

ПРАВИТЕЛЬСТВО РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»  
(СПбГУ)

Кафедра электроники твердого тела  
Направление «Физика»



***СТРУКТУРА И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА  
НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЛОЕВ ALN НА КРЕМНИИ,  
ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ РЕАКТИВНОГО  
МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ***

Магистерская работа студентки

Пилипенко Нелли Витальевны

Научные руководители:

д.ф.-м.н., проф. Вывенко О.Ф. (СПбГУ)

н.с. Базлов Н.В. (СПбГУ)

Рецензент:

к.ф.-м.н., с.н.с. Коньков О.И. (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)

Санкт-Петербург  
2017

# Содержание

<b>Введение</b>	<b>2</b>
<b>1 Электрофизические свойства полупроводниковых структур</b>	<b>4</b>
1.1 Вольт-фарадные характеристики . . . . .	4
1.1.1 Структуры металл-полупроводник . . . . .	4
1.1.2 Структура металл-диэлектрик-полупроводник . . . . .	7
1.1.3 Поверхностные состояния . . . . .	12
1.2 Вольт-амперные характеристики . . . . .	13
1.2.1 Структуры металл-полупроводник . . . . .	13
1.2.2 МДП-структуры . . . . .	15
1.3 Нестационарная спектроскопия глубоких центров . . . . .	15
1.3.1 Эмиссия основных носителей . . . . .	15
1.3.2 Принципы измерения спектра глубоких уровней . . . . .	17
1.3.3 DLTS в режиме постоянной емкости . . . . .	20
1.3.4 Токовая релаксационная спектроскопия . . . . .	22
<b>2 Цели и задачи работы</b>	<b>24</b>
<b>3 Оборудование, использованное при выполнении работы.</b>	<b>25</b>
<b>4 Приготовление образцов</b>	<b>26</b>
<b>5 Морфология и структура пленок AlN</b>	<b>28</b>
<b>6 Исследование электрофизических свойств структур Au-AlN-(n-Si)</b>	<b>32</b>
6.1 Высокочастотные вольт-фарадные характеристики . . . . .	32
6.2 Вольт-амперные характеристики . . . . .	34
6.3 DLTS измерения . . . . .	37
6.4 Обсуждение результатов . . . . .	39
<b>7 Детекторные МДП-структуры на высокоомном кремнии n-типа с пленками AlN</b>	<b>42</b>
<b>8 Выводы</b>	<b>46</b>
<b>Литература</b>	<b>46</b>

# Введение

Нитрид алюминия  $AlN$  в виду своих уникальных свойств может выступать в качестве нового перспективного материала в современной электронике.

Одним из возможных применений нитрида алюминия является использование тонких пленок  $AlN$  в качестве подзатворного диэлектрика в транзисторной технологии. Как известно, на данном этапе производства современных МОП-транзисторов (металл-оксид-полупроводник) в качестве диэлектрика используется двуокись кремния  $SiO_2$ . Однако у этого материала есть существенный недостаток - низкое значение диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ . При уменьшении размеров транзисторов и соответствующем уменьшении толщины диэлектрического слоя низкая величина  $\epsilon$  приводит к возникновению избыточных токов утечки, обусловленных туннелированием носителей через слой диэлектрика [1]. По этой причине в настоящее время различные научные группы проводят исследования возможности применения в качестве подзатворного диэлектрика с высоким значением  $\epsilon$ .  $AlN$  является одним из таких материалов. Значения диэлектрической проницаемости кристаллических пленок  $AlN$ , приводимые в литературе, лежат в пределах от 8 до 9 [2, 3]. По-видимому, наблюдаемый разброс значений обусловлен различными методами приготовления пленок  $AlN$ . В работе [4] были исследованы свойства кремниевого полевого транзистора  $AlN$  в качестве подзатворного диэлектрика.

Другим важным параметром нитрида алюминия является широкая запрещенная зона, величина которой  $E_g \sim 6$  эВ [5]. По этой причине,  $AlN$  может использоваться при создании полупроводниковых фотопреобразователей для ультрафиолетовой области спектра [6, 7]. Кроме этого, разрабатываются различные оптоэлектронные устройства на основе нанопроволок  $AlN$  [8].

Нитрид алюминия, как перспективный материал, привлекает все большее внимание и в отрасли силовой электроники. Так, в работе [9] было продемонстрировано, что полевой транзистор на гетероструктуре  $AlGaN/GaN/AlN$ , с монокристаллическим  $AlN$  в качестве подложки, по своим свойствам не уступает полевым транзисторам на подложке  $SiC$ . Кроме того, имея очень высокую теплопроводность  $285$  Вт/(м·К) [10] и коэффициент теплового расширения (КТР)  $5.3 \cdot 10^{-6}$  1/К [11], близкого к КТР кремния, нитрид алюминия является хорошим кандидатом для использования в интегральных схемах и силовых приборах, где требуется обеспечить отвод значительного количества тепла.

Недавно было показано, что МДП-структуры с нитридом алюминия в качестве диэлектрика показывают хорошие детекторные свойства и могут быть использованы для создания полупроводниковых детекторов различных воздействий. В работе [12, 13] демонстрируется возможность применения МДП-структур на высокоомном р-типе кремния с туннельно-тонкими пленками  $AlN$  в качестве поверхностно-барьерного детектора альфа-

частиц.

Для применений материала в электронной технике необходимо знать как особенности его строения, так и электрофизические свойства. К сожалению, в современной литературе вопрос об электрофизических свойствах МДП-структур с пленками нитрида алюминия недостаточно широко исследован. Среди немногочисленных исследований можно выделить работы [14, 15] по исследованию интерфейсных и объемных состояний, а также работу [16], где изучались особенности строения пленок и их основные электрофизические свойства. В работе [17] методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней исследовались объемные дефекты пленок нитрида алюминия на кремнии и карбиде кремния.

Целью настоящей работы являлось детальное исследование электрофизических свойств пленок нитрида алюминия на n-типе кремния, выращенных методом реактивного магнетронного напыления, и установления корреляции между электрическими свойствами и строением напыленных пленок.

# 1. Электрофизические свойства полупроводниковых структур

## 1.1 Вольт-фарадные характеристики

### 1.1.1 Структуры металл-полупроводник

При контакте полупроводника n-типа с металлом, работа выхода которого больше работы выхода полупроводника, в процессе установления состояния термодинамического равновесия, уровень Ферми в полупроводнике понижается и становится равным уровню Ферми металла, при этом свободные носители заряда из полупроводника перетекают в металл. После установления равновесия, в результате такого процесса возникает электрическое поле, максимальное на поверхности и монотонно спадающее при приближении к нейтральной области. Электроны отталкиваются полем вглубь полупроводника, при этом у поверхности полупроводника образуется обедненная область, обусловленная нескомпенсированным положительным зарядом ионизованных доноров. Область, обедненная электронами, называется областью пространственного заряда (ОПЗ). На рисунке 1.1 представлена зонная диаграмма структуры металл-полупроводник (МП) для n-типа полупроводника, когда работа выхода металла  $q\varphi_m$  больше работы выхода полупроводника  $q\varphi_s = q\chi + [E_C - E_{F,s}]$  (см. рис.1.1).

Связь величины потенциала в ОПЗ  $\psi(x)$  с пространственным распределением объемного заряда  $\rho(x)$  описывается уравнением Пуассона. Для одномерного случая оно имеет вид [18, 19]

$$\frac{\delta^2\psi(x)}{\delta x^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_s\varepsilon_0}, \quad (1.1)$$

где  $\varepsilon_s$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная.

В общем случае объемный заряд в обедненной области определяется суммой свободных зарядов электронов  $n(x)$  и дырок  $p(x)$  и связанных зарядов ионизованных доноров  $N_d^+(x)$  и акцепторов  $N_a^-(x)$ . Для легированных полупроводников заряд свободных неосновных носителей пренебрежимо мал по сравнению с зарядом основной мелкой примеси. Таким образом, в случае n-типа полупроводника, подстановка в качестве плотности заряда  $\rho(x) = q[N_d^+(x) - N_a^-(x)]$  и двойное интегрирование уравнения (1.1) приводят к выражению для потенциала

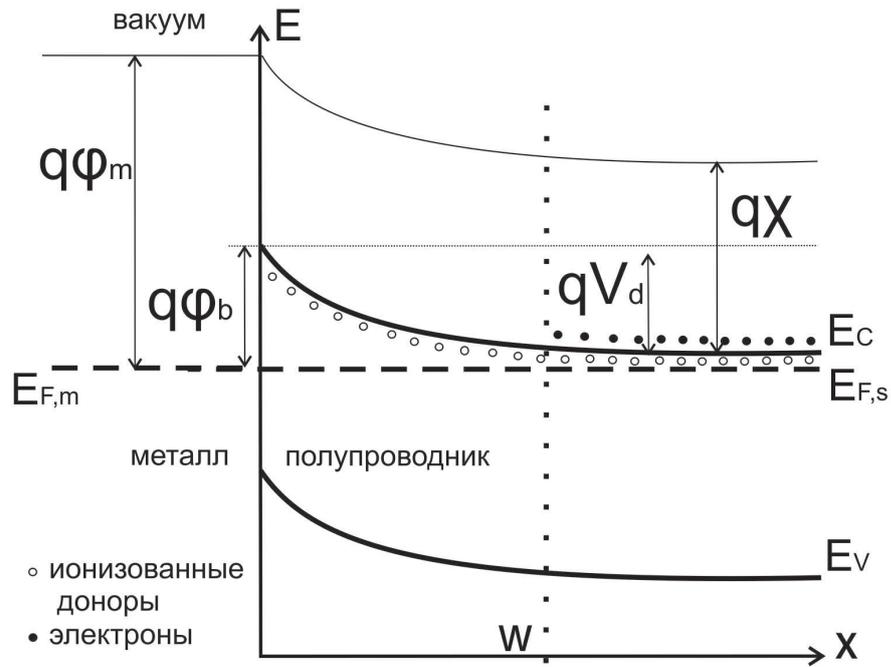


Рис. 1.1: Зонная энергетическая диаграмма контакта металл-полупроводник в условиях равновесия.  $\phi_m$  - работа выхода металла;  $V_d$  - диффузионное напряжение в полупроводнике;  $\chi$  - электронное сродство полупроводника;  $E_F$  - уровень Ферми;  $E_C, E_V$  - дно зоны проводимости и потолок валентной зоны полупроводника соответственно;  $\phi_b$  - величина барьера со стороны металла;  $w$  - ширина области пространственного заряда.

$$\psi(x) = -qN_d \frac{(w-x)^2}{2\epsilon_s\epsilon_0}, \quad (1.2)$$

где  $q$  - элементарный заряд,  $N_d$  - нескомпенсированные донорные примеси,  $w$  - ширина обедненной области. Потенциал поверхности  $\psi(0)$  можно определить, полагая  $x = 0$ . Отсюда, ширина ОПЗ в зависимости от приложенного напряжения описывается выражением

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_s\epsilon_0(V_d + V - kT/q)}{qN_d}}, \quad (1.3)$$

где  $V_d$  - диффузионное напряжение, равное  $\psi(0)$  при отсутствии внешнего смещения, а слагаемое  $kT/q$  обусловлено тепловым размытием уровня Ферми.

Поскольку в обедненной области свободные носители отсутствуют, это позволяет представить контакт металл-полупроводник как плоский конденсатор с емкостью  $C_d$ , зависящей от приложенного напряжения. Эта емкость обусловлена существованием нескомпенсированного заряда в приповерхностной области полупроводника, приводящего к возникновению барьера на границе раздела, и называется барьерной емкостью. Ее величина может быть определена как производная от величины заряда в ОПЗ по напряжению

$$C_d = \frac{dQ_{sc}}{dV}, \quad (1.4)$$

где  $dQ_{sc}$  - приращение заряда в ОПЗ, вызванное малым изменением напряжения на контакте  $dV$ . Для случая однородного распределения мелкой легирующей примеси величина

заряда в расчете на единицу площади есть

$$Q_{sc} = qN_d w = \sqrt{2qN_d \varepsilon_s \varepsilon_0 (V_d + V - kT/q)}. \quad (1.5)$$

И тогда барьерная емкость диода определится формулой

$$C_d = \sqrt{\frac{qN_d \varepsilon_s \varepsilon_0}{2(V_d + V - kT/q)}} = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{w}. \quad (1.6)$$

Измерение зависимости емкости  $C_d$  от приложенного напряжения  $V$  позволяет определить важные параметры структуры. Наклон графика  $1/C_d^2(V)$  пропорционален концентрации легирующей примеси,

$$N_d = \frac{2}{q\varepsilon_s \varepsilon_0} \left[ -\frac{d(1/C_d^2)}{dV} \right]^{-1}, \quad (1.7)$$

а величина диффузионного напряжения  $V_d$  может быть определена как отсечка по оси напряжений, рис.1.2.

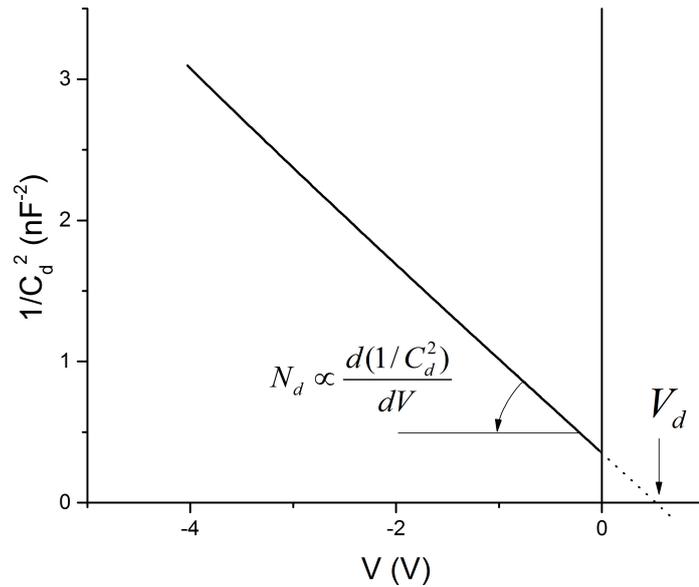


Рис. 1.2: Модельное представление зависимости  $1/C_d^2(V)$ , позволяющей определить концентрацию легирующей примеси в полупроводнике  $N_d$  и величину диффузионного напряжения  $V_d$ .

Для интерпретации измеренных вольт-фарадных характеристик (ВФХ) важно представлять эквивалентную схему измеряемых структур. Эквивалентная схема для структуры металл-полупроводник представлена на рис.1.3(а), где  $C$ ,  $R$  – емкость и сопротивление ОПЗ,  $r$  – сопротивление нейтральной области.

В параллельной схеме замещения, рис.1.3(б), измеренные величины емкости  $C_m$  и проводимости  $G_m$  связаны с параметрами  $C$ ,  $R$  и  $r$  соотношениями

$$C_m = \frac{C}{(1 + \frac{r}{R})^2 + \omega^2 r^2 C^2}, \quad (1.8)$$

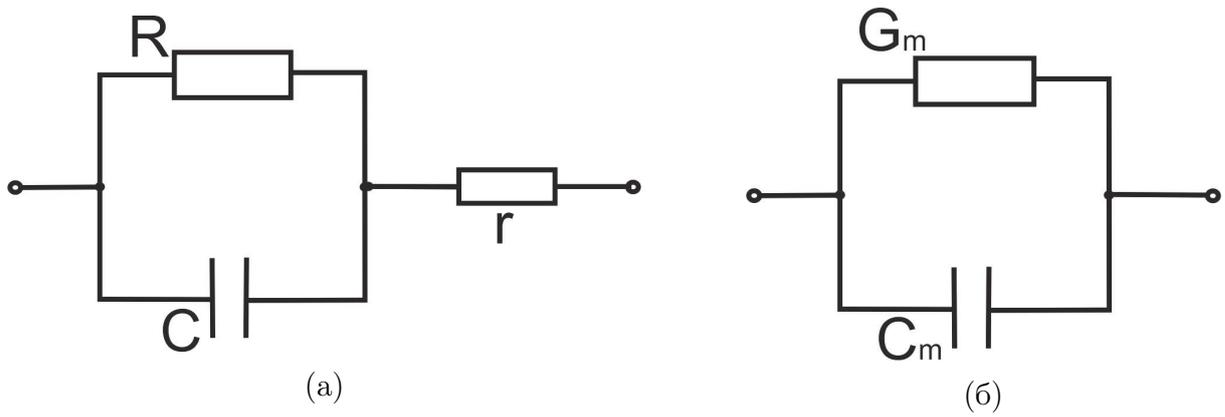


Рис. 1.3: (а) эквивалентная схема шоттки-диода и (б) параллельная схема замещения образца при измерении.  $C, R$  – емкость и сопротивление ОПЗ,  $r$  – объемное сопротивление структуры,  $C_m, G_m$  – измеряемые величины емкости и проводимости.

$$G_m = \frac{1}{R} \frac{(1 + \frac{r}{R})^2 + \omega^2 r R C^2}{(1 + \frac{r}{R})^2 + \omega^2 r^2 C^2}, \quad (1.9)$$

где  $\omega$  – частота тестирующего сигнала.

### 1.1.2 Структура металл-диэлектрик-полупроводник

Структура металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) представляет собой полупроводниковую пластину, с одной стороны которой сформирован диэлектрический слой, поверх которого нанесен металлический электрод, называемый затвором. Соответственно слой диэлектрика называют подзатворным. С тыльной стороны полупроводника, как и в случае структур металл-полупроводник, наносится омический контакт. На рис.1.4 представлена зонная диаграмма для МДП-структуры с полупроводником  $n$ -типа и металлом с  $q\varphi_m > q\varphi_s$  в отсутствии внешнего смещения.

Как и в случае структур металл-полупроводник, для описания распределений электрического поля и потенциала в МДП-структуре необходимо решать уравнение Пуассона.

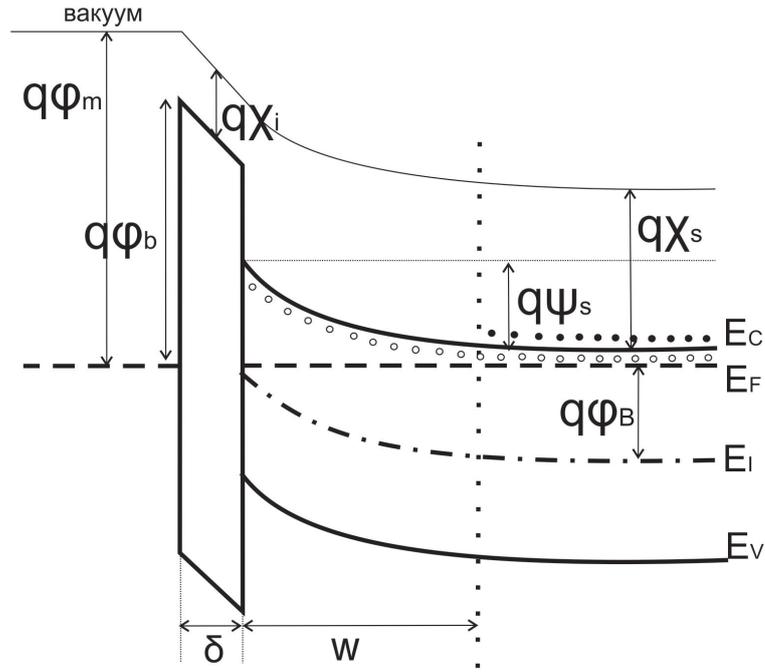


Рис. 1.4: Зонная энергетическая диаграмма МДП-структуры.  $\psi_s$  - поверхностный потенциал;  $\chi_s$  - электронное сродство полупроводника;  $\chi_i$  - электронное сродство диэлектрика;  $\delta$  - толщина диэлектрического слоя;  $\phi_B$  - расстояние между уровнем Ферми  $E_F$  и серединой запрещенной зоны полупроводника  $E_i$ .

