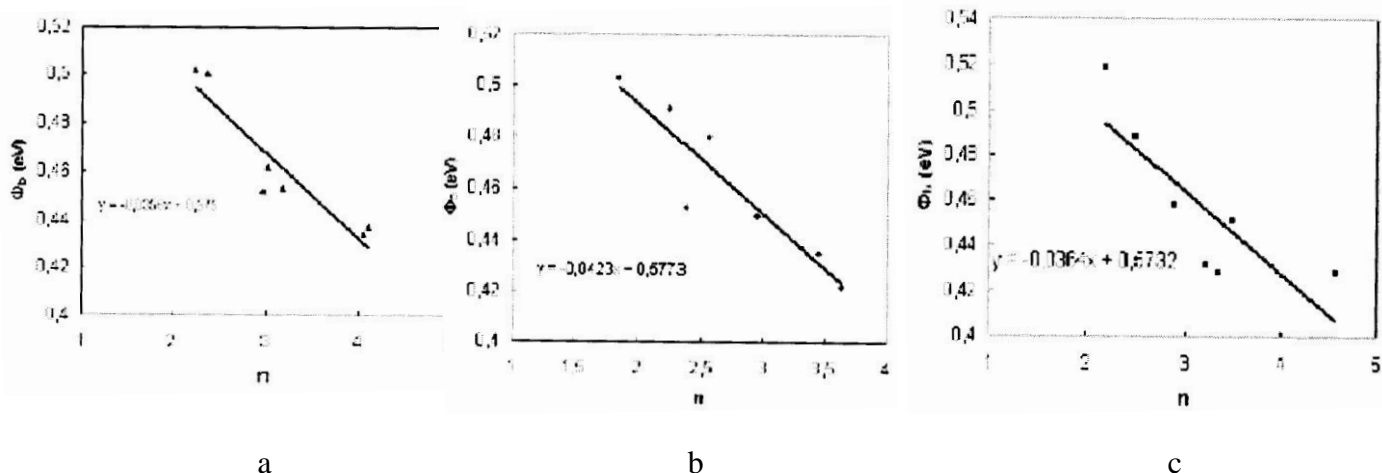


Рис.2.

Зависимость ВБ от фактора идеальности при различных температурах (а - №1, б- №3, с- №13).

Необычное поведение характеристик диодов с различными внешними геометрическими размерами можно объяснить следующим образом: субмикроскопические зазоры между кристалликами металла и полупроводником,

высокая сила поля, возникающего при приложении к выпрямителю напряжения, увеличивают эффект Шоттки, а при очень больших полях, возможно также, и холодную эмиссию электронов [17]. Различия структур контактирующих материалов, а следовательно и условий прохождения электронов через контакт, приводят к усилению эффектов выпрямления. Кроме того, известно, что кристаллическая решетка Si(111) содержит гексагональные пустоты [18]. Это еще более усугубляет положение, создавая дополнительный повод для возникновения неоднородностей.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ВЫСОТЫ БАРЬЕРА С ПРИМЕНЕНИЕМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГАУССА

Известно, что основные параметры контакта определяются параметрами полупроводника, параметрами диэлектрического зазора (d), а также величиной высоты потенциального барьера (Φ_{b0}) [1]. В принципе, перечисленные параметры могут изменяться в пределах площади контакта. Неоднородность контактирующих поверхностей может привести к неоднородности контакта металл-полупроводник, в частности, к изменению по площади контакта величин d и Φ_{b0} . В таком случае контакт рассматривается как система элементарных контактов.

Рассматривая контакт как множество параллельных диодов с различными ВБ, независимо способствующих переносу тока, полный ток через диод Шоттки с неоднородностью по ВБ можно выразить как [1,4,5]

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\Phi_b, V) P(\Phi_b) d\Phi, \quad (5)$$

где $I(\Phi_b, V)$ - ток при смещении V для БШ, основанного на идеальной ГТЭ, и $P(\Phi_b)$ - нормализованная функция распределения, дающая вероятность точности для высоты барьера.

