



# Школа молодых учёных «Актуальные проблемы полупроводниковых наносистем»



# ТЕЗИСЫ

7–9 декабря

[www.isp.nsc.ru/appn\\_2021/](http://www.isp.nsc.ru/appn_2021/)

---

# **ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ**

**Школа молодых ученых  
«Актуальные проблемы полупроводниковых  
наносистем»**

**7–9 декабря, Новосибирск**

**Новосибирск  
2021**

**УДК 53**

**Тезисы докладов Школы молодых учёных «Актуальные проблемы полупроводниковых наносистем»** — Новосибирск, ФГБУН Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН : Типография ООО «ДигитПро», 2021. — 54 с.

Школа проведена при поддержке Российского научного фонда, грант № 19-72-30023

© ФГБУН Институт физики полупроводников  
им. А. В. Ржанова СО РАН, 2021

Подписано в печать 03.12.2021. Формат В5  
Усл. печ. 3,38 л. Тираж 50 экз. Заказ №4271.

---

# ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

## Председатель

Латышев Александр Васильевич

## Секретарь

Кожухов Антон Сергеевич

## Члены организационного комитета

Ситников Сергей Васильевич

Федина Людмила Ивановна

Рогило Дмитрий Игоревич

Щеглов Дмитрий Владимирович

## Адрес и контакты организационного комитета:

ФГБУН Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН

630090 Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева 13

appnschool@yandex.ru

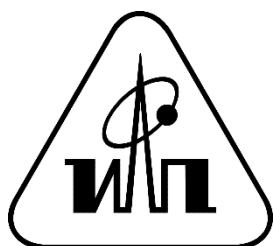
Кожухов Антон Сергеевич

Тел. +7-(383)-330-90-82

Ситников Сергей Васильевич

Тел. +7-(383)-330-91-49

## ОРГАНИЗАТОР



Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук  
[www.isp.nsc.ru](http://www.isp.nsc.ru)

## ФИНАНСОВАЯ ПОДДЕРЖКА



Российский научный фонд  
[www.rscf.ru](http://www.rscf.ru)

## СОДЕРЖАНИЕ

Применение ВРЭМ для исследования механизмов металл-индуцированной кристаллизации субоксида кремния.....	7
<i>Гутаковский А.К., Вдовин В.И., Замчий А.О., Баранов Е.А., Бацанов С.А.</i>	
Морфологические изменения на поверхности Si(111) при формировании примесно-индуцированной реконструкции ( $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ )-Sn.....	9
<i>Вергулес А.И., Петров А.С., Роголо Д.И.</i>	
Анализ реконструкции поверхности при эпитаксиальном росте Ge на Si(100) методом дифракции быстрых электронов .....	11
<i>Дирко В.В., Лозовой К.А., Соколов А.С.</i>	
Изучение разрушения сверхизоляторного состояния под действием прямоугольных сигналов в плёнках NbTiN.....	13
<i>Дураков Д.Е., Миронов А.Ю.</i>	
Эволюция окна памяти и концентрации ловушек при циклировании структур на основе $\text{Hf}_{0,5}\text{Zr}_{0,5}\text{O}_2:\text{La}$ с различным содержанием La: wake-up в деталях.....	14
<i>Залялов Т.М., Исламов Д.Р.</i>	
Зависимость поверхностного потенциала плёнки $\beta\text{-In}_2\text{Se}_3$ на поверхности Si(111) от её толщины .....	16
<i>Захожев К.Е., Пономарев С.А., Роголо Д.И.</i>	
Мемристоры на основе оксида гафния, обработанного в водородной плазме электронно-циклотронного резонанса .....	18
<i>Исхакзай Р.М.Х., Перевалов Т.В., Просвирин И.П., Алиев В.Ш., Гриценко В.А.</i>	
Формирование и исследование одиночных нанокристаллов диоксида ванадия	20
<i>Капогузов К.Е., Мутилин С.В., Комонов А.И., Яковкина Л.В.</i>	
Десорбция фосфора с поверхности InP(001) при высокотемпературном отжиге в потоке мышьяка.....	22
<i>Колосовский Д.А., Дмитриев Д.В., Пономарев С.А., Торопов А.И., Журавлев К.С.</i>	
Удаление окисного слоя с подложки InP(001) в потоке мышьяка.....	24
<i>Колосовский Д.А., Дмитриев Д.В., Торопов А.И., Журавлев К.С.</i>	
Влияние частоты и температуры на оптическую мощность лазерных микросборок на основе GaAs с глубокими примесными центрами .....	26
<i>Копьев В.В., Прудаев И.А., Олейник В.Л.</i>	