В МДП-структурах, помимо емкости обедненной области  $C_d$  в полную емкость структуры вносит вклад емкость слоя диэлектрика  $C_i$ . Емкость такого слоя не зависит от напряжения и определяется только материалом и толщиной диэлектрика

$$C_i = \frac{\varepsilon_i \varepsilon_0}{\delta}, \quad (1.10)$$

где  $\delta$  - толщина диэлектрического слоя,  $\varepsilon_i$  - диэлектрическая проницаемость слоя,  $\varepsilon_0$  - диэлектрическая постоянная.

В зависимости от соотношения поверхностного потенциала  $\psi_s$  и расстояния между уровнем Ферми  $E_F$  и серединой запрещенной зоны полупроводника  $E_i$  в нейтральном объеме  $\phi_B = E_F - E_i$ , выделяют различные состояния поверхности полупроводника [18]:

- $\psi_s > 0$  - режим аккумуляции электронов (зоны изогнуты вниз), когда поверхностная концентрация основных носителей больше, чем концентрация основных носителей в нейтральном объеме,  $n_s > n_0$ ;
- $\psi_s = 0$  - состояние плоских зон;
- $0 < |\psi_s| < \phi_B$  - режим обеднения (зоны изогнуты вверх), когда поверхностная концентрация основных носителей меньше, чем концентрация основных носителей в нейтральном объеме, но больше, чем поверхностная концентрация неосновных носителей,  $p_s < n_s < n_0$ ;
- $\phi_B = \psi_s$  - состояние, при котором концентрации носителей на поверхности равны собственной концентрации  $n_s = p_s = n_i$ ;

- $|\psi_B| < |\psi_s| < |2\psi_B|$  – режим слабой инверсии, когда поверхностная концентрация неосновных носителей больше, чем основных, но меньше, чем концентрация основных носителей в нейтральной области,  $n_s < p_s < n_0$ ;
- $|\psi_s| > |2\psi_B|$  – режим сильной инверсии, когда поверхностная концентрация неосновных носителей больше, чем концентрация основных носителей в нейтральном объеме,  $p_s > n_0$ .

Особый интерес представляет собой структура в состоянии плоских зон, когда значение поверхностного потенциала  $\psi_s = 0$ . Зонная структура для данного состояния показана на рис.1.5.

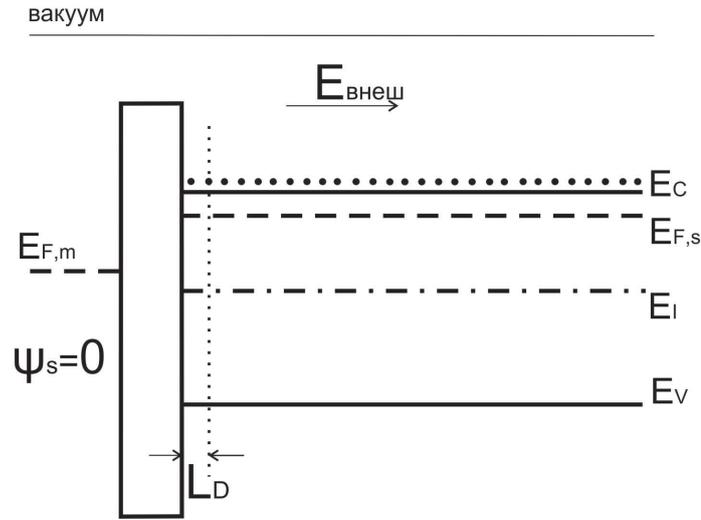


Рис. 1.5: Зонная диаграмма идеальной МДП-структуры в состоянии плоских зон.  $L_D$  – дебаевская длина экранирования.

Значение емкости ОПЗ для такого состояния определяется по формуле [18, 19]

$$C_d = C_d^{FB} = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{L_D} = \sqrt{\frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 q^2 N_d}{kT}}, \quad (1.11)$$

и представляет собой емкость плоского конденсатора с обкладками, удаленными на дебаевскую длину экранирования  $L_D$ . Полная емкость структуры в этом случае, с учетом емкости диэлектрика, равна

$$C_{FB}(\psi_s = 0) = \frac{\varepsilon_i}{\delta + \varepsilon_i / \varepsilon_s L_D}, \quad (1.12)$$

где  $\delta$  – толщина диэлектрического слоя,  $\varepsilon_s, \varepsilon_i$  – диэлектрические проницаемости полупроводника и диэлектрика соответственно.

Напряжение, соответствующее данной емкости на  $CV$ -характеристике, называется напряжением плоских зон и обозначается  $U_{FB}$ . Для идеальных структур, у которых отсутствуют разница работ выхода металла и полупроводника  $\Delta\varphi_{ms}$  и поверхностные состояния, при нулевом внешнем смещении напряжение плоских зон  $U_{FB}$  равно нулю. При наличии  $\Delta\varphi_{ms}$  напряжение плоских зон совпадает с этой величиной  $U_{FB} = \Delta\varphi_{ms}$ . В том случае, когда на интерфейсе и в диэлектрической пленке присутствуют заряды,  $U_{FB}$

сдвигается на величину пропорциональную суммарной плотности встроенного заряда и поверхностных состояний [18]

$$U_{FB} = \Delta\psi_{ms} - \frac{Q_i + Q_s}{C_i}, \quad (1.13)$$

где  $\Delta\psi_{ms}$  – разница работ выхода металла и полупроводника,  $Q_s$  – поверхностная плотность заряда на интерфейсе,  $Q_i$  – заряд в объеме диэлектрика в расчете на единицу площади,  $C_i$  – емкость диэлектрика в расчете на единицу площади. Состояние плоских зон может быть достигнуто приложением внешнего смещения, компенсирующего обусловленную данными зарядовыми состояниями разность потенциалов.

На эквивалентной схеме МДП-структуры полупроводник, как и в случае диода Шоттки, может быть представлен параллельной цепочкой, состоящей из емкости  $C_d$  и сопротивления  $R_d$  для области пространственного заряда, и последовательным сопротивлением  $r$  нейтральной области. Помимо этого, в схеме должно быть отражено наличие диэлектрического слоя. В идеальном диэлектрике, как известно, свободные носители отсутствуют, поэтому он не должен проводить ток. На практике диэлектрический слой практически никогда не представляет собой идеальный изолятор. Наличие свободных носителей может быть связано, например, с присутствием каких-либо примесей, образующих мелкие уровни в запрещенной зоне диэлектрика. В связи с этим, в структуре при наличии внешнего напряжения будет присутствовать небольшой ток через диэлектрик. Поэтому в эквивалентную схему, соответствующую диэлектрическому слою, параллельно с емкостью  $C_i$  должно быть включено сопротивление утечки  $R_i$ .

Таким образом, эквивалентная схема для идеальной МДП-структуры представляет собой последовательное соединение двух  $RC$ -цепочек, соответствующих обедненной области в полупроводнике и диэлектрическому слою, рис.1.6.

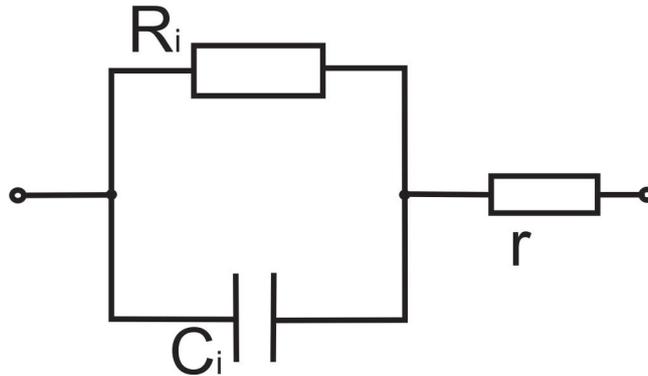


Рис. 1.6: Эквивалентная схема идеальной МДП-структуры.  $C_i$ ,  $R_i$  – емкость и сопротивление диэлектрического слоя,  $r$  – сопротивление нейтральной области полупроводника.

Полная емкость структуры при этом описывается формулой

$$C = \frac{C_d C_i}{C_d + C_i}. \quad (1.14)$$

Экспериментально величина емкости диэлектрика может быть определена в режиме аккумуляции, когда к металлу приложено положительное напряжение. В этом случае

емкость области пространственного заряда  $C_d$  становится существенно больше емкости диэлектрика  $C_i$ , и, в соответствии с формулой (1.14), полная емкость оказывается близкой к величине емкости  $C_i$ .

Вольт-фарадная характеристика идеальной МДП-структуры представлена на рис.1.7. Как видно из рисунка, для такой структуры емкость плоских зон наблюдается при нулевом внешнем смещении.

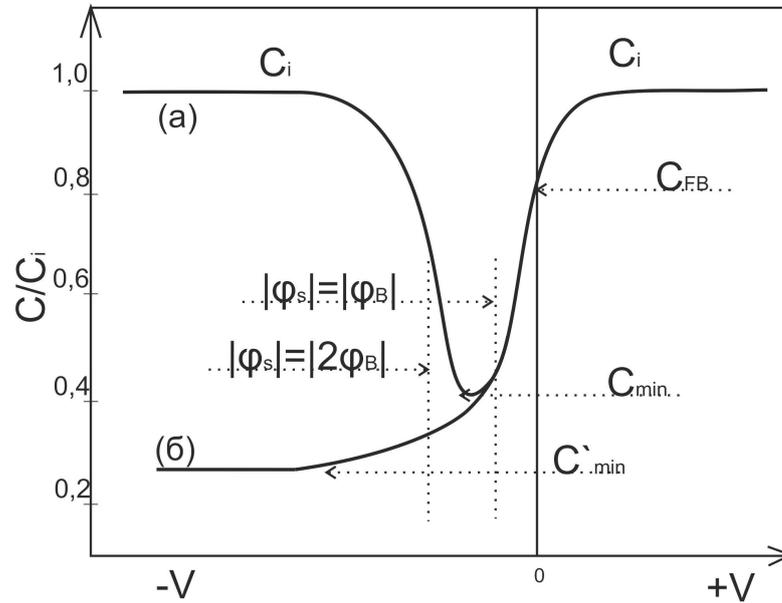


Рис. 1.7: ВФХ идеальной МДП-структуры, измеренная на высоких и низких частотах. (а)- низкочастотная характеристика; (б) – высокочастотная характеристика. [19]

Для низкочастотной ВФХ (кривая (а)) в области больших положительных и отрицательных напряжений величина емкости соответствует емкости диэлектрика [20]. Последнее связано с тем, что при больших обратных смещениях образуется инверсионный слой, емкость которого существенно превышает емкость ОПЗ. В переходной области имеется провал емкости, образующийся из-за падения емкости  $C_d$  на начальном участке обратной ветви ВФХ.

Высокочастотная ВФХ (кривая (б)) при больших обратных напряжениях имеет минимальную емкость  $C'_{min}$ , обусловленную возникновением инверсного слоя.

В области прямых напряжений с увеличением смещения полная емкость структуры растет и достигает насыщения, соответствующего значению емкости диэлектрического слоя  $C_i$ .

На практике создание идеальных структур невозможно. В реальных структурах, как было указано ранее, всегда имеется разность работ выхода металл-полупроводник, проявляющая себя на ВФХ в виде сдвига напряжения плоских зон на величину  $\Delta\phi_{ms}$ . Кроме этого, в МДП-структуре неизбежно присутствуют поверхностные состояния и встроенные заряды в диэлектрике, проявляющиеся на вольт-фарадных характеристиках в виде дополнительного сдвига.

### 1.1.3 Поверхностные состояния

Наличие быстрых поверхностных состояний приводит к тому, что на вольт-фарадной характеристике в переходной области между режимами обеднения и аккумуляции появляется частотная дисперсия. Кроме этого, в случае, когда интерфейсные состояния обладают высокой плотностью, в структуре реализуется пиннинг уровня Ферми поверхностными состояниями [21]. Эти состояния эффективно экранируют объем полупроводника от металла и нивелируют контактную разность потенциалов. Если плотность интерфейсных состояний достаточно велика, то потенциал на поверхности перестает зависеть от разности работ выхода.

Если заполнение интерфейсных состояний происходит из полупроводника, то на эквивалентной схеме их емкость будет включена параллельно емкости ОПЗ, рис.1.8. Перезарядка поверхностных состояний характеризуется некоторой инерционностью, связанной с конечными временами захвата и эмиссии носителей заряда. На эквивалентной схеме эта инерционность учитывается включением сопротивлением  $R_s$ .

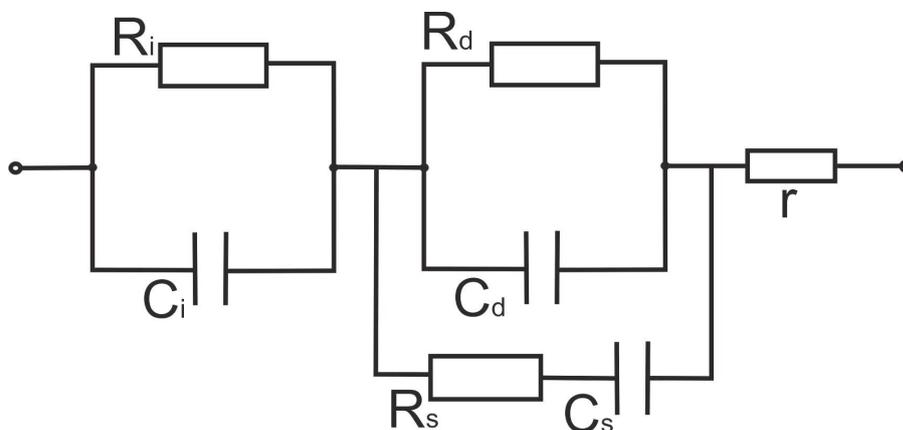


Рис. 1.8: Эквивалентная схема МДП-структуры с учетом диэлектрического слоя и емкости поверхностных состояний.  $C_i, R_i$  – емкость и сопротивление диэлектрика;  $C_s, R_s$  – емкость и сопротивление поверхностных состояний;  $C_d, R_d$  – емкость и сопротивление области пространственного заряда,  $r$  – объемное сопротивление полупроводника

Аналогично формулам (1.8) и (1.9), для такой схемы также может быть написана общая формула, связывающая компоненты измеряемых емкости и проводимости с компонентами полной цепи, однако для упрощения анализа достаточно выделить некоторые частные случаи, соответствующие различным состояниям обедненной области.

Чтобы выделить компоненты емкости и проводимости, соответствующие поверхностным состояниям, необходимо пересчитать входную комплексную проводимость во входной импеданс, из которого затем вычесть реактивную составляющую, обусловленную емкостью диэлектрика [19]. Полученный импеданс затем снова пересчитывается в комплексную проводимость, активная компонента которой теперь определяется только  $C_s$  и  $G_s$ , которые описывают поверхностные состояния. В пренебрежении проводимостью диэлектрического слоя проводимость  $G_p$  параллельно соединенных ОПЗ и поверхностных состояний связана с измеряемыми величинами проводимости  $G_m$  и емкости  $C_m$  следую-

щим образом [19]

$$\frac{G_p}{\omega} = C_s \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} = \frac{\omega G_m C_i (2C_m - C_i)}{G_m^2 + \omega^2(C_i - C_m)^2}, \quad (1.15)$$

а величины емкости ОПЗ  $C_d$  и поверхностных состояний  $C_s$  при этом связаны соотношением [19]

$$C_d + \frac{C_s}{1 + \omega^2\tau^2} = \frac{\omega^2 C_m C_i (C_i - C_m) - G_m^2 C_i}{G_m^2 + \omega^2(C_i - C_m)^2}. \quad (1.16)$$

где  $\omega$  – частота тестирующего сигнала,  $\tau = C_s R_s$ ,  $C_i$  – емкость диэлектрика,  $C_m, G_m$  – измеренные величины емкости и проводимости структуры.

Величина проводимости имеет максимум, когда  $\omega\tau = 1$  и частота тестирующего сигнала совпадает со скоростью перезарядки поверхностных ловушек. Тогда формула (1.16) упрощается и принимает вид

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{C_s}{2}, \quad (1.17)$$

откуда можно найти емкость поверхностных состояний для данной ловушки  $C_s$ .

Когда уровень Ферми совпадает с уровнем ловушек, емкость интерфейсных состояний связана с их плотностью  $N_s$  формулой [18]

$$C_s = \frac{q^2 N_s}{4kT}. \quad (1.18)$$

Выражения (1.17) и (1.18) позволяют оценить плотность поверхностных состояний из измеряемых величин емкости  $C_m$  и проводимости  $G_m$ .

## 1.2 Вольт-амперные характеристики

### 1.2.1 Структуры металл-полупроводник

Зависимость тока от приложенного напряжения в структурах металл-полупроводник может быть описана следующим выражением [19]

$$J = J_s \left[ \exp \left( \frac{qV - Ir}{nkT} - 1 \right) \right], \quad (1.19)$$

$$J_s = A^{**} T^2 \exp \left( -\frac{q\varphi_b}{kT} \right), \quad (1.20)$$

где  $J$  – плотность тока,  $J_s$  – плотность тока насыщения,  $A^{**}$  – модифицированная постоянная Ричардсона с учетом эффективной массы электрона в полупроводнике,  $n$  – коэффициент идеальности,  $T$  – температура,  $k$  – постоянная Больцмана,  $q$  – элементарный заряд,  $\varphi_b$  – высота барьера со стороны металла,  $V$  – приложенное внешнее напряжение,  $I$  – полный ток через диод,  $r$  – сопротивление базы диода.

В реальных структурах величина барьера  $\varphi_b$  оказывается зависимой от приложенного напряжения. Это может быть связано с влиянием сил изображения, изменением падения напряжения на интерфейсном слое и присутствием заряда на поверхностных состояниях. Эти особенности учитываются в формуле путем введения коэффициента идеальности  $n$ , определяющего, какая часть приложенного напряжения падает на ОПЗ.