Предполагая, что ВБ подчиняется нормальному распределению (распределение Гаусса) и, используя общее правило нахождения среднего, получим

$$P(\Phi_b) = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\Phi_b - \bar{\Phi}_b)^2}{2\sigma_0^2}\right), \quad (6)$$

где $\frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}}$ - нормировочная постоянная Гауссовского распределения ВБ, σ_0 - параметр отклонения. Полный ток $I(V)$ через барьер Шоттки при смещении V описывается выражением [1,3,4,15-17]

$$I(V) = AA^* T^2 \exp\left[-\frac{q}{kT} \left(\bar{\Phi}_b - \frac{q\sigma_0^2}{2kT}\right)\right] \exp\left(\frac{qV}{nkT} - 1\right). \quad (7)$$

В таком случае высота барьера определяется как [1,19-21]

$$\Phi_{b0} = \bar{\Phi}_{b0} - \frac{q\sigma_0^2}{2kT}, \quad (8)$$

где $\bar{\Phi}_{b0}$ средняя высота барьера при нулевом смещении.

На основе имеющихся данных вычислены значения $\bar{\Phi}_{b0}$ и σ_0 , равные соответственно 0,59эВ, 0,58эВ, 0,599эВ и 0,088В, 0,089В, 0,089В. Полученные методом Гаусса значения высоты барьера намного превышают значения, полученные другими методами вычисления. Параметр отклонения σ_0 свидетельствует о неоднородной границе раздела. Как видно из проведенных исследований,

невозможно однозначно определить высоту барьера диода Al-TiCu/n-Si. Принимая во внимание поликристаллическую структуру металлической пленки КМП Al-TiCu/n-Si, можно прийти к выводу, что неоднородность контакта в большей степени обусловлена зернистой структурой металлической пленки.

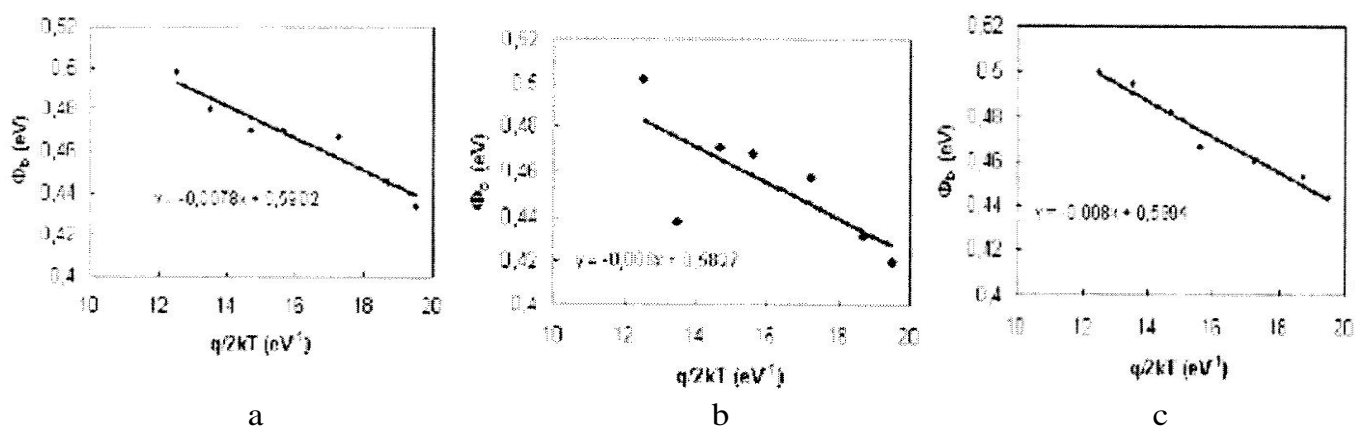


Рис.3.

Зависимость ВБ при нулевом смещении от $q/2kT$ для ДШ Al-TiCu/n-Si согласно распределению Гаусса (a - №1, b- №8, c- №13).