Получение атомарно-чистого и структурно-упорядоченной поверхности топологического изолятора $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ .....	28
<i>Корецкий А.В., Ахундов И.О., Голяшов В.А., Ищенко Д.В., Кох К.А., Тарасов А.С., Терещенко О.Е.</i>	
Сравнение электрофизических свойств границ раздела $\text{Al}_2\text{O}_3$ и $\text{HfO}_2$ с $\text{CdHgTe}$ , подвергнутого различным обработкам .....	30
<i>Краснова И.А., Горшков Д.В., Сидоров Г.Ю., Марин Д.В., Сабина И.В.</i>	
Остановка роста N-полярных инверсионных доменов из буферного слоя $\text{AlN}$ при росте слоев $\text{AlGaIn:N:Si}$ .....	32
<i>Осинных И.В., Малин Т.В., Вдовин В.И., Журавлев К.С., Бер Б.Я., Казанцев Д.Ю.</i>	
Структурные и морфологические трансформации слоистых $\text{In}_2\text{Se}_3$ и $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ при сублимации и эпитаксиальном росте .....	34
<i>Пономарев С.А., Рогило Д.И.</i>	
Пик в спектрах квантового выхода фотоэмиссии из p-GaAs(Cs,O), связанный с пленением излучения в эпитаксиальной структуре .....	36
<i>Протопопов Д.Е., Хорошилов В.С.</i>	
Взаимодействие краевого и объёмного транспорта в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовой ямы $\text{CdHgTe}$ .....	38
<i>Рыжков М.С., Худайбердиев Д.А., Козлов Д.А., Савченко М.Л., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.</i>	
Электронный транспорт в многоканальном квантовом точечном контакте .....	40
<i>Сарыпов Д.И., Похабов Д.А., Погосов А.Г., Бакаров А.К.</i>	
Влияние олова на структурные и оптические свойства сверхрешёток $\text{GeSiSn/Si}$ .....	42
<i>Скворцов И.В., Тимофеев В.А., Машанов В.И., Никифоров А.И., Лошкарёв И.Д., Коляда Д.В., Фирсов Д.Д., Комков О.С.</i>	
Параметры однофотонных детекторов в синхронном и асинхронном режиме работы.....	44
<i>Хомякова К.И.</i>	
Анизотропия рассеяния в $\text{HgTe}$ (013) квантовых ямах .....	46
<i>Худайбердиев Д.А., Савченко М.Л., Козлов Д.А., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.</i>	
Исследование органических полевых транзисторов на основе фуран-фениленов.....	48
<i>Шумилов Н.А., Казанцев М.С.</i>	

Детекторы ионизирующих излучений на основе арсенида галлия с глубокими центрами ..... 50

*Щербаков И.Д.*

Светочувствительные мемристоры на основе пленок  $\text{GeSi}_x\text{O}_y$  с нанокластерами германия ..... 52

*Юшков И.Д.*

**Авторский указатель** ..... 54

## Применение ВРЭМ для исследования механизмов металл-индуцированной кристаллизации субоксида кремния

Гутаковский А.К.<sup>1,3</sup>, Вдовин В.И.<sup>1</sup>, Замчий А.О.<sup>2,3</sup>, Баранов Е.А.<sup>2</sup>,  
Бацанов С.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Институт теплофизики СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 1

<sup>3</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Тонкие пленки поликристаллического кремния (с-Si) на нетугоплавких подложках (стекле) представляют большой интерес для электроники большой площади и солнечных элементов [1]. Одним из перспективных способов получения пленок с-Si толщиной 50-300 нм на подложках из стекла является металл-индуцированная кристаллизация (МИК, metal-induced crystallization, MIC) аморфного кремния (а-Si), поскольку использование металла в качестве катализатора процесса позволяет снизить температуру и уменьшить время синтеза по сравнению с методом твердофазной кристаллизации [2]. В данной работе особенностью, не типичной для обычной МИК, является использование не чистого, а окисленного аморфного кремния,  $\text{SiO}_x$ , субоксида кремния. Исследовались две структуры: с алюминием и с золотом в качестве металлов-катализаторов кристаллизации. Структурные особенности образцов исследовались методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (ТИТАН 80–300, 300 кВ).