Анализ вольт-амперной характеристики позволяет определить такие важные параметры структуры, как величину плотности тока насыщения  $J_s$ , величину барьера со стороны металла  $\varphi_b$ , коэффициент идеальности  $n$  и сопротивление базы  $r$ . Представленная зависимость тока от приложенного напряжения включает в себя постоянную Ричардсона, значение которой не всегда бывает однозначно определено для исследуемых структур. Один из способов, позволяющих избежать этой трудности, был предложен в работе [22]. Согласно [22], уравнение для плотности тока может быть переписано в виде

$$V = rSJ + n\varphi_b + \frac{n}{\beta} \ln \frac{J}{A^{**}T^2}, \quad (1.21)$$

где  $\beta = q/kT$ ,  $S$  – эффективная площадь диода. С помощью дифференцирования по  $\ln(J)$  выражение приводится к виду

$$\frac{d(V)}{d(\ln J)} = rSJ + \frac{n}{\beta}. \quad (1.22)$$

при этом величина  $Sr$ , определяется как угол наклона графика  $\frac{d(V)}{d(\ln J)}(J)$ , а коэффициент идеальности может быть получен из отсечки на оси  $y$ .

Для определения величины барьера  $\varphi_b$  необходимо построить вспомогательную функцию

$$H(J) \equiv V - \frac{n}{\beta} \ln \frac{J}{A^{**}T^2}. \quad (1.23)$$

Тогда, согласно уравнению (1.21), введенная функция есть

$$H(J) = rSJ + n\varphi_b. \quad (1.24)$$

Величина барьера  $\varphi_b$  может быть определена из графика  $H(J)$  по величине отсечки на оси  $y$ , если предварительно было определено значение  $n$  из (1.22).

Другой способ определения величины барьера, позволяющий обойтись без знания величины постоянной Ричардсона, состоит в измерении нескольких ВАХ при близких температурах. Тогда, высота барьера  $\varphi_b$  может быть определена как величина наклона прямой Аррениуса, построенной из (1.20)

$$\ln \left( \frac{J_s}{T^2} \right) = -\varphi_b \frac{q}{kT} + \ln(A^{**}). \quad (1.25)$$

Величина тока насыщения может быть найдена из графика производной  $\ln(dJ/dV)$  от внешнего смещения  $V$

$$\ln \left( \frac{dJ}{dV} \right) = -\ln \left( \frac{e}{nkT} \cdot J_s \right) - \frac{e}{nkT} \cdot V. \quad (1.26)$$

Значение величины барьера для структур металл-полупроводник является важным параметром, так как определяет темновой ток структуры. В соответствии с теорией [23], плотность обратного тока идеального диода Шоттки должна насыщаться при обратных смещениях и стремиться к величине  $J_s = A^{**}T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_b}{kT}\right)$ . Однако имеется ряд причин, по которым поведение тока не соответствует идеальному [23]. В случае, когда  $\varphi_b$  зависит от напряженности электрического поля в барьере, величина обратного тока не будет насыщаться [23]. Влияние сил изображения, а так же наличие промежуточного слоя предсказывают уменьшение барьера  $\varphi_b$  с увеличением  $E_{max}$  в барьере [24, 25].

## 1.2.2 МДП-структуры

Наличие диэлектрического слоя приводит к усложнениям в описании вольт-амперных характеристик МДП-структур. Основные особенности, связанные с этим, следующие [23]:

- часть приложенного внешнего смещения падает на диэлектрическом слое, поэтому высота барьера зависит от напряжения смещения,
- наличие зарядов, встроенных в диэлектрический слой, приводит к изменениям формы и сдвигам ВАХ
- наличие диэлектрического слоя приводит к появлению дополнительного последовательного сопротивления в эквивалентной схеме диода, что особенно проявляется при прямых смещениях.

Возможные механизмы токопрохождения в диэлектриках, наблюдаемые при прямых смещениях вольт-амперных характеристик перечислены ниже [19].

При **эмиссии Шоттки** наблюдается понижение образованного за счет электрических сил изображения потенциального барьера при приложении внешнего электрического поля. Зависимость тока от температур и внешнего смещения может быть описана выражением  $J \sim T^2 \cdot \exp \left[ +\frac{a\sqrt{V}}{T} - \frac{q\varphi_b}{kT} \right]$  где  $a = \sqrt{\frac{q}{4\pi\epsilon_i d}}$ ,  $d$  - положительная константа.

**Эффект Пула-Френкеля** заключается в ускоренном электрическим полем процессе термовозбуждения электронов с ловушек в зону проводимости диэлектрика. Ток  $J$  при этом будет пропорционален  $V \cdot \exp \left[ +\frac{2a\sqrt{V}}{T} - \frac{q\varphi_b}{kT} \right]$ .

Для **туннельного механизма** проводимости характерна либо чисто полевая ионизация захваченных электронов с ловушек диэлектрика в его зону проводимости, либо непосредственно туннельные переходы электронов в зону проводимости диэлектрика. При этом  $J \sim V^2 \cdot \exp \left[ -\frac{b}{V} \right]$ , где  $b$  - положительная константа. Туннельная проводимость имеет очень сильную зависимость величины тока от приложенного напряжения.

**Токи, ограниченные объемным зарядом** могут наблюдаться при сильной монополярной инжекции носителей в диэлектрический слой, в котором отсутствуют подвижные компенсирующие носители заряда противоположного знака. Величина тока  $J$ , в случае отсутствия глубоких ловушек, пропорциональна квадрату напряжения  $V^2$ .

Таким образом, спрямление вольт-амперной характеристики, построенной в соответствующих координатах, указывает на наличие того или иного механизма проводимости в диэлектрическом слое.

## 1.3 Нестационарная спектроскопия глубоких центров

### 1.3.1 Эмиссия основных носителей

Рассмотрим МДП-структуру, в которой работа выхода электронов из металла больше, чем работа выхода из полупроводника  $q\varphi_m > q\varphi_s$ . Для определенности положим, что полупроводник имеет проводимость n-типа. Пусть на интерфейсе диэлектрик-полупроводник имеются ловушки для основных носителей. Заселенность центров на интерфейсе определяется их положением в запрещенной зоне относительно квазиуровня

Ферми полупроводника. Изменение величины внешнего смещения приводит к изменению этого положения и, соответственно, заселенности центров. Пусть к структуре приложено такое обратное смещение, что все состояния на интерфейсе оказываются выше уровня Ферми полупроводника и, следовательно, не заполнены.

Подадим на структуру короткий заполняющий импульс, под действием которого приконтактная область заполняется свободными носителями, и состояния на интерфейсе захватывают электроны из полупроводника, рис.1.9(а).

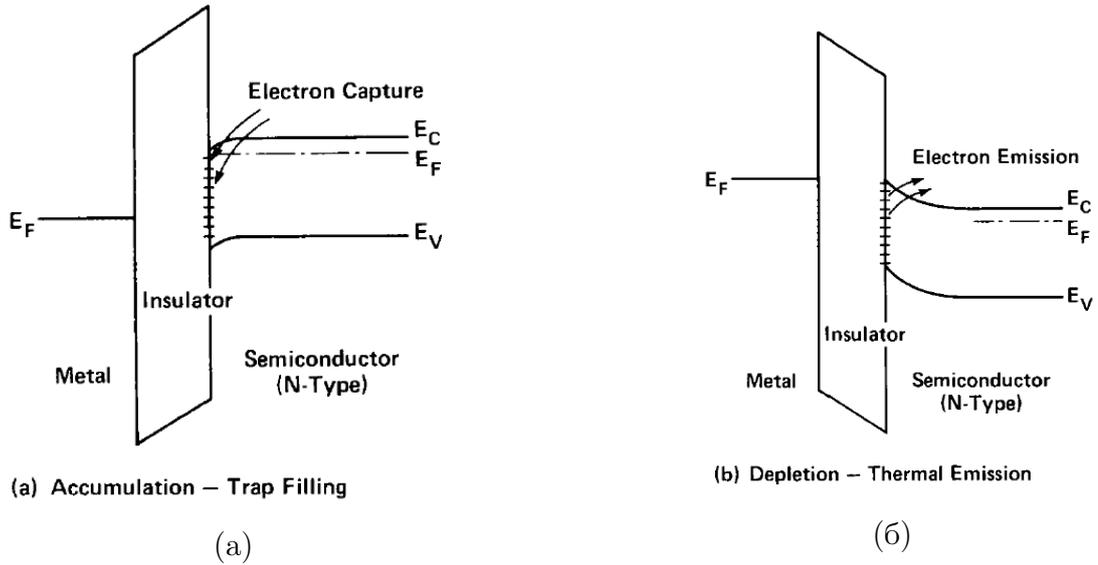


Рис. 1.9: Энергетическая диаграмма МДП-структуры с полупроводником *n*-типа. Показаны процессы (а) захвата носителей на интерфейсные состояния в режиме аккумуляции и (б) эмиссии с уровней в режиме обеднения [26].  $E_C, E_V$  – дно зоны проводимости и потолок валентной зоны полупроводника соответственно,  $E_F$  – уровень Ферми.

После окончания импульса структура вновь возвращается в состояние обеднения. При этом начинается процесс электронной эмиссии с интерфейсных состояний, занятых электронами и находящихся выше уровня Ферми полупроводника. В процессе эмиссии будет изменяться зарядовый баланс в структуре, что приведет к изменению со временем заряда в обедненной области полупроводника и, как следствие, ширины ОПЗ. На рис.1.10 показаны временные изменения величины напряжения, приложенного к диоду, и величины емкости структуры.

Изменение со временем концентрации электронов, захваченных на ловушки, в этом случае определится выражением [26]

$$\frac{dn_t(E_t, t)}{dt} = -e_n n_t(E_t, t), \quad (1.27)$$

где  $n_t(E_t, t)$  – концентрация электронов, захваченных на ловушки с энергией  $\Delta E_t = E_C - E_t$  относительно дна зоны проводимости полупроводника, в момент времени  $t$ . Коэффициент  $e_n$  есть скорость эмиссии, которая, согласно принципу детального равновесия, определяется как

$$e_n = \frac{1}{\tau_n} = \left( \frac{\sigma_n \nu_n N_C}{g_t} \right) \exp \left[ -\frac{\Delta E_t}{kT} \right]. \quad (1.28)$$

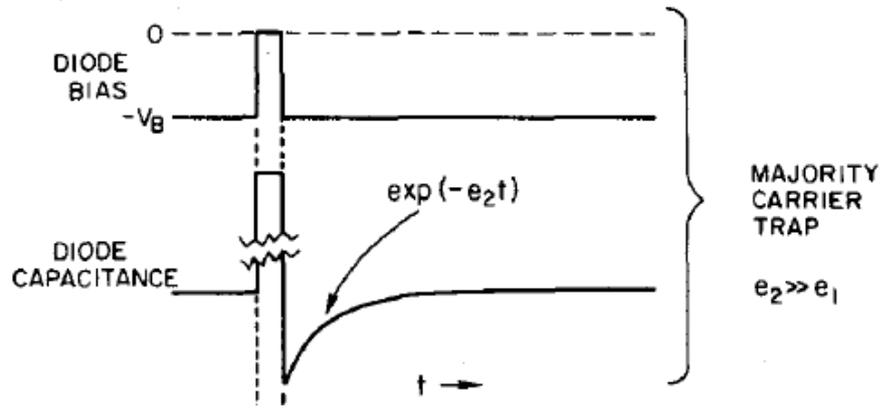


Рис. 1.10: Временные зависимости напряжения на диоде и его емкости при заполнении ловушек основных носителей во время импульса и после его окончания [27].

Здесь  $N_C = 2^{5/2} \cdot \left( \frac{m_n^* k T \pi}{h^2} \right)^{3/2}$  – эффективная плотность состояний у дна зоны проводимости,  $\sigma_n$  – сечение захвата электрона ловушкой,  $\nu_n = \sqrt{\frac{3kT}{m_n^*}}$  – тепловая скорость основных носителей заряда,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура в градусах Кельвина,  $g_t$  – фактор вырождения по спину для интерфейсного состояния.

Полагая, что в начальный момент времени  $t = 0$ , то есть сразу после окончания заполняющего импульса, все состояния с энергией  $E_t$  были заполнены электронами, из уравнения (1.27) получаем, что концентрация электронов на ловушках в момент времени  $t$  есть

$$n_t = N_t \exp(-e_n t). \quad (1.29)$$

где  $N_t$  – концентрация ловушек с энергией  $E_t$ .

Описанное выше изменение концентрации захваченных на ловушки электронов со временем будет определяться только процессом эмиссии в том случае, если:

- Отсутствует фотовозбуждение (выполняется при проведении измерений в темноте),
- Отсутствует термоэмиссия дырок (выполняется при измерениях при достаточно низких температурах),
- Отсутствует повторный захват свободных носителей (выполняется при обратном смещении на МДП-структуре).

### 1.3.2 Принципы измерения спектра глубоких уровней

В 1974 году в работе [27] был предложен метод нестационарной спектроскопии глубоких уровней – метод DLTS (deep level transient spectroscopy). Суть метода DLTS заключается в измерении постоянной времени эмиссии носителей заряда с глубоких центров в процессе сканирования по температуре. Данный метод позволяет оценить основные параметры ловушек: энергию термоионизации  $\Delta E_t$ , сечение захвата  $\sigma$  и концентрацию ловушек  $N_t$ .

Измерения методом DLTS основаны на использовании интегратора, вычисляющего среднее за период  $T_P$  значение произведения сигнала релаксации барьерной емкости

$\Delta C(t)$  и весовой функции  $W(t)$

$$S = \frac{1}{T_P} \int_0^{T_P} \Delta C(t)W(t)dt, \quad (1.30)$$

где для  $W(t)$  должно выполняться соотношение

$$\frac{1}{T_P} \int_0^{T_P} W(t)dt = 0. \quad (1.31)$$

При интегрировании по формуле (1.30) реализуется так называемый метод «окна скоростей». Вследствие сильной экспоненциальной зависимости от температуры скорости эмиссии можно подобрать такой период следования импульсов, что заселенность центров будет заметно изменяться за время между импульсами, т.е.  $\tau_n$  попадет в заданное окно скоростей. При сканировании по температуре каждый центр проявится в виде максимума на кривой  $S(T)$ , рис.1.11. Величина максимума будет пропорциональна концентрации ловушек  $N_t$ . Положение максимума на температурной шкале будет зависеть от вида функции  $W(t)$  и параметров  $\Delta E_t$  и  $\sigma$  центра, определяющих  $\tau_n$ .

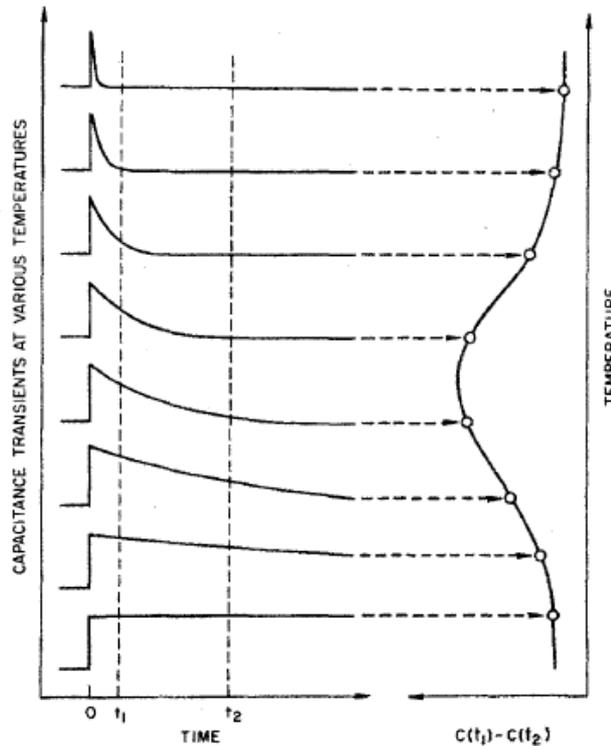


Рис. 1.11: Иллюстрация того, как двухимпульсный интегратор используется в формировании окна скоростей. Слева показаны изменения сигналов релаксация емкости при изменении температуры образца, справа – температурные изменения сигнала  $S(T)$ , образующегося при использовании двухимпульсного интегратора, позволяющего измерять разницу величин емкости в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ . [27]

При использовании двухимпульсного интегратора, вычисляющего разность величин емкости образца, относящихся к двум моментам времени  $t_1$  и  $t_2$ , DLTS-сигнал, согласно формуле (1.30), может быть переписан как

$$S(T) = [C(t_1) - C(t_2)]. \quad (1.32)$$

При экспоненциальной релаксации, обусловленной эмиссией захваченного заряда, уравнение (1.32) переписывается в виде

$$S(T, \tau) = g\Delta C(0) \left[ \exp\left(-\frac{t_1}{\tau}\right) - \exp\left(-\frac{t_2}{\tau}\right) \right], \quad (1.33)$$

где  $\tau = 1/e$  – постоянная времени эмиссии,  $g$  – фактор вырождения уровня. Связь постоянной времени в точке максимума  $\tau_{max}$  с временами  $t_1$  и  $t_2$  может быть найдена дифференцированием функции  $S(T, \tau)$  по температуре и приравниванием к нулю производной  $\frac{dS(T, \tau)}{dT} = 0$ . В результате получается соотношение

$$\tau_{max} = (t_1 - t_2) \left[ \ln\left(\frac{t_1}{t_2}\right) \right]^{-1}. \quad (1.34)$$

Записав несколько спектров  $S(T, \tau)$  с различными временами стробирования  $t_1$  и  $t_2$ , связанных соотношением  $t_2/t_1 = const$ , можно получить серию сдвинутых по температуре максимумов и вычислить для них значения  $\tau_{max}$ . С помощью полученной зависимости  $\tau_{max}(T_{max})$  можно построить график функции  $\ln(1/\tau_n \cdot T^2)$  от  $(1/kT)$  (график Аррениуса)

$$\ln\left(\frac{1}{\tau_n \cdot T^2}\right) = \ln(B \cdot \sigma_n) - \frac{\Delta E_t}{kT}, \quad (1.35)$$

где  $B = 3,56 \cdot \left(\frac{m_D^3}{m_C}\right)^{1/2} \cdot 10^{55}$  [кг/(К<sup>2</sup>Дж·сек<sup>3</sup>)],  $m_D$  – нормированная масса плотности состояний в диэлектрике,  $m_C$  – нормированная величина эффективной массы носителей в диэлектрике. Тогда энергия  $\Delta E_t$  определится как наклон прямой, а сечение захвата  $\sigma_n$  определится по величине отсечки на оси  $y$ .