ЭЛЕКТРИЧЕСКИ АКТИВНАЯ ПЛОЩАДЬ КМП Al-TiCu/n-Si

В связи с неоднородностью контакта особый интерес представляет определение электрически активной площади наиболее вероятных самоорганизующихся контактов. На основе полученных экспериментальных данных нам не удалось корректно установить высоту барьера по известному методу энергия активации [1,2]

$$\ln\left(\frac{I_0}{A^*T^2}\right) = \ln(A) - \frac{q\Phi_{b0}}{kT} \quad (9)$$

С другой стороны, из теории известно, что при расчете эффективного значения постоянной Ричардсона не учитывается квант-механическое отражение и рассеяние на оптических фононах; в направлении (111) все минимумы зоны проводимости дают одинаковый вклад в ток. Поэтому для кремния с ориентацией (111) постоянная Ричардсона имеет максимальное значение $264 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ и не зависит от температуры [2]. Следует вывод, что на основе этой зависимости целесообразно оценить величину электрически активной площади контакта [1,2]. Исходя из этого, нами была определена электрически активная площадь диода методом отсечки ординаты из линейной части экспериментальной зависимости $\ln(I_0/A^*T^2)$ от q/kT для всех исследуемых диодов. Значения, полученные для диодов №3, №8 и №13 представлены в Таблице 1.

Таблица 1.

Значения электрически активной площади диодов Al-TiCu/n-Si с внешними площадями $3 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$, $8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$ и $13 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$.

$\Delta T(\text{K})$	$S_3(\text{ cm}^2)$	$S_8(\text{ cm}^2)$	$S_{13}(\text{ cm}^2)$
298 - 343	$3,07 \times 10^{-9}$	$3,78 \times 10^{-11}$	$4,36 \times 10^{-10}$
343- 403	$1,42 \times 10^{-6}$	$4,71 \times 10^{-7}$	$7,32 \times 10^{-4}$
403 - 458	$7,11 \times 10^{-2}$	$2,86 \times 10^{-2}$	$6,27 \times 10^{-1}$

Анализ выявил, что значение электрически активной площади отличается от внешней геометрической площади диода и меняется в широком диапазоне, что, по-

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ КОНТАКТОВ МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК Al-TiCu/n-Si С ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ

видимому, определяется зернистой структурой поликристаллической пленки на поверхности полупроводника и спонтанным подключением того или иного элементарного диода.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФРАКТАЛЬНОЙ РАЗМЕРНОСТИ КМП Al-TiCu/n-Si

Одним из факторов, влияющих на формирование зернистой структуры поликристаллической пленки, является температура технологического процесса. Как известно из литературы, понижение температуры процесса приводит к уменьшению размера зерен, а, следовательно, к огромной протяженности границ пленок и к росту концентрации дефектов. Поликристаллические металлические пленки имеют структуру с размером зерен, изменяющимся примерно от 10нм (в материалах с высокой температурой плавления) до 500нм (в благородных металлах и материалах с более низкой температурой плавления) [22]. Влияние размера зерен сказывается не только на оптических и электрических свойствах пленок, но и в значительной мере и на взаимной диффузии атомов соседних слоев, поскольку в области границ зерен диффузионные процессы протекают наиболее интенсивно.

Полученные в последнем параграфе результаты однозначно не определяют значения электрически активной площади. Для объяснения результатов был выбран метод фрактальной геометрии [23]. Во многих работах, посвященных фрактальным исследованиям, триада Кох приводится как стандартный пример. Этот пример подтверждает, что линия может иметь фрактальную размерность $D > 1$. Согласно определению длина линии n -ого поколения (L) определяется как

$$L(\delta) = \delta^{1-D}, \quad (10)$$

где δ - длина звена, D - фрактальная размерность кривой.

Металлические островки на поверхности полупроводника формируются согласно принципам самоорганизации. Принимая, что формирование поликристаллической металлической структуры соответствует формированию самоподобной фрактальной структуры в зависимости от времени технологического процесса, а также, учитывая тетраэдрическую структуру титана и кубическую структуру меди, форму огибающей поликристаллической металлической пленки TiCu в разрезе, можно уподобить триадной кривой Коха с размерностью $D \sim 1,2618$ (Рис.4). С другой стороны, формирование поликристаллической металлической пленки можно рассматривать как появление некоторой затравки и дальнейшее развитие фрактальной структуры.