### Особенности определения плотности заряда интерфейсных состояний из DLTS измерений.

Величина максимума связана с концентрацией ловушек  $N_t$ , однако при определении концентрации поверхностных состояний в МДП-структурах необходимо учитывать емкость диэлектрического слоя. Это можно сделать, если при решении уравнения Пуассона

$$V = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_0^w x\rho(x)dx, \quad (1.36)$$

положить плотность заряда  $\rho(x)$  равной

$$\rho(x) = \rho_d(x) + \rho_s(x), \quad (1.37)$$

где  $\rho_d(x)$  – плотность заряда мелкой ионизованной донорной примеси,  $\rho_s$  – плотность заряда интерфейсных состояний, определяемые следующим образом, рис.1.12

$$\begin{aligned} \rho_d(x) &= eN_d, \quad h < x < w, \\ \rho_s &= -eN_s\delta(h), \\ \delta(x) &= \begin{cases} 1, & x = h, \\ 0, & x \neq h. \end{cases} \end{aligned} \quad (1.38)$$

Здесь  $N_d$  – концентрация мелкой донорной примеси,  $h$  – положение границы раздела диэлектрик-полупроводник относительно металла,  $w$  – положение границы ОПЗ,  $\delta(x)$  – дельта-функция,  $q$  – элементарный заряд.

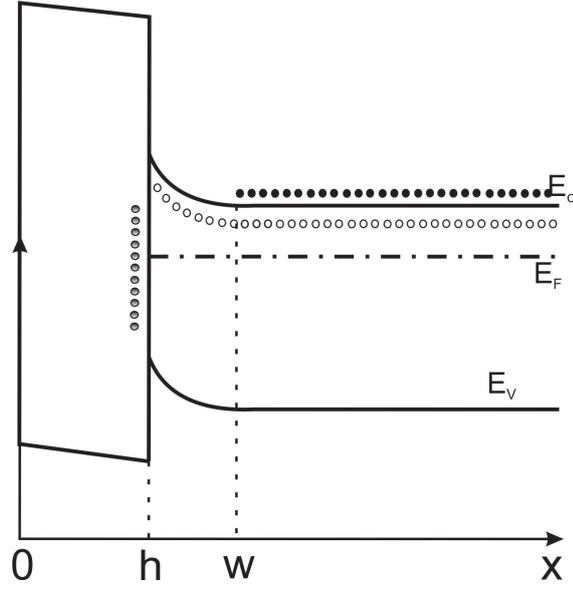


Рис. 1.12: Зонная диаграмма МДП-структуры в режиме обеднения.  $h$  - толщина пленки,  $w$  - положение границы ОПЗ

Тогда, после интегрирования (1.36), толщина ОПЗ определится как

$$(w - h) = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 V - eN_s h}{eN_d}}. \quad (1.39)$$

Емкость области пространственного заряда может быть описана формулой  $C_d = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 S}{w-h}$ , емкость диэлектрика  $C_i$  - формулой (1.10) и полная емкость структуры  $C$  - формулой (1.14). Для случая малых изменений емкости выполняется приближенное равенство  $dC/C = d(w - h)/(w - h)$ . Тогда выражения для  $N_s$  приобретает вид

$$\Delta N_s = \frac{\varepsilon_s^2 \varepsilon_0^2 S^2 (C_i - C_d)^2 N_d}{h C_i^2 C_d^3} \cdot \Delta C. \quad (1.40)$$

Условием применимости формулы является малая величина поверхностной плотности заряда на интерфейсных состояниях по сравнению с зарядом мелкой легирующей примеси в ОПЗ [26].

### 1.3.3 DLTS в режиме постоянной емкости

В отличие от DLTS-метода в режиме постоянного напряжения смещения, режим CC-DLTS (constant capacitance) характеризуется минимальным искажением сигнала при высокой плотности ловушек. Принцип измерения в режиме постоянной емкости состоит в следующем [26].

Как и в случае DLTS, в исходном состоянии к структуре прикладывается обратное смещение  $V_{DC}$  и при этом структура характеризуется емкостью  $C_{HF}$ . Импульс заполнения  $V_G$  приводит структуру в режим аккумуляции, при котором состояния на интерфейсе заполняются основными носителями. После окончания заполняющего импульса емкость системы поддерживается постоянной на уровне  $C_{HF}$  с помощью системы обратной связи путем динамического варьирования напряжения на затворе, когда заряд на интерфейсных состояниях релаксирует к значению, соответствующему обратному смещению  $V_{DC}$ . Временные зависимости сигналов емкости и напряжения представлены на рис.1.13.

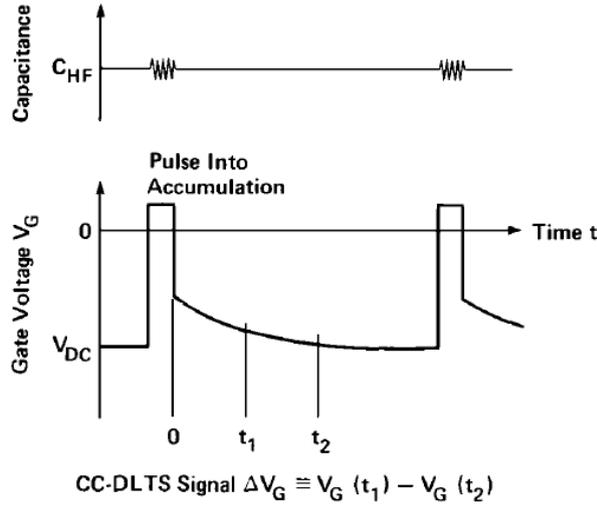


Рис. 1.13: Схематичное изображение временных зависимостей емкости и напряжения смещения при исследовании МДП-структур методом CC-DLTS [26].

Сигнал CC-DLTS  $\Delta V_G$  получается в результате разности напряжений на затворе, измеренных с помощью двухимпульсного интегратора в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$  после заполняющего импульса

$$\Delta V_G \equiv V_G(t_1) - V_G(t_2). \quad (1.41)$$

Линейную зависимость заряда на интерфейсе от приложенного напряжения в режиме постоянной емкости можно показать, исследуя высокочастотную емкость МДП-структуры. В режиме обеднения высокочастотная емкость структуры  $C_{HF}$  есть последовательное соединение емкости диэлектрика  $C_i$  и емкости обедненной области полупроводника  $C_d$ . В процессе эмиссии носителей с ловушек емкость  $C_{HF}$  остается постоянной

$$C_{HF} = \frac{C_i C_d}{C_i + C_d} = const. \quad (1.42)$$

Так как емкость диэлектрика  $C_i$  не зависит от приложенного напряжения, (см. формулу (1.10)), то в переходном режиме емкость области обеднения  $C_d$  остается постоянной. Приложенное к структуре напряжение  $V'_G$  можно представить как сумму поверхностного потенциала  $\psi_s$  в полупроводнике и падения напряжения на диэлектрическом слое  $V_i$

$$V'_G = \psi_s + V_i. \quad (1.43)$$

Согласно закону Гаусса,  $V_i$  зависит от величины объемного заряда в диэлектрическом слое  $Q_i$ , заряда на интерфейсных состояниях  $Q_s$  и заряда в обедненной области полупроводника  $Q_d$ , приходящихся на единицу поверхности, как

$$V_i = -\frac{S(Q_i + Q_s + Q_d)}{C_i}, \quad (1.44)$$

где  $S$  – площадь контакта. При этом, объемный заряд в диэлектрике  $Q_i$  при импульсном изменении внешнего смещения остается постоянным. Это связано с тем, что такой заряд

находится в глубине пленки и для его перезарядки требуются существенно бóльшие времена, чем для перезарядки поверхностных состояний  $Q_s$ . Пока емкость обедненной области остается постоянной, плотность заряда в полупроводнике и поверхностный потенциал также не изменяются. Поэтому, согласно уравнению (1.43), изменение напряжения на затворе, необходимое для поддержания емкости структуры постоянной, связано с изменением напряжения на диэлектрике

$$\Delta V_G = \frac{S}{C_i} [Q_s(t_1) - Q_s(t_2)]. \quad (1.45)$$

Таким образом, изменения напряжения на структуре оказываются прямо пропорциональны изменению заряда на интерфейсных состояниях не зависимо от величины их плотности. Поверхностная плотность интерфейсных состояний может быть найдена из уравнения (1.45) как

$$N_s = \frac{C_i \Delta V_G}{Sq}, \quad (1.46)$$

где  $q$  – элементарный заряд. Величины энергии уровня ловушки  $\Delta E_t$  и сечения захвата  $\sigma$ , как и в случае DLTS, описанного в разделе 1.3.2, могут быть определены при построении графика Аррениуса (1.35).

### 1.3.4 Токовая релаксационная спектроскопия

В методах емкостной спектроскопии для измерения емкости структуры помимо постоянного внешнего смещения прикладывается переменное синусоидальное напряжение с малой амплитудой и измеряется полная проводимость образца на высокой частоте. Для типичной емкости структуры порядка 100 пФ и частоты тестового сигнала 1 МГц сопротивление базы не должно превышать величину порядка 100 Ом, чтобы не вносить искажения в измеряемый сигнал. В случае высокоомных полупроводников, влияние большого последовательного сопротивления на измерение емкостного сигнала может оказаться существенным, и тогда распределение ловушек на интерфейсе, величины плотности состояний, энергии залегания ловушек и сечения захвата будут определены некорректно [28,29].

При измерениях методом токовой релаксационной спектроскопии CTS (current transient spectroscopy) регистрируется непосредственно ток релаксации захваченного заряда, протекающий через внешнюю измерительную цепь. Полное сопротивление обратного смещенного диода обычно составляет единицы мегаом или более, что позволяет исследовать образцы с сопротивлением базы в десятки килоом. Кроме того, в работе [30] было показано, что метод CTS имеет более высокую разрешающую способность, чем емкостные методы.

Измерение методом токовой релаксационной спектроскопии производится аналогично емкостным методам: на структуру подается постоянное внешнее обратное смещение  $U_b$ , при котором ловушки на интерфейсе оказываются пустыми, и короткие импульсы заполнения с заданной амплитудой  $U_{puls}$  и установленными длительностью  $t_p$  и периодом следования  $T_p$ . Во время импульса носители инжектируются из полупроводника на интерфейсные состояния.

При эмиссии электронов с интерфейсных состояний при фиксированном внешнем смещении плотность тока релаксации в момент времени  $t$  после окончания импульса

заполнения есть [26]

$$J(T, t) = \left[ \frac{C_i - C_{hf}}{C_i} \right] \int q N_s(E) e_n(T) \exp(-e_n(T)t) dE, \quad (1.47)$$

где  $q$  – элементарный заряд,  $C_i$  – емкость диэлектрика,  $C_{hf}$  – высокочастотная емкость при обратном смещении,  $N_s(E)$  – плотность интерфейсных состояний,  $e_n = 1/\tau_n$  – скорость термоэмиссии электронов.

В случае, когда плотность интерфейсных состояний изменяется линейно на ширине пика  $\Delta E_n^i \cong kT$ , уравнение (1.47) можно переписать в виде

$$J(T, t) = \left[ \frac{C_i - C_{hf}}{C_i} \right] q N_s(E_i) e_n(T) \Delta E_n^i / t, \quad (1.48)$$

где  $N_s(E_i)$  – плотность состояний на уровне с энергией  $E_i$ .

Измеряя разностный сигнал  $\Delta J(T)$  между стробами  $t_1$  и  $t_2$ , плотность интерфейсных состояний глубокого уровня оказывается равной

$$N_s = \left[ \frac{C_i}{C_i - C_{hf}} \right] \cdot \frac{\Delta J(T)}{q e_n(T)} [\exp(-e_n(T)t_1) - \exp(-e_n(T)t_2)]^{-1}. \quad (1.49)$$

Аналогично процедуре измерения сигнала в DLTS методе, измерение свертки сигнала  $\Delta J(T, t)$  и весовой функции двухимпульсного интегратора  $W(t)$  в зависимости от температуры образца, дает максимум при попадании релаксационного сигнала в установленное окно скоростей. Отличие состоит в том, что величина и положение максимума определяются в этом случае произведением  $e_n \cdot \exp(-e_n t)$ . Из-за наличия предэкспоненциального множителя  $e_n$ , связь величины  $\tau_{max}$  с временами  $t_1$  и  $t_2$  определяется формулой

$$\frac{t_2 - t_1}{\tau} = \ln \left( \frac{1 - t_2/\tau}{1 - t_1/\tau} \right). \quad (1.50)$$

Значения энергии центра и его сечение захвата могут быть определены из графика Аррениуса (1.35), построенного по величинам максимумов из спектров с различными окнами скоростей.

## 2. Цели и задачи работы

Целью данной работы является исследование электрофизических свойств структур  $Au - AlN - (n - Si)$  с пленками нитрида алюминия различной толщины и установления корреляций между этими свойствами и строением напыленных пленок.

Для выполнения работы необходимо решить следующие задачи:

1. С помощью методов электронной микроскопии исследовать особенности строения пленок нитрида алюминия, напыленных на кремниевые подложки методом реактивного магнетронного распыления.
2. Измерить вольт-амперные характеристики полученных МДП-структур и установить механизмы токопереноса в пленках  $AlN$ .
3. Измерить вольт-фарадные характеристики полученных МДП-структур и определить величину диэлектрической проницаемости пленок  $AlN$ . Оценить величину и знак встроенного в пленку заряда.
4. Методами нестационарной емкостной и токовой спектроскопии исследовать интерфейсные состояния в полученных МДП-структурах. Определить величины плотности состояний, энергии термоионизации и сечения захвата состояний на интерфейсе  $AlN - (n - Si)$ .
5. Провести анализ полученных данных и установить основные закономерности в изменениях электрофизических свойств напыленных пленок при изменении их толщины. Соотнести полученные результаты с особенностями строения напыленных пленок.

### 3. Оборудование, использованное при выполнении работы.

Приготовление образцов и основная часть проведенных измерений были выполнены на приборной базе Междисциплинарного Ресурсного Центра «Нанотехнологии» СПбГУ.

Пленки нитрида алюминия были нанесены методом реактивного магнетронного распыления на переменном токе с помощью вакуумной распылительной системы TORR, производства компании **TORR International, INC**.

Морфология напыленных пленок и их микроанализ были исследованы с помощью сканирующих электронных микроскопов **Zeiss Merlin** и **Zeiss Supra 40VP**.

Структура пленок была изучена с помощью просвечивающего электронного микроскопа **Zeiss Libra 200FE**.

Вольт-фарадные характеристики измерялись с помощью прецизионного анализатора импеданса **Agilent 4292A** в диапазоне частот от 40 Гц до 10 МГц. Амплитуда тестового синусоидального сигнала составляла 15 мВ.

Вольт-амперные характеристики измерялись с помощью электрометра **Keithley 6517b**, имеющего чувствительность по току  $10^{-15}$  А.

Спектры нестационарной емкостной и токовой спектроскопии исследуемых образцов были получены с помощью спектрометра **Sula Technologies**, оборудованного гелиевым криостатом замкнутого цикла производства **Janis Research Company, INC**. Рабочий диапазон температур криостата 10 – 450 К.

Спектрометрические изменения альфа-частиц производились при содействии Национального исследовательского центра «Курчатовский Институт» Петербургском Институте Ядерной Физики им.Б. П. Константинова.

## 4. Приготовление образцов

В качестве подложек для создания МДП-структур использовались низкоомные кремниевые пластины n-типа проводимости. Верхний эпитаксиальный слой, имеющий толщину 5 мкм и легированный фосфором с удельным сопротивлением  $5 \div 10$  Ом·см, был выращен на высоколегированной кремниевой подложке толщиной 650 мкм с удельным сопротивлением  $0.025 \div 0.05$  Ом·см.

Пленки нитрида алюминия наносились поверх эпитаксиального слоя методом реактивного магнетронного напыления. Перед напылением поверхность подложек предварительно очищалась от загрязнений и естественного окисла следующим образом. В течение 20 секунд на поверхности кремния создавался окисленный слой в растворе  $H_2O_2 : H_2SO_4 = 1 : 1$ , после чего он снимался в растворе плавиковой кислоты  $HF : H_2O = 1 : 10$  в течение 20 секунд. Такая процедура повторялась трижды. Очищенная подложка помещалась в вакуумную камеру установки TORR, закрывалась заслонкой от магнетрона, после чего камера откачивалась до давления  $1 \cdot 10^{-5}$  мм.рт.ст. Температура держателя образца устанавливалась равной  $30^\circ\text{C}$ . После этого включался поток аргона 180 куб.см/мин. соответствующий парциальному давлению  $1.2 \cdot 10^{-2}$  мм рт.ст., и запускался магнетрон на мощности 150 Вт и частоте 13.56 МГц. В данном режиме производилось травление алюминиевой мишени Ar-плазмой в течение 5 минут. Далее после очистки мишени включался поток азота 100 куб.см/мин, а величина потока аргона уменьшалась до 30 куб.см/мин. После того, как скорость осаждения устанавливалась на уровне  $1 \text{ \AA}/\text{с}$ , образец поворачивался лицевой поверхностью к магнетрону. Расстояние между алюминиевой мишенью с диаметром 52 мм и образцом было равным 5 см. Толщина пленки контролировалась с помощью пьезодатчика. В таблице.4.1 приведены основные параметры напыления, чистоты используемых веществ и парциальные давления газов.

Вещество	Чистота используемых веществ, %	Поток газа, куб.см/мин	Парциальное давление, мм рт.ст.
Ar	99.998	30	$5 \cdot 10^{-3}$
N <sub>2</sub>	99.9999	102	$2.5 \cdot 10^{-3}$
Al	99.9999		
$t_{\text{подложки}} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$			
$P_{\text{ост.}} = 1 \cdot 10^{-5} \text{ мм рт.ст.}$			
$\bar{v}_{\text{напыления}} \approx (0.6 \div 1) \text{ \AA}/\text{с}$			

Таблица 4.1: Чистота веществ, потоки и парциальные давления газов, используемых для получения пленок нитрида алюминия.

В результате на кремниевую подложку n-типа были напылены пленки нитрида алюминия в широком диапазоне толщин: от 2 нм до 120 нм. Металлический электрод диаметром 1.5 мм и толщиной 50 нм напылялся поверх слоя  $AlN$  с помощью испарения золота из вольфрамовой лодочки. Использование золота в качестве металлического электрода было обусловлено тем, что золото с кремнием n-типа образует шоттки-контакт. Омический контакт на тыльной стороне образца создавался с помощью алюминий-галлиевой эвтектики. Полученные структуры схематично представлены на рис.4.1.

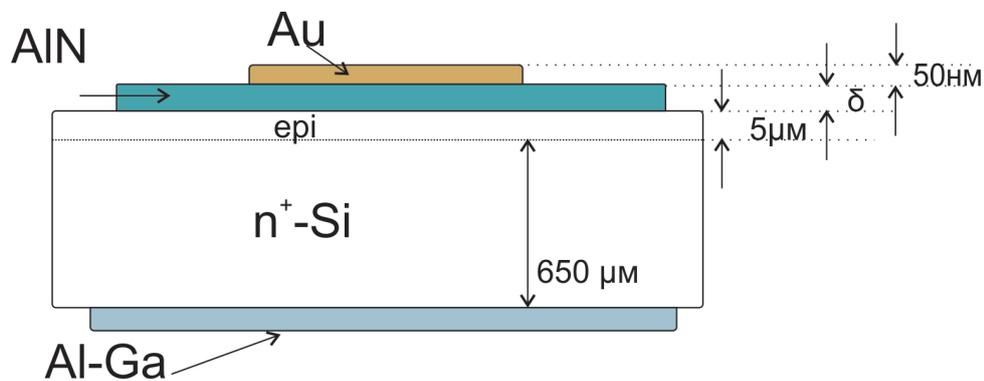


Рис. 4.1: Схематическое изображение подготовленных МПД-структур.