В наших исследованиях было принято, что площадь диода (10^{-6}см^2) аналогична площади «ковра Серпинского» (Рис.5), элементарная затравка равна самой малой электрически активной площади (10^{-10}см^2). На основе этих предположений была рассчитана фрактальная размерность подобия периметра контактной плоскости

$$D = \ln N / \ln r(N), \quad (11)$$

где N - число фрагментов (квадратов с площадью, равной малой электрически активной площади), $r(N)$ – масштабный множитель.

Принимая, что в случае контакта TiCu/n-Si число фрагментов $N=10^4$, а масштабный множитель $r(N)=10^2$, определили фрактальную размерность периметра контактной поверхности ($D=1,99$). В следующем поколении каждый из темных квадратов делится согласно этой размерности на такие же квадратики. В результате площадь электрически неактивных частей контактной площади уменьшается, а полный периметр активных площадей стремится к бесконечности. Если учесть поликристаллическую структуру металлической пленки, которая, на самом деле объемна, то электрически активная площадь

контакта также будет стремиться к бесконечности при определенном значении напряжения смещения.

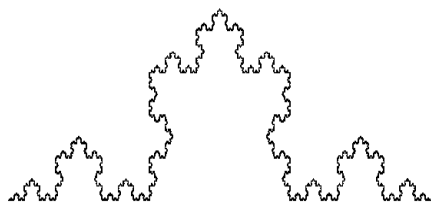


Рис.4.
Триада Кох.

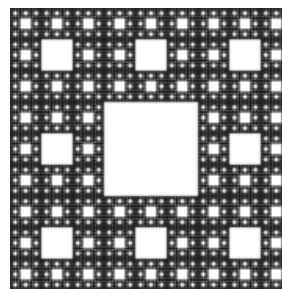


Рис.5.
Ковер Серпинского.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ТОЛЩИНЫ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАЗОРА КМП С ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ

Согласно «дефектной» модели [3,4], на границе раздела контактной структуры может возникнуть переходный слой сложного состава и структуры. Естественно, что исследование влияния каждого из дефектообразующих факторов на характеристики приборов затруднительно. В то же время, исследование их влияния, приводящего к флуктуациям параметров приборов, представляет интерес с практической точки зрения. Флуктуации параметров КМП могут быть обусловлены двумя причинами: флуктуацией высоты барьера и флуктуацией толщины диэлектрического зазора [1]. Нами ранее были проведены исследования диодных структур с различными металлическими пленками, нанесенными на одинаковые кремниевые подложки [11,21,24-27]. Для всех диодов был использован один метод технологической обработки. Вышеупомянутое дает основание предполагать, что значительные отклонения характеристик Al-TiCu/n-Si обусловлены поликристаллической структурой металлической пленки, и основную роль в неоднородности границы раздела играет структура металлической пленки, что определяет неоднородность толщины диэлектрического зазора. Исследование зазоров привлекало внимание ученых и ранее [17]. В дальнейшем теория зазоров развивалась Фервезером и другими. Имеется несколько теоретических методов расчета толщины диэлектрического зазора. Однако существующие методы определения толщины зазора не принимают во внимание нерегулярное распределение этих параметров [1-4,28].

В последнее время проблемам, связанным с флуктуациями толщины в полевых транзисторах и в других МДП, уделяется все большее внимание [27]. Разработаны новые методы оценки корреляционной длины флуктуаций толщины диэлектрической пленки из измерений электрических характеристик туннельных структур МДП без использования техники микроскопии, а также метод, основанный на анализе токов. Этот метод проверен на Al/SiO₂/Si туннельных структурах из прямых измерений.

В представленной работе сделана попытка теоретической разработки метода определения толщины зазора на основе анализа вольт-амперных характеристик контактов металл-полупроводник с поликристаллической металлической пленкой. Традиционно для определения основных электрофизических параметров используется модель тесного контакта. Однако, в обобщенной модели КМП необходимо учитывать наличие тонкого диэлектрического зазора и ПЭСК [1,3,28]. В этом случае приложенное напряжение распределяется между областью пространственного заряда (ОПЗ) и диэлектрическим зазором [1]

$$V = V_1 + V_2, \quad (12)$$

где V_1 и V_2 - значения напряжения в диэлектрическом зазоре и ОПЗ, соответственно.

В обобщенной модели КМП с учетом диэлектрического зазора ВАХ описывается выражением

$$I = I_0 \left(\exp\left(\frac{qV_2}{kT}\right) - \exp\left(\frac{qV_1}{kT}\right) \right), \quad (13)$$

$$I_0 = AA * T^2 \bar{\delta}_n \exp\left(-\frac{q\Phi_{bo}}{kT}\right), \quad (14)$$

где $\bar{\delta}_n$ - средний коэффициент прозрачности для электронов, экспоненциально зависящий от толщины зазора ($\bar{\delta}_n \sim \exp(-d)$) [1,29]. Если контакт тесный, то $d=0$, $\bar{\delta}_n = 1$, $V_1 = 0$ и $V_2 = V$.

Рост толщины диэлектрического зазора при постоянстве других параметров приводит к увеличению сопротивления контакта, так как при этом уменьшается производная dV_2/dV . Благодаря наличию острых выступов микрокристаллитов поликристаллической металлической пленки не вся площадь контакта электрически активна. В таком случае, неоднородность границы раздела, обусловленная изменением величины d/ε по площади контакта, где d - толщина диэлектрического зазора, ε_1 - диэлектрическая проницаемость зазора, выявляется в изменении дифференциального наклона ВАХ в зависимости от значения приложенного смещения и сопротивления «случайно» подключаемого контакта.

Свойства неоднородного контакта определяются, главным образом, изменением экспоненциальных членов в выражениях для вольт-амперной характеристики. В этой связи в работе [1] ток через КМП, описываемый выражением (2), представляется как

$$I = A \exp(\mu_x x), \quad (15)$$

где μ_x - параметр, не зависящий от параметра контакта x . Для усреднения неоднородных параметров по площади контакта было использовано общее правило нахождения среднего, если задана функция распределения величины P по поверхности

$$\bar{f}(x, y, \dots) = \frac{\int f(x, y, \dots) P(x, y, \dots) dx dy \dots}{\int P(x, y, \dots) dx dy}. \quad (16)$$

При этом для нахождения среднего при анализе влияния неоднородности на ВАХ контакта был использован прямоугольный закон распределения значений

$$P(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x_1 \leq x \leq x_2, \\ 0 & \text{при } x < x_1, x > x_2. \end{cases} \quad (17)$$

В результате выражение для среднего значения тока с учетом неоднородности толщины зазора описывается как

$$\bar{I} = \bar{I}_0 \frac{\exp(-\mu_x d_1) - \exp(-\mu_x d_2)}{\mu(d_1 - d_2)} (\exp(qV/kT) - 1), \quad (18)$$

где $\exp(qV/kT) \gg 1$, $\bar{I}_0 = \frac{ev_n n_0}{4} A \exp\left(-\frac{\Phi_{bo}}{kT}\right)$, $\mu_x = -\left[\frac{2(2m^* \bar{\Phi}_{bo})^{1/2}}{\hbar} + \frac{\varepsilon_1 V}{\varepsilon_1 L_0} \frac{q}{kT} \right]$,

где m^* - эффективная масса электрона, $\bar{\Phi}_{bo}$ - среднее значение высоты барьера, L_0 - ширина области пространственного заряда, ϵ_s - диэлектрическая проницаемость кремния.

Данное выражение для усредненного значения тока получено с учетом изменения толщины диэлектрического зазора от значения d_1 до значения d_2 [29]. С другой стороны, исходя из сравнения с тесным контактом, где $d_2 = 0$, и, принимая во внимание коэффициент идеальности \bar{n} усредненной ВАХ, можно записать усредненное значение тока

$$\bar{I} = \bar{I}_0 \frac{\exp(-\mu_x d) - 1}{\mu_x d} \exp(qV/\bar{n}kT). \quad (19)$$

Разлагая в ряд и принимая во внимание только первые члены разложения ввиду малости величины $\mu_x d$ ($\mu \leq \frac{1}{d}$), получим

$$\exp(-\mu_x d) = 1 - \mu_x d + \frac{(\mu_x d)^2}{2!}. \quad (20)$$

Тогда усредненное значение тока будет определяться как

$$\bar{I} = \bar{I}_0 \frac{1 - \mu_x d + \frac{(\mu_x d)^2}{2} - 1}{\mu_x d} \exp(qV/\bar{n}kT). \quad (21)$$