## 5. Морфология и структура пленок AlN

Особенности строения напыленных пленок в зависимости от толщины были исследованы с помощью сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии [31]. На рис.5.1 представлены снимки поверхности приготовленных образцов в районе скола с пленками толщиной 2 нм, 6 нм, 38 нм и 120 нм.

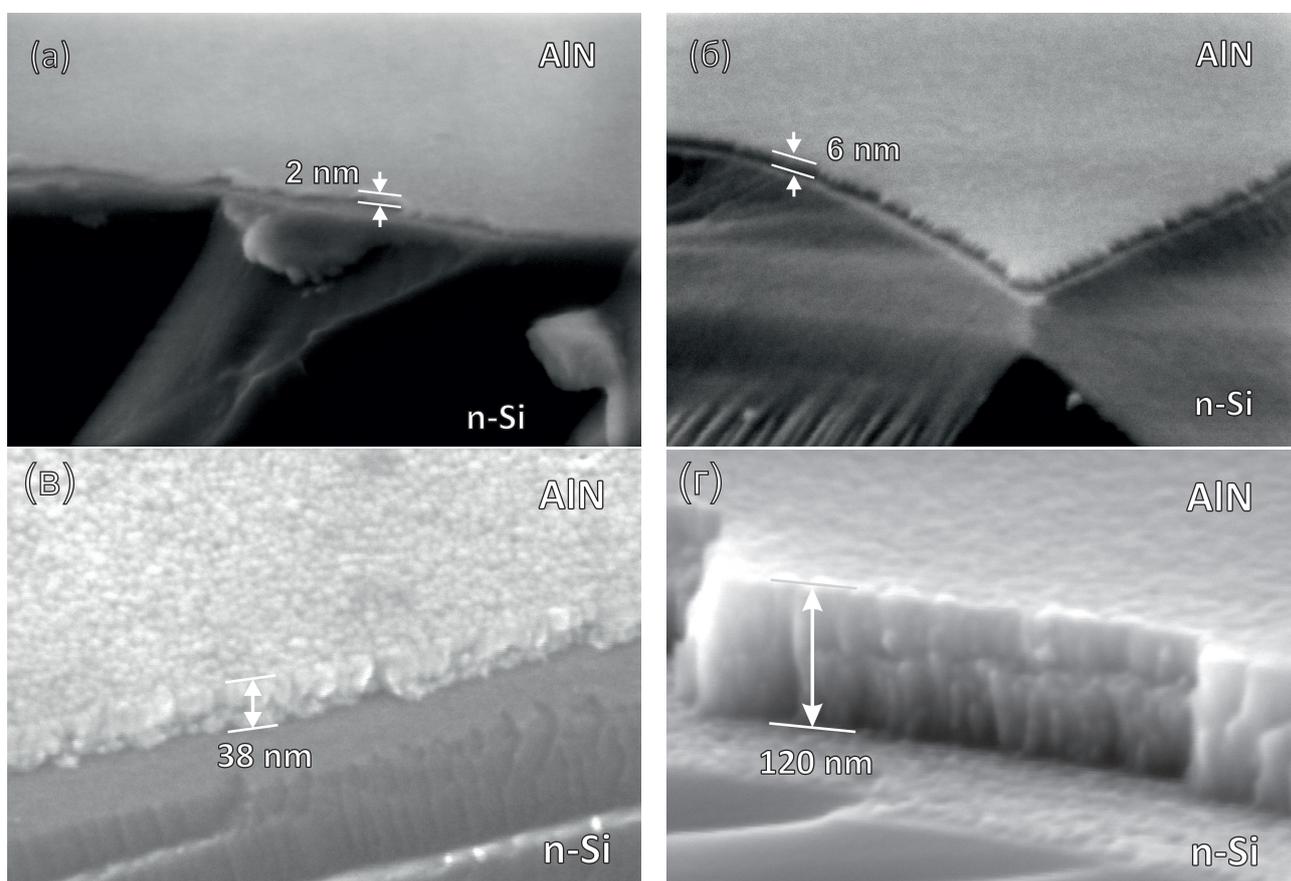


Рис. 5.1: Снимки поверхности образцов с пленками толщиной (а) 2 нм, (б) 6 нм, (в) 38 нм и (г) 120 нм, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа.

Представленные снимки показывают, что уже при толщине 2 нм пленки являются сплошными на всей поверхности напыления.

Начиная с толщин порядка 6 нм наблюдается шероховатость поверхности и образование зерен в объеме пленки. Средний размер шероховатости увеличивался с ростом толщины пленки от 5 нм для образцов с пленками 6 нм до 10 - 20 нм для образца с пленкой

120 нм. Поперечный размер столбцов, характерных для толстых пленок, соответствовал размеру шероховатости и увеличивался с увеличением толщины пленки. Столбчатость пленок  $AlN$  также отмечается в работах [32–34].

Для исследования поперечного среза пленки в просвечивающем электронном микроскопе была приготовлена ламелла из образца с пленкой 120 нм. Толщина рабочей области ламеллы составила величину порядка 55 нм, а ее размеры после окончательного вытравливания –  $500 \times 500$  нм. На рис.5.2 представлена дифракционная картина, полученная от данной ламеллы.

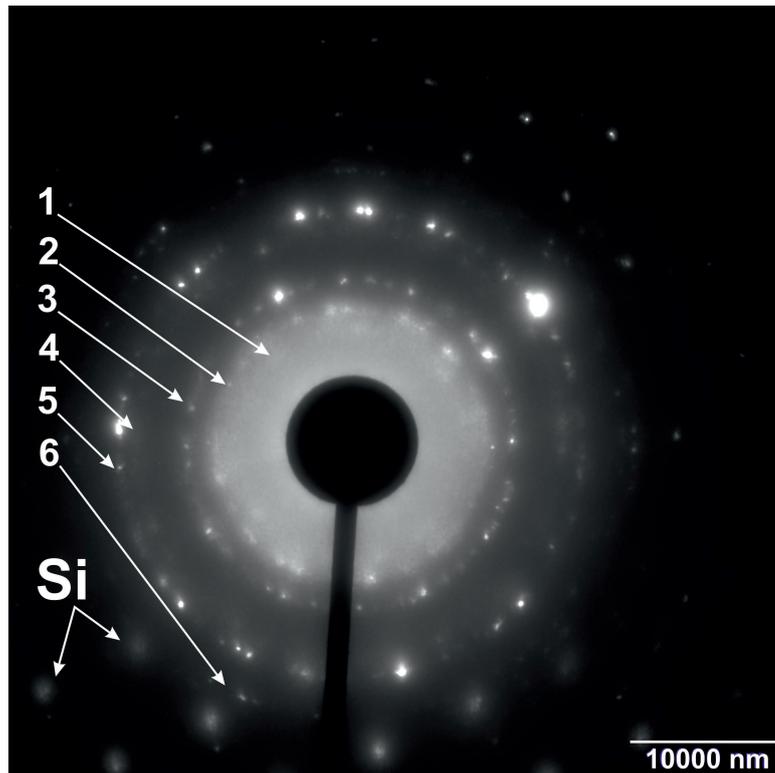


Рис. 5.2: Дифракционная картина, полученная от ламеллы, вырезанной из образца  $n120$ .

Как видно из рисунка, максимумы дифракции располагаются по кольцам вокруг главного максимума. Это свидетельствует о поликристалличности исследуемой пленки. Серая область вокруг главного максимума указывает на то, что в пленке имеется аморфная фаза вещества.

Для кристаллической фазы постоянная решетки  $d$  может быть оценена с помощью формулы Вульфа-Брегга [35]. При известных величинах угла дифракции  $\theta$ , который определяется геометрией установки, и длины волны электронов  $\lambda = 0.0274 \text{ \AA}$ , соответствующей ускоряющему напряжению 200 кВ, межплоскостное расстояние определяется формулой

$$d = \frac{n\lambda}{2 \sin \theta}, \quad (5.1)$$

где  $n$ -порядок дифракции. Полученные результаты представлены в таб.5.1 [31]

Кольцо	$d/n$ , Å	Порядок дифракции	Параметр решетки, Å	Вещество	Кристаллическая плоскость	Погрешность, %
1	2.91	1	$a=3.11$ [36]	$AlN$	( $\underline{12}10$ )	7
2	2.49	2	$c=4.98$ [36]	$AlN$	(0001)	1
3	1.93	4	$a=7.94$ [37]	$AlON$	(001)	3
		3	$(a\sqrt{2})/2=5.61$ [37]	$AlON$	(110)	4
4	1.76	2	$(a\sqrt{2})/3 = 3.73$ [37]	$AlON$	( $\underline{12}0$ )	6
5	1.75	2	$(a\sqrt{5})/2 = 3.48$ [36]	$AlN$	( $10\underline{1}0$ )	1
6	1.48	2	$a=3.11$ [36]	$AlN$	( $\underline{12}10$ )	5

Таблица 5.1: Соотношение  $d/n$  для дифракционных колец, представленных на рис.5.2, рассчитанное по формуле Вульфа-Брегга. В таблице представлена величина погрешности между определенными в данной работе и известными из литературы значениями постоянной решетки.

На рис.5.3 представлен снимок поперечного сечения пленки толщиной 120 нм, сделанный с помощью просвечивающего микроскопа.

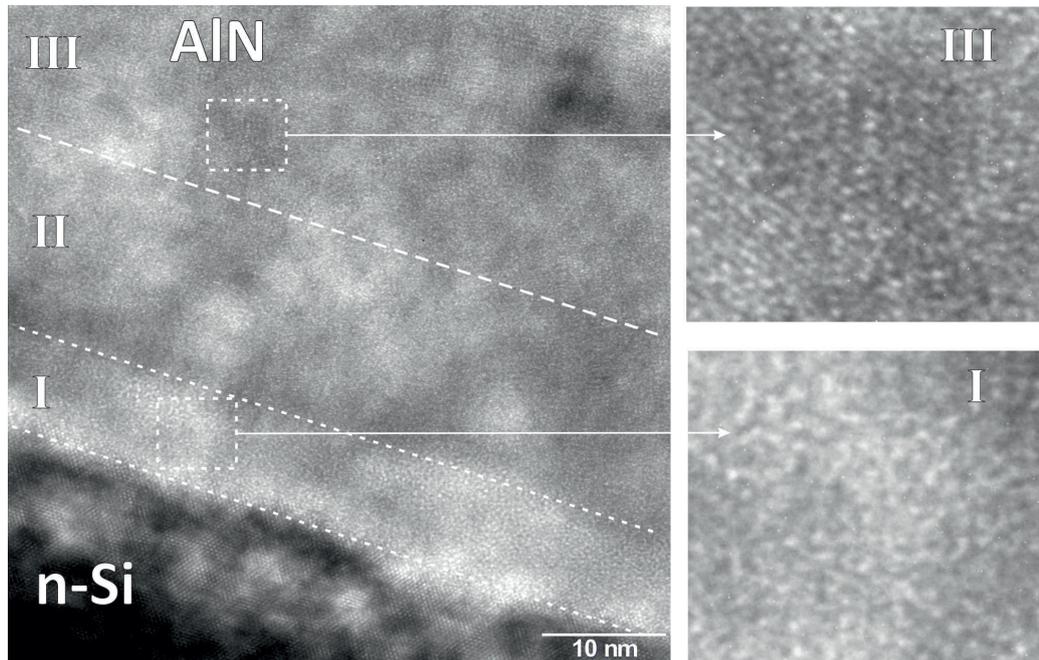


Рис. 5.3: Снимок участка пленки толщиной 120 нм в области границы раздела Si – AlN

Как следует из рисунка, приграничный слой можно разделить на три области. Первая область (I), имеющая толщину порядка 5-7 нм, представляет собой аморфный слой. Согласно проведенному методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии анализу состава пленки, в этом слое присутствует значительное количество кислорода. Энергодисперсионный анализ показал, что состав аморфного слоя близок к оксиду алюминия  $Al_2O_3$ .

При детальном рассмотрении области (II) видно, что здесь наблюдается появление нанокристаллических вкраплений в аморфный материал. Граница для данной смешанной области выделена условно, так как по мере роста пленки вкраплений становится все больше, и, начиная с толщины порядка 25 нм, пленка имеет нанокристаллическое строение. Этот участок пленки обозначен на рис.5.3 как область (III). В соответствии с результатами анализа дифракционной картины, данные нанокристаллиты представляют собой соединения  $AlN$  и  $AlON$ .

## 6. Исследование электрофизических свойств структур Au-AlN-(n-Si)

### 6.1 Высокочастотные вольт-фарадные характеристики

На рисунке 6.1 представлены вольт-фарадные характеристики (ВФХ) исследуемых образцов  $Au - AlN - (n - Si)$  с толщинами пленок  $AlN$  от 2 нм до 120 нм, измеренные при температуре 295 К. Частота тестирующего сигнала равнялась 1 МГц, амплитуда сигнала - 15 мВ, скорость развертки составляла величину 0.28 В/с.

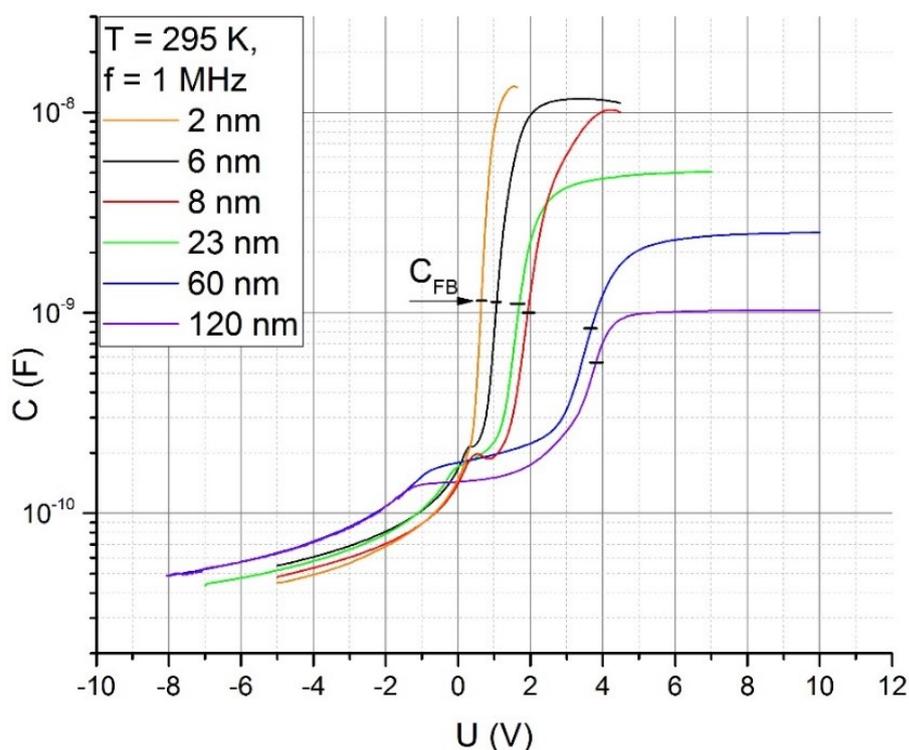


Рис. 6.1: Типичные высокочастотные ВФХ образцов с пленками AlN разной толщины, измеренные при температуре 295 К. На каждой кривой отмечена величина емкости плоских зон  $C_{FB}$ . При возрастании толщины пленки наблюдается сдвиг напряжения плоских зон, соответствующий аккумуляции отрицательного заряда в пленке.

Как видно из рисунка, емкость диэлектрика  $C_i$ , определенная по величине насыщения емкости при больших положительных смещениях, уменьшается с ростом толщины пленки. Определив толщины пленок с помощью сканирующего электронного микроскопа, по формуле (1.10) было оценено значение диэлектрической проницаемости пленки нитрида

алюминия, рис.6.2.

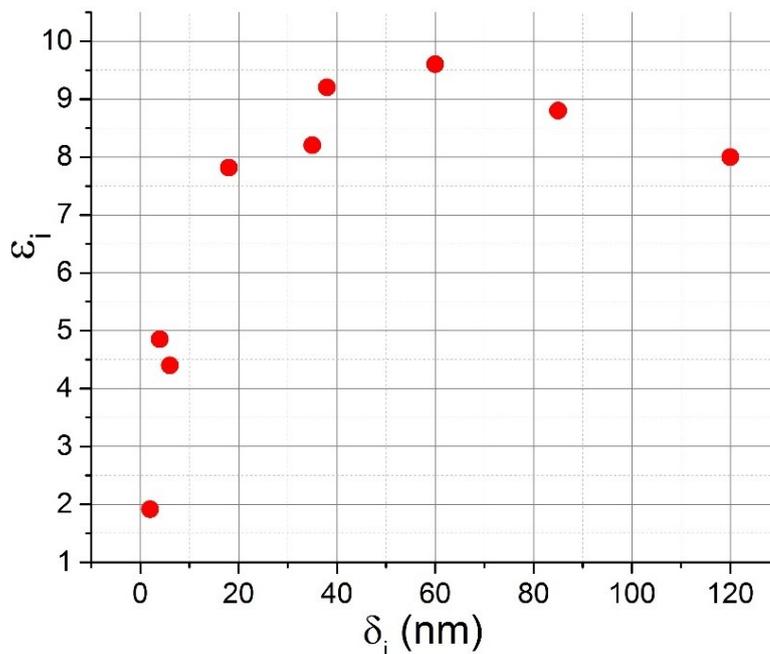


Рис. 6.2: Изменение величины диэлектрической проницаемости  $\epsilon_i$  с толщиной пленки  $AlN$

Как следует из рисунка, при толщинах больших 20 нм величина диэлектрической проницаемости напыленных пленок лежит в интервале от 8 до 9. При уменьшении толщины пленки до единиц нанометров, величина проницаемости падает и достигает значения 2 для пленки с толщиной 2 нм.

Величины сдвига напряжения плоских зон, определенные с помощью емкости плоских зон (1.12), позволили оценить плотность суммарного встроенного в пленку заряда  $Q_\Sigma$  в случае каждого образца по формуле  $Q_\Sigma = Q_i + Q_S = C_i(\Delta U_{FB} - \Delta\varphi_{ms})$ . С ростом толщины пленки величина сдвига напряжения плоских зон смещается в сторону положительных напряжений, что соответствует возрастанию величины отрицательного встроенного заряда в пленке, рис.6.3. Однако, как видно из рисунка, для пленок с толщинами меньшими, чем 6 нм, наблюдался встроенный положительный заряд.