Окончательно получим

$$\bar{I} = \bar{I}_0 \left(\frac{\mu_x d}{2} - 1 \right) \exp(qV/\bar{n}kT). \quad (22)$$

Реальная ВАХ при прямом смещении описывается выражением $I = I_s \exp(qV_2/kT)$. В таком случае экспериментальную ВАХ при прямом смещении можно представить как

$$I = I_s \exp(qV/n_i kT), \quad (23)$$

где n_i - коэффициент идеальности реальной ВАХ при каждом значении напряжения смещения. Совместно решая уравнения (9) и (10) и проведя несложные преобразования, получим

$$d_i = \frac{2(\exp B + 1)}{\mu_x}, \quad \text{где } B = \ln\left(\frac{\bar{I}}{\bar{I}_s}\right) - \frac{n_i}{\bar{n}} \ln\left(\frac{I_i}{I_{0i}}\right). \quad (24)$$

На основе полученного выражения (24) были проанализированы ВАХ диодов Шоттки Al-TiCu/n-Si с поликристаллической металлической пленкой (Рис.1). Экспериментальные ВАХ экстраполированы, как обычно, прямой и определены средние значения тока насыщения и коэффициента идеальности. Затем для каждого диапазона изменения напряжения, в пределах которого участок ВАХ прямолинеен, определено значение тока насыщения I_{0i} и n_i . На основе выражения (24) вычислена величина эффективной толщины диэлектрического зазора для всех исследуемых диодов в широком диапазоне изменения температуры (Таблица2, Таблица.3).

Эффективное значение толщины диэлектрического зазора изменяется в пределах $(5,81 \div 7,68)10^{-8}$ см. С увеличением площади диода и температуры эффективное значение толщины зазора уменьшается. Результаты по оценке эффективной толщины диэлектрического зазора, вычисленной на основе сравнения экспериментальной ВАХ с усредненной, хорошо коррелируют с известными из литературы [1]. Полученные значения эффективной толщины

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ КОНТАКТОВ МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК Al-TiCu/n-Si С ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ диэлектрического зазора указывают на способность метода фиксировать изменения свойств границы раздела КМП в зависимости от формирования поликристаллической металлической пленки и подключение того или иного элементарного диода при изменении напряжения смещения и температуры.

Таблица 2.

Эффективные значения толщины диэлектрического зазора для диодов Al-TiCu/n-Si с различными внешними площадями (№2,3,6,8,10,13) при T=298K.

V, V	d ₂ (x10 ⁸ cm)	d ₃ (x10 ⁸ cm)	d ₆ (x10 ⁸ cm)	d ₈ (x10 ⁸ cm)	d ₁₀ (x10 ⁸ cm)	d ₁₃ (x10 ⁸ cm)
0,2	7,68	7,6	7,64	7,21	6,98	6,99
0,25	7,57	7,55	7,29	6,67	7,12	6,68
0,3	7,62	7,59	7,34	6,99	6,88	6,68
0,35	7,62	7,22	6,56	6,98	6,54	6,02
0,4	7,65	6,99	6,02	7,01	6,97	5,81
0,45	7,51	6,99	6,58	6,83	6,67	5,92
0,5	7,59	6,76	6,21	6,79	6,82	5,86

Таблица 3.

Эффективные значения толщины диэлектрического зазора для диода Al-TiCu/n-Si (S=6·10⁻⁶cm²) при различных температурах.

V, V	d ₂₉₈ (·10 ⁻⁸)	d ₃₁₃ (·10 ⁻⁸)	d ₃₄₃ (·10 ⁻⁸)	d ₃₇₃ (·10 ⁻⁸)	d ₄₀₃ (·10 ⁻⁸)	d ₄₃₃ (·10 ⁻⁸)	d ₄₅₈ (·10 ⁻⁸)
0,2	7,64	7,59	6,70	6,97	5,97	5,95	5,98
0,25	7,29	7,47	6,71	6,74	5,69	6,07	5,93
0,3	7,34	6,99	6,54	6,68	6,01	5,89	5,63
0,35	6,56	7,02	6,08	6,52	5,82	5,76	5,77
0,4	6,02	7,02	6,07	6,65	5,94	5,55	5,76
0,45	6,56	6,87	5,98	5,98	5,67	5,47	5,64
0,5	6,21	6,82	5,86	6,01	5,72	5,52	5,83