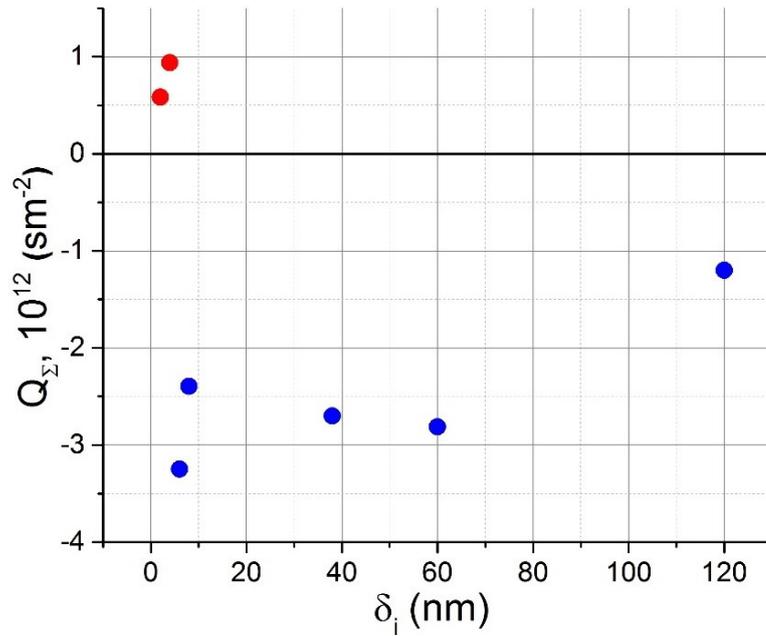


Рис. 6.3: Изменение величины суммарного встроенного заряда в пленку  $Q_\Sigma$ , определенного по сдвигу напряжений плоских зон, с толщиной пленки AlN.

Кроме того, при увеличении толщины диэлектрика возрастает плотность интерфейсных состояний, которые проявляют себя на высокочастотных ВФХ в виде ступеньки емкости в диапазоне напряжений  $(-1 \div +2)$  В.

## 6.2 Вольт-амперные характеристики

Как указывалось выше, характер изменений тока в зависимости от величины напряжения прямого смещения позволяет исследовать механизмы токопрохождения в диэлектрическом слое. Для образцов с толщиной пленок большей, чем 100 нм, при больших прямых смещениях на ВАХ наблюдались скачки тока. В двойном логарифмическом масштабе этот интервал ВАХ состоял из прямолинейных участков, имеющих наклон близкий к квадратичной или кубической зависимости тока от напряжения. Такое поведение может быть характерно для ВАХ, обусловленных токами, ограниченными объемным зарядом (ТООЗ) в пленке [21]. На рисунке 6.4 представлены прямые ветви типичных вольт-амперных характеристик (ВАХ) образцов разной толщины: 2 нм, 15 нм и 120 нм. Характеристики были измерены при температуре 295 К в направлении сканирования от обратных смещений к прямым.

На рис.6.4 видно, что с ростом толщины пленки ток уменьшается, что очевидно связано с возрастанием сопротивления пленки. На ВАХ образца с пленкой 120 нм наблюдается резкий скачок тока при напряжении  $V_1 = 2.65$  В. В соответствии с теорией [21] напряжение  $V_1$ , при котором наблюдается скачок тока, связано с концентрацией объемных ловушек соотношением

$$V_1 \approx \frac{eN_t\delta^2}{\varepsilon_0\varepsilon_i}, \quad (6.1)$$

где  $e$  – элементарный заряд,  $\delta$  – толщина пленки диэлектрика,  $\varepsilon_0, \varepsilon_i$  – диэлектрическая

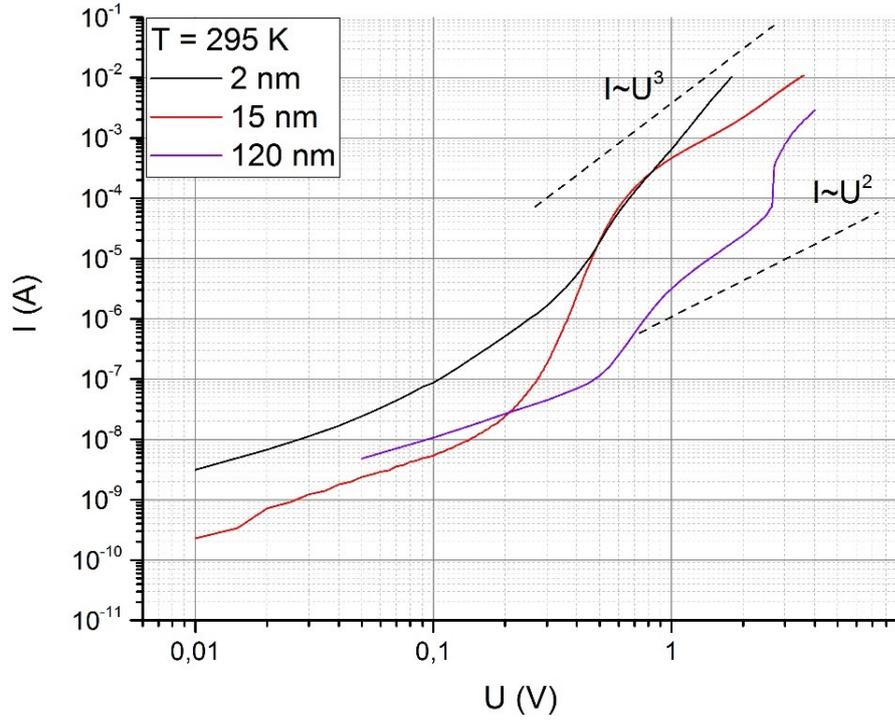


Рис. 6.4: ВАХ образцов с пленками AlN толщиной от 2 нм, 15 нм и 120 нм, измеренные при температуре 295 К. На рисунке отмечены наклоны зависимостей  $I \sim U^2$ , соответствующей безловушечному квадратичному закону при монополярной инжекции, и  $I \sim U^3$ , соответствующей двойной инжекции носителей в пленку [21].

проницаемость пленки и диэлектрическая постоянная. Величина скачка тока  $\theta$  при этом связана с глубиной уровня ловушки ( $E_{Ci} - E_t$ )

$$\theta = \frac{gN_C}{N_t} \exp\left(\frac{E_{Ci} - E_t}{kT}\right), \quad (6.2)$$

где  $N_C = 2 \cdot \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2}\right)^{3/2}$  – эффективная плотность состояний у дна зоны проводимости диэлектрика,  $g$  – коэффициент спинового вырождения уровней прилипания.

При эффективной массе электрона в AlN  $m^* = 0.4m_0$  [38], эффективная плотность состояний у дна зоны проводимости в AlN равна  $N_C = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Полагая фактор  $g = 2$ , в соответствии с формулой (6.2) глубина ловушки составила величину порядка  $(E_{Ci} - E_t) \approx 0.3 \text{ эВ}$ , а величина концентрации ловушек  $N_t = 8,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (формула (6.1)).

На начальном линейном участке при малых смещениях ток пропорционален напряжению  $I \sim U$ . Это соответствует разложению в ряд экспоненциальной зависимости по малому параметру с сохранением первого члена. Отличие наклона  $I(U)$  от единицы, характерное для образцов с пленками 85 нм и 120 нм, обусловлено пиннингом уровня Ферми полупроводника поверхностными состояниями, наблюдаемым также на вольт-фарадных характеристиках образцов с толстыми пленками.

При больших положительных смещениях на вольт-амперных характеристиках образцов с толстыми пленками наблюдается зависимость  $I \sim U^2$ , соответствующая монополярной инжекции носителей в AlN [21]. С уменьшением толщины пленки наблюдается

зависимость  $I \sim U^3$ , описывающая двойную инжекцию носителей в диэлектрик [21].

Для определения величины диффузионного напряжения на границе  $AlN - (n-Si)$  в структурах со сверхтонкими пленками, были измерены вольт-амперные характеристики при двух близких температурах. Высота барьера со стороны металла в этом случае определяется в соответствии с формулой

$$\varphi_b = \left( \frac{q}{kT_2} - \frac{q}{kT_1} \right)^{-1} \ln \left( \frac{J_{s1}T_2^2}{J_{s2}T_1^2} \right). \quad (6.3)$$

Тогда величина диффузионного напряжения может быть найдена как  $V_d = \varphi_b - \Delta E_F$ , где  $\Delta E_F \approx 0.2$  эВ – глубина залегания уровня Ферми. Полученные значения  $V_d$ , оцененные из ВАХ и ВФХ в таблице 6.1.

$\delta_i$ , нм	$V_d^{IV} = \varphi_b - \Delta E_F$ , эВ	$V_d^{CV}$ , эВ
2	0.13	0.53
4	0.31	0.52
6	0.15	0.57

Таблица 6.1: Значения диффузионного напряжения  $V_d$ , полученного из ВАХ и ВФХ для образцов с пленками 2 нм, 4 нм и 6 нм.

Из таблицы видно, что значения, полученные разными методами отличаются, что говорит о наличии заметной флуктуации поверхностного потенциала.

На рис.6.5 приведены ВАХ образца с пленкой толщиной 18 нм, измеренных при различных температурах в диапазоне от 50 К до 400 К.

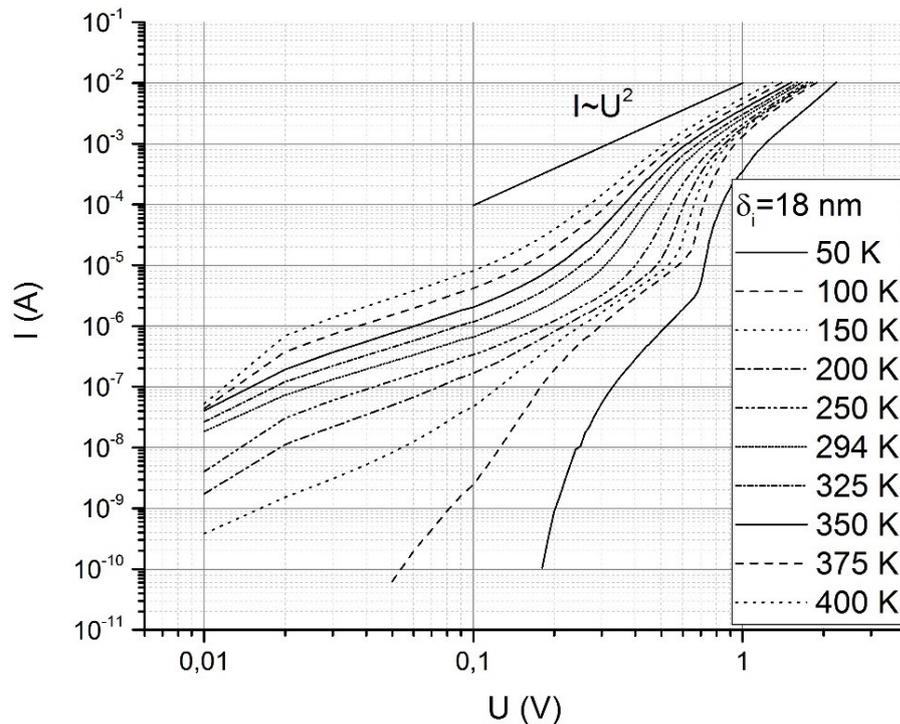


Рис. 6.5: ВАХ образца с пленкой  $AlN$  толщиной 18 нм, измеренные при разных температурах в диапазоне от 50 К до 400 К.

Для токов при напряжении +1.1 В, когда изгиб зон в полупроводнике отсутствует, был построен график Аррениуса  $\ln\left(\frac{J}{T^2}\right) = -E_a \frac{q}{kT} + \ln(A^{**})$ , рис.6.6(а). Как следует из рисунка, при высоких температурах наклон графика соответствует энергии активации проводимости пленки равной 0.1 эВ. При низких температурах зависимость проводимости пленки от температуры очень слабая. Это может соответствовать тому, что в запрещенной зоне AlN может иметься некоторая подзона, расположенная на 0.1 эВ выше дна зоны проводимости кремния, так как по литературным данным известно, что энергия активации из зоны проводимости кремния в зону проводимости нитрида алюминия имеет величину, большую 2 эВ [39, 40]. Возможные причины возникновения данных особенностей будут обсуждены в Разделе 6.4 настоящей Главы.

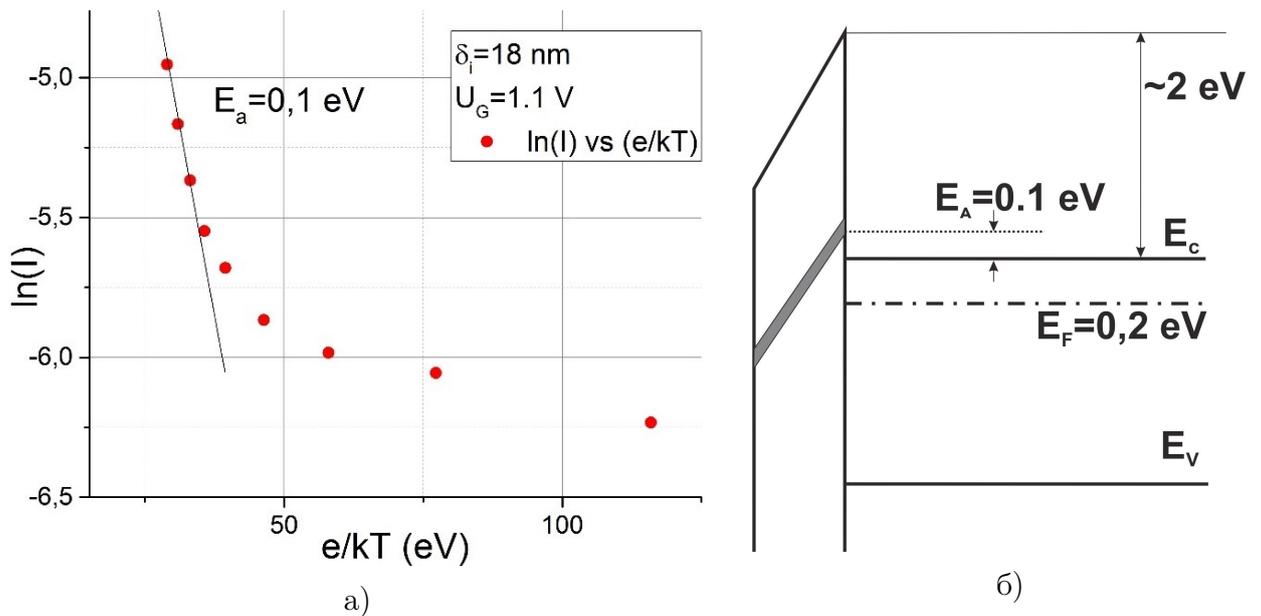


Рис. 6.6: (а) График Аррениуса, построенный по температурной зависимости тока образца с пленкой толщиной 18 нм для прямого напряжения 1.1 В,  $E_a$  – энергия активации носителей, (б) зонная диаграмма контакта AlN – (n – Si), иллюстрирующая положение подзоны в запрещенной зоне AlN.  $E_C, E_V$  – дно зоны проводимости и потолок валентной зоны полупроводника, соответственно,  $E_F$  – квазиуровень уровень Ферми полупроводника.

### 6.3 DLTS измерения

Поверхностные состояний на интерфейсе кремний-нитрид алюминия были исследованы с помощью метода нестационарной спектроскопии глубоких центров (DLTS). На рис.6.7(а) приведены типичные спектры DLTS для образцов с пленками толщиной от 6 нм до 30 нм. Измерения производились при постоянном напряжении обратного смещения  $U_b = -2$  В, периоде следования заполняющих импульсов  $T_p = 50$  мсек, длительности импульсов  $t_p = 100$  мксек, и величине заполняющего импульса  $U_{puls} = +2$  В.

Методом DLTS был получен спектр состояний на контрольном образце, рис.6.7(а), находящемся в камере и закрытый заслонкой. На рисунке видно, что в спектре отсутствует сигнал релаксации, характерный для образцов с пленками AlN. Это указывает на то, что

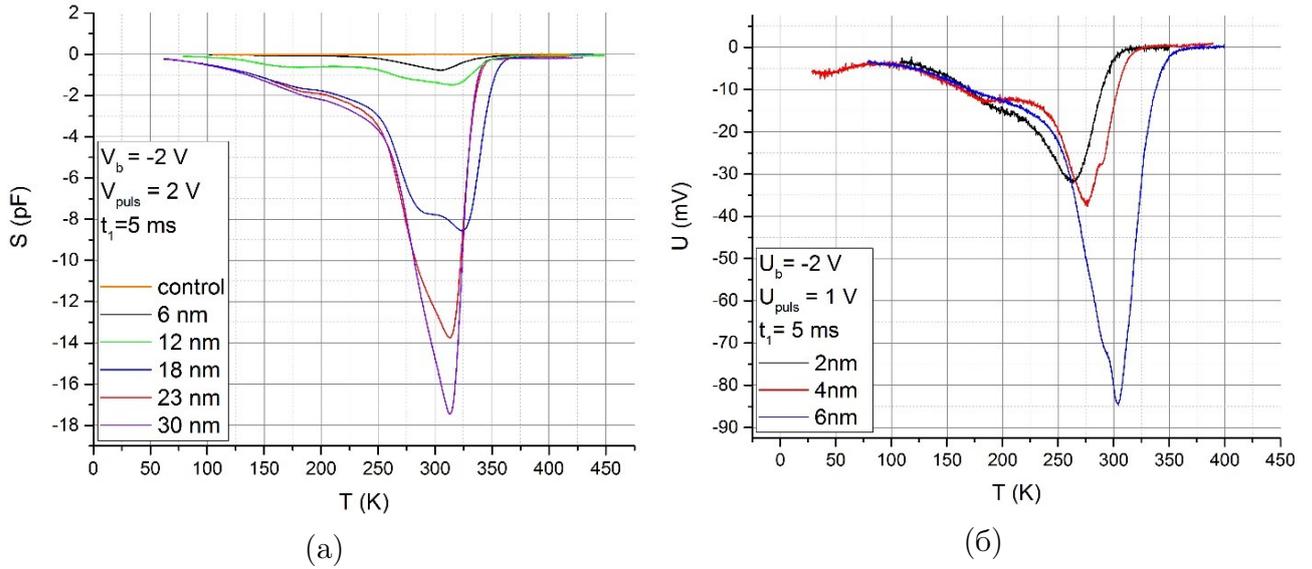


Рис. 6.7: (а) DLTS спектры образцов с пленками AlN толщиной от 6 нм до 30 нм и спектр с контрольного образца без пленки, измеренные при  $U_b = -2$  В,  $T_p = 50$  мсек,  $t_p = 100$  мксек и  $U_{puls} = +2$  В,  $t_1 = 5$  мс,  $t_1/t_2 = 5.2$ .  
 (б) Спектры CC-DLTS, полученные на образцах с пленками 2 нм, 4 нм и 6 нм при напряжении смещения  $U_b = -2$  В, импульсе смещения  $U_{puls} = +1$  В,  $T_p = 50$  мсек,  $t_p = 100$  мксек,  $t_1 = 5$  мс,  $t_1/t_2 = 5.2$ .