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе ВАХ диодов Al-TiCu/n-Si, измеренных в широком диапазоне изменения напряжения и температуры, выявлены отклонения в зависимости lnI-V, характерные для системы параллельно соединенных диодов. Высота барьера вычислена различными методами. Наибольшее значение высоты барьера получено с применением нормального распределения Гаусса. Значение параметра отклонения указывает на неоднородность барьера. Выявлено, что электрически активная площадь контакта может быть намного больше площади диода. Определена фрактальная размерность контактной поверхности. Разработан метод вычисления толщины диэлектрического зазора. На основе предложенного метода оценена толщина диэлектрического зазора диодов Al-TiCu/n-Si. Наблюдаемые флуктуации параметров связаны с поликристаллической структурой металлической пленки и вытекающей отсюда флуктуацией толщины диэлектрического зазора. Полученные результаты объясняются поликристаллической структурой металлической пленки. На основе полученных результатов можно сделать вывод, что исследуемая контактная структура не обладает хорошими выпрямляющими свойствами. Однако наблюдаемая закономерность делает эти контактные структуры интересными для более глубоких исследований и создает предпосылки для разработки новых multifunctional приборов.

1. В.И.Стриха, *Теоретические основы контакта металл-полупроводник*, Киев, Наукова думка, (1974) 264.

2. С.Зи, *Физика полупроводниковых приборов*, Мир, Москва, **1** (1984).
3. П.Н Крылов, *Вестник Удмуртского университета, Физика*, **4** (2006) 125.
4. G.R Ru, R.L Van Meirhaeghe, S Forment, Y.L Jiang, X.P Qu., S Zhu, B.Z.Li, *Solid State Electron.*, **49** (2005) 606.
5. К.Маеда, *Applied Surface Science*, **237** (2004) 165.
6. Е.В.Бузанева, *Микроструктуры интегральной электроники*, Москва, Радио и связь (1990) 305.
7. Р.З Валиев, А.В.Корзников, Р.Р.Мулюков, *ФММ*, **4** (1992) 70.
8. В.Б Бондаренко, Ю.А Кудинов, С.Г Ершов, В.В.Кораблев, *ФТП*, **5** (1998) 554..
9. Ш.Г.Аскеров, Г.Г.Кадымов, *Двухдиодная модель ДШ, НГОК, Баку, препринт*, №5 (1986)
10. Ш.Г.Аскеров, Р.Г.Джафарова, М.Г.Гайворонская, Ю.А.Алиев, *Микроэлектроника*, **25** №1 (1996) 20.
11. И.М Эфендиева, *Journal of Qafqaz University*, **17** (2006) 56.
12. Sh.G.Askeroov, I.M.Efendiyeva, *International Conference on Solar Energy and the Islamic countries (SEIC), Iran, Tehran, 6-9 November*, (1995) 653.
13. В.В.Чикун, А.Р.Крюков, Б.В.Маркин, *Электронная техника, Электроника СВЧ*, **412** вып.8 (1988) 54.
14. R.T.Tung, A.F Levi, J.P Sullivan, F.Schrey, *Phys. Rev. Lett.*, **66** (1991) 72.
15. Y.P Song, R.L Van Meirhaeghe, W.H Laflere, F Cardon, *Solid-State Electron*, **29** (1986) 633.
16. R.F.Schmitsdorf, T.U.Kampen, W.Mönch, *Sur.Sci.*, **324** (1995) 249.
17. Г.Хениш, *Полупроводниковые выпрямители*. Москва, Мир, (1962) 150.
18. Б.К.Вайнштейн. А.А.Чернов. Л.А.Шувалов, *Современная кристаллография, Москва, Наука*, (1979) 320.
19. W.P.Leroy, K.Opsomer, S.Forment, R.L. Van Meirhaeghe, *Solid State Electron.*, **49** (2005) 878.
20. S.Karatas, S.Altindal, M.Cakar, *Physica B*, **357** (2005) 386.
21. I.Dökme, Ş.Altindal, I.M.Afandiyeva, *Semicond.Scienc.Technol.*, **23** (2008) 1.
22. К Чопра, С.Дас, *Тонкопленочные солнечные элементы*, Москва, Мир, (1986) 310.
23. Е.Федер, *Фракталы*, Мир, Москва, (1991) 220.
24. I.M.Afandiyeva, I.Dökme, Ş.Altindal., L.K.Abdullayeva, Sh.G.Askeroov, *Microelectr. Engineering*, **85** (2008) 365.
25. I.M.Afandiyeva, I.Dökme, Ş.Altindal., M.Bülbül, A.Tataroğlu, *Microelectr. Engineering*, **85** (2008) 247.
26. I.M.Afandiyeva, Sh.G.Askeroov, L.K.Abdullayeva, Sh.S.Aslanov, *Solid State Electron.*, **51** (2007) 1096.
27. İ.M.Əfəndiyeva, Ş.Q.Əsqərov, L.K.Abdullayeva, Sh.S.Aslanov, M.H.Həsənov, *Fizika*, **XIII** 3 (2007) 62.
28. С.Э.Тягинов, М.И Векслер, И.В.Грехов, В.Запорошенко, *ФТП*, **47** (2007) 1198.
29. И.М.Эфендиева, *Труды Междун. Конфер Научно-технич. прогресс и современная авиация Баку, февр.*, (2009) 311.