глубокие состояний в кремниевой подложке отсутствуют, а сигнал релаксации в образцах с пленками обусловлен интерфейсными состояниями на границе AlN – ( $n - Si$ ).

На рисунке 6.7 видно, что спектры представляют собой совокупность нескольких отрицательных максимумов, соответствующих ловушкам для основных носителей. Высокотемпературный максимум, наблюдаемый в диапазоне температур (270 - 330) К, представлял собой сдвоенный пик от двух близких уровней ловушек. Величина плотности состояний, определенная по формуле (1.40), достигала величины порядка  $3 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Энергии термоактивации носителей с данных ловушек лежали в диапазоне  $0.5 \div 0.6$  эВ, а сечение захвата имело величину порядка  $10^{-16} \div 10^{-15}$  см<sup>2</sup>.

Похожие максимумы при температурах порядка 300 К наблюдались уже при толщинах пленок порядка 2 нм. На рисунке 6.7(б) представлены спектры интерфейсных состояний, измеренные в режиме CC-DLTS при напряжении смещения  $U_b = -2$  В, периоде следования заполняющих импульсов  $T_p = 50$  мсек, длительности импульсов  $t_p = 100$  мксек, и амплитуде импульса  $U_{puls} = 1$  В.

При низких температурах, в диапазоне (70 – 220) К, для всех исследуемых образцов наблюдался общий подъем уровня сигнала с максимумом в районе 180 К. Данный максимум хорошо разрешался только в случае образцов с толщиной пленками до 10 нм. Для этих образцов из измеренных спектров были определены величины энергии термоионизации  $E_t = 0,35$  эВ и сечение захвата порядка  $10^{-16} \div 10^{-14}$  см<sup>2</sup>. Соответствующая пику плотность состояний достигала величины порядка  $4 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> и не менялась при толщинах пленки больше 15 нм, рис.6.8.

На рисунке 6.8 приведена зависимость плотности состояний описанных центров от толщины напыленной пленки AlN и схематическое изображение строения пленки, по-

строенное в соответствии с результатами электронной микроскопии.

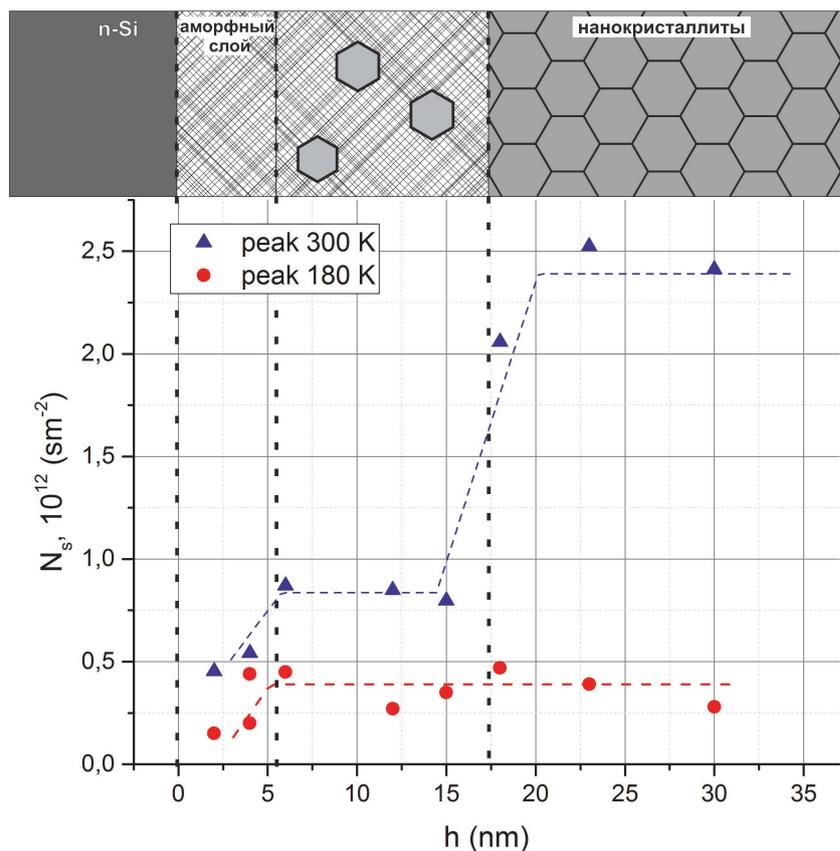


Рис. 6.8: Схематическое изображение строения пленки и изменение плотности интерфейсных состояний центров с энергиями 0.35 эВ и 0.5 ÷ 0.6 эВ, в зависимости от толщины пленки AlN

## 6.4 Обсуждение результатов

Исследование структуры и строения пленок AlN методами сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии показало, что уже с толщины 2 нм пленки являются сплошными и равномерными по толщине на всей поверхности запыления. Первые 5-7 нм представляют собой аморфную фазу вещества с высоким содержанием кислорода, который может представлять собой соединения типа  $AlO_x$  или  $Al_2O_3$  [32]. При дальнейшем росте пленок начинается образование нанокристаллических зерен AlN и AlON. Поперечный размер столбцов возрастает от 5-10 нм для пленок толщиной 6 нм до 10-20 нм для пленок толщиной 120 нм. Начиная с толщин порядка 20 нм пленки имеют нанокристаллическое строение и столбчатую структуру. Наблюдаемая шероховатость поверхности имеет размеры, соответствующие размерам нанокристаллических столбцов. Подобное строение пленок нитрида алюминия также наблюдалось ранее в работе [32–34], где исследовались механизмы роста тонких пленок нитрида алюминия, выращенных методом реактивного магнетронного напыления.

Значение диэлектрической проницаемости  $\epsilon \approx 8 - 9$ , наблюдаемое для толстых пленок, близко к величине  $\epsilon$  для кристаллического AlN [2]. По результатам исследова-

ния методами электронной микроскопии, кристаллическая фаза занимает практически весь объем толстых пленок. При уменьшении толщины возрастает доля аморфной фазы, имеющая меньшее значение проницаемости [41]. Кроме того, величина проницаемости уменьшается для сверхтонких слоев с толщинами в несколько нанометров [42].

Измерения вольт-амперных характеристик показали, что напыленные на кремниевую подложку пленки  $AlN$  обладали заметной проводимостью и имели ловушки на интерфейсе и в объеме пленки. Механизм протекания тока в пленках толщиной порядка 100 нм может быть обусловлен токами, ограниченными объемным зарядом. При этом на ВАХ наблюдались скачки тока, которые, в соответствии с моделью ТООЗ, могут означать полное заполнение ловушек в объеме пленки. В соответствии с формулами (6.1) и (6.2), глубина ловушек имела величину порядка 0.3 эВ, а концентрации ловушек равнялась  $N_t = 8,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . При больших положительных смещениях, когда все объемные ловушки оказываются заполненными носителями из полупроводника, зависимость тока от приложенного напряжения для образцов с толстой пленкой соответствует безловушечному квадратичному закону  $I \sim U^2$ , характерной для монополярной инжекции носителей в пленку [21].

Для осуществления механизма ТООЗ при комнатной температуре необходимо, чтобы высота барьера на границе полупроводник-диэлектрик была существенно меньше 1 эВ. По литературным данным известно, что высота барьера между зоной проводимости кремния и нитрида алюминия  $\Delta E_C$  равна 2 эВ [39]. Однако на представленных зависимостях видно, что токи, ограниченные объемным зарядом, наблюдаются уже при комнатной температуре. В результате измерения температурных зависимостей тока от напряжения было установлено, что энергия активации носителей из зоны проводимости полупроводника в пленку составляла величину  $E_a = 0.1$  эВ. Одной из причин может быть наличие некоторой подзоны в запрещенной зоне нитрида алюминия, куда носители почти беспрепятственно попадают из полупроводника. Тогда энергию уровня ловушек в объеме пленки, по-видимому, следует отсчитывать от дна подзоны. Другой возможной причиной уменьшения барьера на границе может быть нанокристалличность материала. В приповерхностной области нанокристаллов решетка сильно искажается из-за наличия примесей и дефектов [43], что обуславливает наличие высоких плотностей состояний. Эти факторы могут приводить к изменениям ширины запрещенной зоны и сродства к электрону, приводящей к наблюдаемой флуктуации поверхностного потенциала на границе кремний-нитрид алюминия.

С уменьшением толщины пленки на вольт-амперных характеристиках исчезают скачки тока. Это может означать, что влияние глубоких ловушек на прохождение тока уменьшается. В области больших смещений для некоторых, в основном тонких, пленок наблюдается зависимость  $I \sim U^3$ , которая описывает механизм двойной инжекции носителей. Неосновные носители, по-видимому, инжектируются в пленку из металла. На вольт-амперных характеристиках для сверхтонких тонких образцов с ростом прямого смещения наблюдается монотонное увеличение тока без появления скачков, обусловленное как малым значением диффузионного напряжения  $V_d$ , определенного из ВАХ, так и туннельной составляющей через пленку при больших смещениях. Туннельный эффект, возможный в образцах с тонкими пленками, обусловлен тем, что при прямых смещениях на диэлектрике падает все приложенное напряжение, и высокое значение электрического поля приводит

к уменьшению эффективной толщины пленки.

Измерения вольт-фарадных характеристик показали, что с ростом толщины пленки, начиная с 6 нм, возрастает суммарный отрицательный заряд, обусловленный зарядами в объеме пленки и на интерфейсе. Поверхностные состояния с ростом толщины проявляли себя в виде ступеньки емкости в диапазоне напряжений  $(-1 \div 2)$  В. Появление ступеньки связано с эффектом пиннинга уровня Ферми полупроводника поверхностными состояниями с большой плотностью [23]. Барьер на границе  $AlN - (n - Si)$ , а вместе с тем емкость, остаются постоянными до тех пор, пока состояния на границе полностью не заполнятся.

Увеличение плотности интерфейсных состояний с ростом толщины пленки также наблюдалось на спектрах DLTS. Было обнаружено, что на интерфейсе пленка-кремний имеются несколько уровней ловушек: уровень с энергией термоионизации 0.35 эВ и близкие друг к другу уровни с энергиями в интервале  $0.5 \div 0.6$  эВ.

Более мелкий уровень с сечением захвата порядка  $10^{-16} \div 10^{-14}$  см<sup>2</sup> и плотностью, достигающей величины порядка  $4 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, наблюдался на спектрах при температурах в диапазоне (70-200) К и был характерен для всех образцов независимо от толщины пленки. Особенность данных центров ловушек заключалась в том, что амплитуда максимума на спектре DLTS, а вместе с тем соответствующая ей плотность состояний, не изменялись при толщинах пленок больше 5 нм. Подобные центры могут быть обусловлены оборванными связями в аморфной матрице. Энергии близкие к 0.35 эВ являются характерными для энергий, приходящихся на одну связь [44], а соответствующие им центры захвата наблюдаются практически во всех аморфных полупроводниках [45]. Более глубокие центры, с энергиями близкими к середине запрещенной зоны полупроводника, имели сечение захвата порядка  $10^{-16} \div 10^{-15}$  см<sup>2</sup>. Плотность состояний возрастала до величины порядка  $3 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup> с ростом толщины пленки до 20 нм, после чего переставала зависеть от толщины, рис.6.8.

На рисунке 6.8 видно, что плотность состояний глубоких ловушек имеет резкий скачок при толщинах 15-20 нм и выходит на насыщение. В соответствии с результатами просвечивающей электронной микроскопии, в области 10-20 нм наблюдается появление нанокристаллических вкраплений, соответствующих зернам  $AlN$  и  $AlON$ , встроенных в аморфную матрицу. Так как при толщинах пленки больших 20 нм плотность состояний глубоких центров не изменялась, можно предположить, что данные состояния локализованы на границе раздела двух фаз – аморфной и кристаллической. Природа данных центров требует дальнейших исследований.

## 7. Детекторные МДП-структуры на высокоомном кремнии n-типа с пленками AlN

Недавно было показано, что МДП-структуры с пленками нитрида алюминия на высокоомном кремнии могут выступать в качестве поверхностно-барьерных детекторов альфа-частиц [12]. Одним из главных показателей качества детектора, определяющего его разрешающую способность, является величина обратного тока, который идет через структуру при установленном рабочем напряжении. Для контакта металл-полупроводник величина обратного тока определяется величиной барьера на контакте в соответствии с формулой (1.20). В МДП-структуре заряд, встроенный в диэлектрическую пленку, может приводить к изменению величины барьера. Для подложки n-типа проводимости положительный заряд в пленке уменьшает барьер, а отрицательный заряд увеличивает. Поэтому желательно подобрать такую толщину пленки, чтобы знак встроенного заряда был отрицательным, а его величина приводила к заметному увеличению барьера. С другой стороны, для минимизации потерь энергии ионизирующей частицы, толщина входного окна детектора должна быть минимально возможной. Для этого напыляемые пленки AlN должны быть туннельно-прозрачными, рис.7.1.



Рис. 7.1: Схематическое изображение поверхностно-барьерного детектора альфа-частиц, представляющей собой МДП-структуру на высокоомном n – Si с пленой AlN в качестве диэлектрика. Рабочая область детектора – ОПЗ кремниевой подложки.

Исследования зависимостей величины и знака встроенного заряда от толщины пленки AlN, проведенные для МДП-структур на низкоомных подложках, показали, что отрицательный заряд образуется при толщинах, больших 5 нм, рис.6.8. Кроме того, как следует из рис.6.8, для таких толщин наблюдаются низкие плотности ловушек на интерфейсе.

По этой причине для изготовления тестовых детекторных МДП-структур на высокоомном кремнии n-типа, с удельным сопротивлением  $5 \cdot 10^3$  Ом·см, были выбраны пленки нитрида алюминия толщиной 4 нм и 6 нм. Очистка поверхности перед напылением пленок производилась аналогично очистке низкоомных подложек (см. Главу 4). В одном акте напыления были приготовлены пленки на низкоомных и высокоомных подложках. Помимо этого, был изготовлен контрольный детекторный образец с барьером Шоттки  $Au-(n-Si)$ , приготовленный также на высокоомной подложке в соответствии с традиционной технологией изготовления детекторов альфа-частиц на n-типе кремния [46, 47].

На образцах с низкоомной и высокоомной подложками методом токовой релаксационной спектроскопии (CTS) были получены спектры интерфейсных состояний. Измерения производились при напряжении смещения  $U_b = -2$  В периоде следования импульсов  $T_p = 50$  мс, величине импульса  $U_{puls} = 2$  В, его длительности  $t_p = 100$  мкс. На рис.7.2 приведены CTS-спектры образцов для времен интегратора  $t_1 = 0.5$  мс,  $t_1/t_2 = 5.2$  и график Аррениуса, с помощью которого были определены величины энергии ловушек и их сечения захвата. Кроме того, на высокоомном образце был получен спектр глубоких состояний в ОПЗ полупроводника, измеренный при амплитуде импульса заполнения  $U_{puls} = -0.2$  В, когда на границе полупроводник-диэлектрик еще имеется потенциальный барьер, и носители из полупроводника не заполняют интерфейсные состояния.

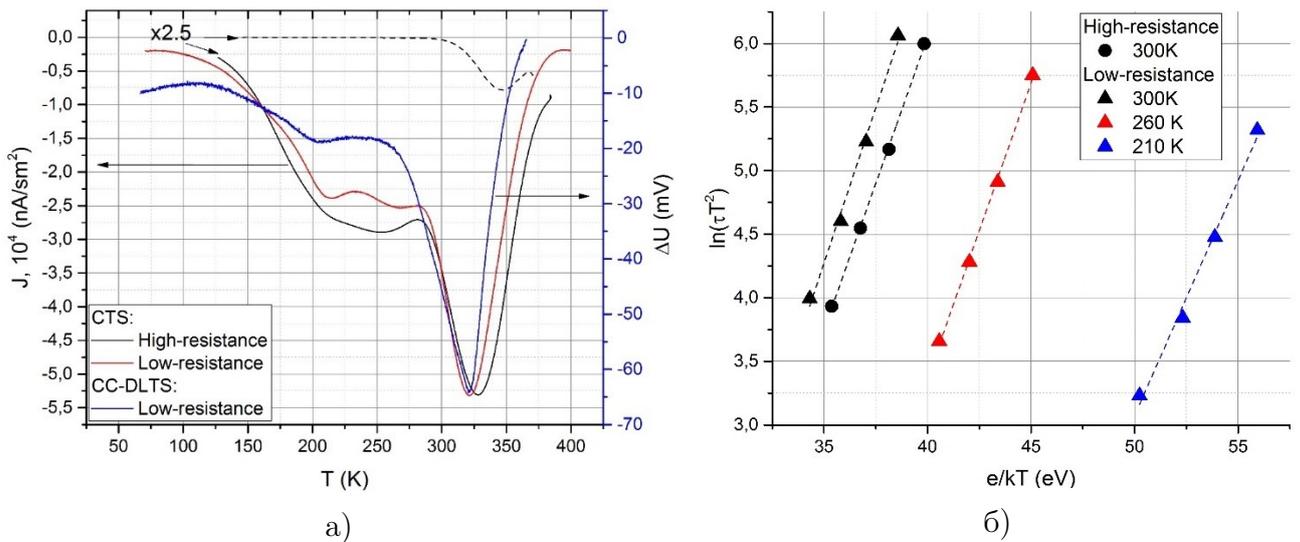


Рис. 7.2: (а) CTS-спектры МДП-структур, приготовленных на низкоомной и высокоомной подложках n-кремния и (б) графики Аррениуса, построенные по CTS-спектрам. Измерения проведены при напряжении смещения  $U_b = -2$  В, периоде следования импульсов  $T_p = 50$  мс, величине импульсов  $U_{puls} = 2$  В, их длительностью  $t_p = 100$  мкс,  $t_1 = 0.5$  мс,  $t_1/t_2 = 5.2$ . Показан также спектр CC-DLTS образца на низкоомной подложке, измеренный при тех же условиях. Пунктирной линией изображен CTS-спектр образца на высокоомной подложке, измеренный при амплитуде импульса  $U_{puls} = -0.2$  В, когда заполнение интерфейсных состояний затруднено.