**POLİKRIŞTAL METAL TƏBƏQƏLİ Al-TiCu/n-Si METAL-YARIMKEÇİRİCİ
KONTAKTLARIN ELEKTROFİZİKİ PARAMETRLƏRİNİN TƏDQİQİ**

İ.M.ƏFƏNDİYEVƏ

Polikristal metal təbəqəli Al-TiCu/n-Si metal-yarımkeçirici kontaktlarının volt-ampere xarakteristikaları (298-458)K temperatur intervalında tədqiq edilmişdirlər. Potensial baryerin hündürlüyü

və ideallıq əmsalı düzünə gərginliklərdə $\ln I - V$ asılılığın düzxətli hissəsindən hesablanmışdır. Onların temperaturdan asılılığı müxtəlif həndəsi ölçülü nümunələr üçün analiz edilmişdir. Baryer hündürlüyünün tədqiqi Gauss paylanması əsasında aparılmışdır, baryer hündürlüyünün ($\bar{\Phi}_{bo} = 0,59$ eV) və kənarçıxma parametrlərinin qiymətləri təyin edilmişdir ($\sigma_0 = 0,088V$). Xarakteristikaların temperaturdan və gərginlikdən asılılıqları metal təbəqənin polikristall struktura malik olması ilə izah olunmuşdur. Diodların elektrik cəhətdən aktiv sahəsi təyin edilmiş, «Serpinski xalçası» ilə analoji olaraq fraktal ölçüsü hesablanmış, dielektrik aralıq qalınlığının təyin olunma üsulu araşdırılmışdır.

INVESTIGATION OF ELECTROPHYSICAL PARAMETERS OF Al-TiCu/n-Si METAL-SEMICONDUCTOR CONTACTS WITH POLYCRYSTALLINE METAL FILM

I.M.AFANDIYEVA

The current –voltage characteristics of Al-TiCu/n-Si metal-semiconductor contacts with polycrystalline metal film have been investigated in the temperature range 298÷458K. The potential barrier height and ideality factor have been obtained from linear part of the dependence $\ln I - V$ at direct bias, their temperature dependence for diodes with different geometrical sizes. Inhomogeneities of barrier height have been investigated on the basis of Gauss's distribution. Potential barrier height ($\bar{\Phi}_{bo} = 0,59$ eV) and factor of deviation ($\sigma_0 = 0,088V$) have been determined. The dependences of characteristics on both temperature and voltage have been explored with the account of the polycrystalline structure of metal film. The electrical active areas and fractal size of diodes as analogue of “Serpinsky carpet” have been determined. The theoretical method of the obtaining of dielectric layer thickness has been developed.

Редактор: М.Джафаров