Из приведенных спектров видно, что формы CTS-спектров, полученных от образцов на низкоомной и высокоомной подложках, практически повторяют друг друга. На спектрах имеются главный максимум при температуре порядка 325 К, а также близкие

	Метод	$T, \text{ К}$	$\Delta E_t, \text{ эВ}$	$N_s, \text{ см}^{-2}$	$\sigma, \text{ см}^2$
4 нм, высокоомный $n - Si$	CTS	328	0.46	$1.8 \cdot 10^{11}$	$1.9 \cdot 10^{-15}$
4 нм, низкоомный $n - Si$	CTS	322	0.49	$4.4 \cdot 10^{11}$	$2.8 \cdot 10^{-15}$
		268	0.46	$2.1 \cdot 10^{11}$	$3.1 \cdot 10^{-14}$
		214	0.37	$2 \cdot 10^{11}$	$3.7 \cdot 10^{-14}$
	CC-DLTS	321	0.48	$5.4 \cdot 10^{11}$	$6 \cdot 10^{-15}$
		205	0.32	$2.3 \cdot 10^{11}$	$6.6 \cdot 10^{-15}$

Таблица 7.1: Параметры ловушек в образцах с пленками  $AlN$  толщиной 4 нм на низкоомной и высокоомной подложках, полученные из спектров CTS. Приведены также параметры ловушек для образца на низкоомной подложке, полученные из спектров CC-DLTS.  $\Delta E_t$  – глубина залегания уровня ловушек,  $N_s$ , – плотность состояний на интерфейсе,  $\sigma$  – сечение захвата ловушки.

к нему максимумы при температурах порядка 275 К и 210 К. Величина сигнала от образца на низкоомной подложке превосходила сигнал от детекторного образца в 2.5 раза. Величина сигнала, обусловленного перезарядкой центров в ОПЗ полупроводника, была по крайней мере в 10 раз меньше, чем сигнал релаксации интерфейсных состояний, и не приводила к существенным искажениям спектра поверхностных состояний. Для сравнения на рисунке представлен также CC-DLTS спектр образца на низкоомной подложке, полученный при тех же условиях измерений, что и спектры токовой спектроскопии. Как видно, формы спектров токовой и емкостной спектроскопии оказываются очень близкими, поскольку регистрируемые сигналы порождаются одними и теми же процессами в образце.

В таб.7.1 приведены параметры интерфейсных состояний, полученные из приведенных CTS-спектров в соответствие с формулами (1.49), приведенными в разделе 1.3.4. Для сравнения также показаны параметры, полученные из CC-DLTS спектров для образца на низкоомной подложке (см. формулу (1.46)).

Как следует из рис.7.1, плотности интерфейсных состояний в МДП-структурах на низкоомной и высокоомной подложках характеризуются величиной одного порядка, а энергии уровней ловушек имеют близкие значения. На основании этого можно полагать, что формирование интерфейсных состояний вероятно не зависит от удельного сопротивления материала подложки. По-видимому, они формируются непосредственно в напыленной пленке в приграничной с кремнием области.

На полученных детекторных структурах при внешнем смещении  $U_G = -20$  В, были получены спектры тройного источника альфа-частиц  $^{239}Pu + ^{238}Pu + ^{233}U$  с энергиями 5.15 МэВ, 5.5 МэВ и 4.8 МэВ соответственно (рис.7.3). Толщина ОПЗ, которая представляет собой рабочую область детектора, при смещении  $U_G = -20$  В была определена из ВФХ структур и для высокоомных подложек составляла величину порядка  $w = 240$  мкм. По литературным данным известно, что альфа-частицы с энергией 5 МэВ полностью поглощаются в кремнии в слое толщиной около 20 мкм [48]. Поэтому в приготовленных детекторных структурах ионизирующие альфа-частицы полностью теряют свою энергию в рабочей области детектора.

На рисунке видно, что спектральные линии источника, полученные с помощью де-

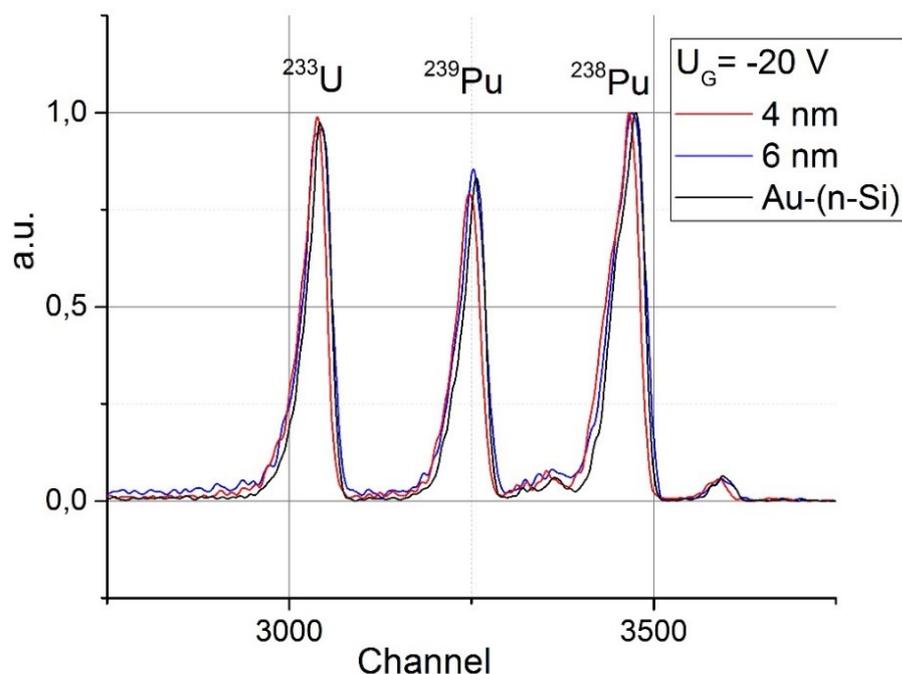


Рис. 7.3: Нормированные спектры тройного источника альфа-частиц  $^{239}\text{Pu} + ^{238}\text{Pu} + ^{233}\text{U}$  с энергиями 5.15 МэВ, 5.5 МэВ и 4.8 МэВ соответственно, измеренные с помощью контрольного детектора  $\text{Au} - (\text{n} - \text{Si})$  и детекторных МДП-структур с пленками толщиной 4 нм и 6 нм при внешнем смещении  $U_G = -20 \text{ В}$ .

детекторных МДП-структур практически совпадают с линиями, полученными на контрольном детекторе. Разрешение линий для всех детекторов имело значение  $\text{FWHM} = 64.1 \text{ кэВ}$  (канал 3468.5) для источника 5.5 МэВ и  $\text{FWHM} = 53.9 \text{ кэВ}$  (канал 3041,1) для источника 4.8 МэВ.

Приведенные спектры показывают, что приготовленные детекторные структуры  $\text{Au} - \text{AlN} - (\text{n} - \text{Si})$  не уступают по спектрометрическим свойствам традиционным поверхностно-барьерным детекторам  $\text{Au} - (\text{n} - \text{Si})$ . Дополнительные исследования показали, что в условиях вакуума детекторы с пленками  $\text{AlN}$  превосходили детекторы  $\text{Au} - (\text{n} - \text{Si})$  по энергетическому разрешению и имели меньшие величины обратных токов.

## 8. Выводы

Подводя итог настоящей работы, можно сделать следующие выводы:

1. Методами сканирующей и просвечивающей микроскопии было установлено, что строение пленок нитрида алюминия, приготовленных с помощью реактивного магнетронного напыления на кремниевых подложках, стратифицировано по толщине. Прилегающий к поверхности кремния слой пленки толщиной около 5 нм представлял собой аморфный материал с высоким содержанием кислорода. При возрастании толщины от 5 до 20 нм в аморфной матрице наблюдались включения кристаллической фазы. Для толщин больших 20 нм материал пленки имел нанокристаллическое строение и столбчатую структуру, которые соответствовали соединениям  $AlN$  и  $AlON$ .
2. Значения диэлектрической проницаемости пленок с толщиной большей 20 нм соответствовали значению для кристаллического нитрида алюминия  $\epsilon \approx 8 - 9$  и уменьшались до значения  $\epsilon \approx 2$  при уменьшении толщины до 2 нм.
3. Методом ВФХ было обнаружено, что при толщинах порядка 5 нм в напыленных пленках образовывался встроенный отрицательных заряд с поверхностной плотностью  $2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , величина которой не изменялась при дальнейшем росте толщины пленки.
4. Методами нестационарной емкостной и токовой спектроскопии было установлено, что в приграничном с кремнием слое напыленной пленки имеется две группы электронных ловушек. Одна группа с энергией термоионизации 0.3 эВ, сечением захвата  $10^{-16} \div 10^{-14} \text{ см}^2$  и величиной поверхностной плотности  $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  располагалась в аморфном приповерхностном слое пленки. Ловушки другой группы с энергиями термоионизации в интервале 0.5  $\div$  0.6 эВ, сечениями захвата  $10^{-16} \div 10^{-15} \text{ см}^2$  и поверхностной плотностью  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  были локализованы на границах раздела аморфной и кристаллической фазы.
5. С помощью метода токовой спектроскопии установлено, что формирование интерфейсных состояний не зависело от удельного сопротивления материала подложки и было обусловлено особенностями строения приповерхностных слоев напыляемых пленок.
6. Продемонстрирована возможность использования структур  $Au - AlN - (n - Si)$  в качестве поверхностно-барьерного детектора альфа-частиц.

# Литература

1. Michel Houssa. *High-k Gate Dielectrics*. CRC Press, 2003.
2. Weida Gian, Marek Skowronski, and Greg S. Rohrer. Structural defects and their relationship to nucleation of GaN thin films. In *MRS Proceedings*, volume 423, page 475. Cambridge Univ Press, 1996.
3. Joachim Piprek, editor. *Nitride Semiconductor Devices: Principles and Simulation*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, jan 2007.
4. K. S. Stevens, M. Kinniburgh, A. F. Schwartzman, A. Ohtani, and R. Beresford. Demonstration of a silicon field-effect transistor using AlN as the gate dielectric. *Applied Physics Letters*, 66(23):3179–3181, 1995.
5. Michael E. Goldberg Yu, Levinshtein, Sergey L. Rumyantsev, and Michael S. Shur. *Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*. John Wiley & Sons, 2001.
6. Т.В. Бланк and Ю.А. Гольдберг. Полупроводниковые фотоэлектропреобразователи для ультрафиолетовой области спектра. *Физика и техника полупроводников*, 9:1025–1055, 2003.
7. N. Ouldhamadouche, A. Achour, K. Ait Aissa, M. Islam, A. Ahmadpourian, A. Arman, M.A. Soussou, M. Chaker, L. Le Brizoual, and M.A. Djouadi. AlN film thickness effect on photoluminescence properties of AlN/carbon nanotubes shell/core nanostructures for deep ultra-violet optoelectronic devices. *Thin Solid Films*, 622:23–28, 2017.
8. Songrui Zhao, Hieu P.T. Nguyen, Md. G. Kibria, and Zetian Mi. III-Nitride nanowire optoelectronics. *Progress in Quantum Electronics*, 44:14–68, 2015.
9. X. Hu, J. Deng, N. Pala, R. Gaska, M.S. Shur, C.Q. Chen, J. Yang, Grigory Simin, M. Asif Khan, J.C. Rojo, et al. AlGaIn/GaN heterostructure field-effect transistors on single-crystal bulk AlN. *Applied physics letters*, 82(8):1299–1301, 2003.
10. H. Yamashita, K. Fukui, S. Misawa, and S. Yoshida. Optical properties of AlN epitaxial thin films in the vacuum ultraviolet region. *Journal of Applied Physics*, 50(2):896–898, 1979.
11. Glen A. Slack, Richard A. Tanzilli, R.O. Pohl, and J.W. Vandersande. The intrinsic thermal conductivity of AlN. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 48(7):641–647, 1987.

12. А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, И.М. Котина, Л.М. Тухконен, В.В. Лучинин, А.В. Корляков, and А.М. Ефременко. Апробация туннельных МДП-структур на р-кремнии в качестве детекторов ядерных частиц. *ПИСЬМА В ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ*, 35(10):41–48, 2009.
13. А.М. Иванов, И.М. Котина, М.С. Ласаков, Н.Б. Строкан, and Л.М. Тухконен. Барьеры на р-кремнии типа металл-диэлектрик-полупроводник с нанотолщинным диэлектриком из нитрида алюминия. *Физика и техника полупроводников*, 44(8), 2010.
14. M. Placidi, A. Pérez-Tomás, J.C. Moreno, E. Frayssinet, F. Semond, A. Constant, P. Godignon, N. Mestres, A. Crespi, and J. Millan. Interfacial properties of AlN and oxidized AlN on Si. *Surface Science*, 604(1):63–67, 2010.
15. S. Simeonov, S. Bakalova, E. Kafedjiiska, A. Szekeres, S. Grigorescu, F. Sima, G. Socol, and I.N. Mihailescu. Al/AlN/Si MIS structures with pulsed-laser-deposited AlN films as gate dielectrics: Electrical properties. *Romanian J. Inf. Sci. Technol.*, 10(3):251–259, 2007.
16. M.A. Moreira, I. Doi, J.F. Souza, and J.A. Diniz. Electrical characterization and morphological properties of AlN films prepared by dc reactive magnetron sputtering. *Microelectronic Engineering*, 88(5):802–806, 2011.
17. V. Ligatchev, Rusli, and Zhao Pan. Density of defect states of aluminum nitride grown on silicon and silicon carbide substrates at room temperature. *Applied Physics Letters*, 87(24):242903, 2005.
18. В. А. Гуртов. *Твердотельная электроника*. Техносфера ББК: 3852я73-1 В379. 2я73-1 УДК: 621.38 (075.8), 2005.
19. С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*, volume 1, 2. М.: Мир, 1984.
20. E.H. Nicollian and A. Goetzberger. The Si-SiO<sub>2</sub> interface—electrical properties as determined by the metal-insulator-silicon conductance technique. *Bell System Technical Journal*, 46(6):1055–1133, 1967.
21. М. Ламперт and П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах*. М.: Мир, 1973.
22. S.K. Cheung and N.W. Cheung. Extraction of schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. *Applied Physics Letters*, 49(2):85–87, 1986.
23. Э. Х. Родерик, Г. В. Степанов, В. И. Покалякин, and О. Ф. Шевченко. *Контакты металл-полупроводник*. М.: Радио и связь, 1982.
24. R.F. Broom. Doping dependence of the barrier height of palladium-silicide schottky-diodes. *Solid-State Electronics*, 14(11):1087–1092, 1971.
25. G.H. Parker, T.C. McGill, C.A. Mead, and D. Hoffman. Electric field dependence of gaas schottky barriers. *Solid-State Electronics*, 11(2):201–204, 1968.

26. N. M. Johnson. Measurement of semiconductor–insulator interface states by constant-capacitance deep-level transient spectroscopy. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 21(2):303–314, jul 1982.
27. D.V. Lang. Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors. *Journal of applied physics*, 45(7):3023–3032, 1974.
28. Н.И. Кузнецов. Токовая релаксационная спектроскопия глубоких уровней (i-DLTS). *Физика и Техника Полупроводников*, 27(10), 1993.
29. Е.В. Астрова and А.А. Лебедев. Влияние последовательного сопротивления диода на нестационарные емкостные измерения параметров глубоких уровней. *ФТП*, 19(8):1382, 1985.
30. Кечек А.Г., Кузнецов Н.И., and Лебедев А.А. Влияние полосы глубоких уровней на форму пиков НЕСГУ. *Препринт ФТИ*, N1147, 1987.
31. N. Bazlov, N. Pilipenko, O. Vyvenko, I. Kotina, Yu. Petrov, V. Mikhailovskii, E. Ubyivovk, and V. Zharinov. Structural and electrical properties of AlN layers grown on silicon by reactive RF magnetron sputtering. Author(s), 2016.
32. Bing-Hwai Hwang, Chi-Shan Chen, Hong-Yang Lu, and Tzu-Chien Hsu. Growth mechanism of reactively sputtered aluminum nitride thin films. *Materials Science and Engineering: A*, 325(1):380–388, 2002.
33. F. Randriamora, J.C. Bruyere, and A. Deneuve. Synthesis of AlN by reactive sputtering. *Materials Science and Engineering: B*, 50(1):272–276, 1997.
34. B. Mednikarov, G. Spasov, and Tz. Babeva. Aluminum nitride layers prepared by dc/rf magnetron sputtering. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 7(3):1421–1427, 2005.
35. М.П. Шаскольская. *Кристаллография: Учебное пособие для вузов*. М.: Высшая школа, 1984.
36. William Frank McClune. *Powder Diffraction File*. JCPDS–International Centre for Diffraction Data (www.icdd.com), 1998.
37. Normand D. Corbin. Aluminum oxynitride spinel: a review. *Journal of the European Ceramic Society*, 5(3):143–154, 1989.
38. Yong-Nian Xu and W. Y. Ching. Electronic, optical, and structural properties of some wurtzite crystals. *Phys. Rev. B*, 48:4335–4351, Aug 1993.
39. H. Nienhaus, M. Schneider, S.P. Grabowski, W. Mönch, R. Dimitrov, O. Ambacher, and M. Stutzmann. Ionization energy and electron affinity of clean and oxidized Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N (0001) surfaces. In *MRS Proceedings*, volume 680, pages E4–5. Cambridge Univ Press, 2001.

40. M. Badylevich, S. Shamuilia, V. V. Afanas'ev, A. Stesmans, Y. G. Fedorenko, and C. Zhao. Electronic structure of the interface of aluminum nitride with Si(100). *Journal of Applied Physics*, 104(9):093713, 2008.
41. M.D. Groner, J.W. Elam, F.H. Fabreguette, and Sm. M. George. Electrical characterization of thin Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> films grown by atomic layer deposition on silicon and various metal substrates. *Thin Solid Films*, 413(1):186–197, 2002.
42. T. Adam, J. Kolodzey, C.P. Swann, M.W. Tsao, and J.F. Rabolt. The electrical properties of MIS capacitors with AlN gate dielectrics. *Applied Surface Science*, 175:428–435, 2001.
43. Герберт Матаре, Г.М. Гуро, and С.А. Медведев. *Электроника дефектов в полупроводниках*. Мир, 1974.
44. Tobias Schulz. *Defect analysis of aluminum nitride*. PhD thesis, Berlin, Techn. Univ., Diss., 2010, 2010.
45. Tamás Bakos. *Defects in amorphous SiO<sub>2</sub>: Reactions, dynamics and optical properties*. PhD thesis, Vanderbilt University, 2003.
46. Ю.К. Акимов, Игнатъев О.В., Калинин А.И., and Кушнирук В.Ф. *Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике*. М.: Энергоатомиздат, 1989.
47. Y. Ishizuka, C. Kim, Y. Kim, S. Ohkawa, K. Husimi, S. Osada, and M. Ishii. Surface barrier silicon radiation detectors improved by using a tungsten oxide for the surface stability. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1(33):326–331, 1986.
48. Н.Б. Строкан, А.А. Лебедев, А.М. Иванов, Д.В. Давыдов, and В.В. Козловский. Особенности регистрации alpha-частиц тонкими полуизолирующими пленками 6H-SiC. *Физика и техника полупроводников*, 34(12):1442–49, 2000.