При использовании алюминия, то есть при АИКС с применением а-Si и а-

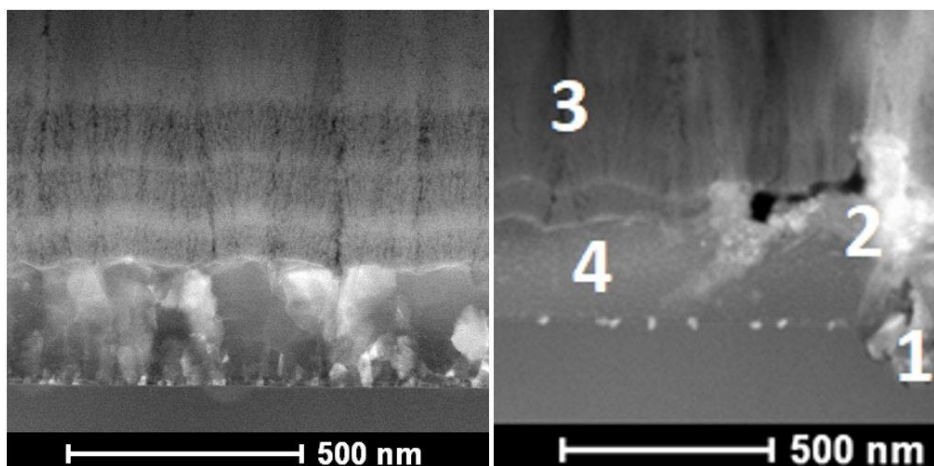


Рис.1. STEM HAADF -изображение поперечного сечения образца на подложке  $\text{SiO}_2$  до и после  $\text{SiO}_{1.8}$  АИКС (при  $550^\circ\text{C}$ ). Слева снизу-вверх: подложка, алюминий, субоксид кремния. Справа: 1-оксид алюминия, 2-оксид алюминия и субоксид кремния, 3-субоксид кремния, 4-кристалл кремния.



$\text{SiO}_{0,2}$ , Al проникает в кремний содержащий слой и однородно там распределяется. В нашем случае [3] за счет высокой концентрации кислорода в пленке  $\alpha\text{-SiO}_{1,8}$  диффузия Al в этом слое замедлена, поскольку во время отжига Al, проникающий в верхний слой, образует оксид:  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Кроме того, Al одновременно проникает в подложку  $\text{SiO}_2$  также с образованием оксида. (Рис. 1)

Результат использования золота, то есть при AuIC с применением  $\alpha\text{-SiO}_{0,3}$ , показан на рис. 2. Отжиг приводит к процессу золото-индуцированной кристаллизации субоксида кремния, регулируемому мембраной толщиной 4÷6 нм из предположительно оксида кремния, приведшему к формированию слоя c-Si на подложке аморфного кварца на месте исходного слоя золота толщиной, равной толщине этого слоя, что является одной из характерных особенностей МИС. Золото, перешедшее в субоксид, нанокристаллическое.

Анализ литературных данных позволяет заключить, что основные параметры процесса МИС: типы материалов, толщины исходных слоёв и их микроструктура, температура отжига, тип и толщина прослойки контроля межфазной диффузии и тип подложки влияют на ориентацию и размер полученных кристаллов полупроводника для любой комбинации материалов МИС.

ВРЭМ анализ подтвердил, что продукты синтеза меняются в зависимости от физико-химических особенностей конкретной комбинации исходных материалов и позволил выявить особенности морфологии и кристаллической структуры исходных и полученных в результате алюминий и золото-индуцированной кристаллизации субоксида кремния материалов. Эти данные являются весомым вкладом для расширения понимания кинетики синтеза поликристаллических полупроводниковых пленок данным методом, что имеет большое значение для получения материалов с заданными свойствами.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 19-72-30023) с использованием оборудования ЦКП «Наноструктуры».

[1] Toko K. et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **53**, 373002 (2020).

[2] Bellanger P. et al., *Thin Solid Films*, **636**, 150 (2017).

[3] Zamchiy A.O. et al., *Mater. Lett.*, **261**, 127086 (2020).

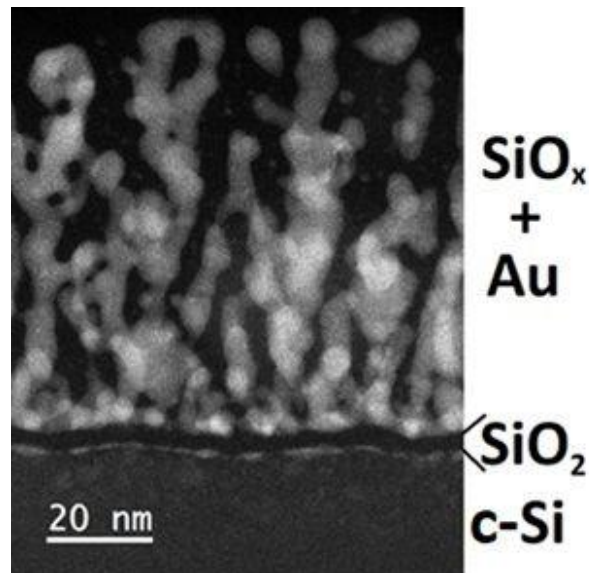


Рис.2. STEM HAADF-изображение поперечного сечения образца  $\text{SiO}_{0,3}$  AuIC (при  $350^\circ\text{C}$ ) на подложке кварца. Область границы кристалла кремния с заполненным золотом субоксидом кремния.

# Морфологические изменения на поверхности Si(111) при формировании примесно-индуцированной реконструкции $(\sqrt{3}\times\sqrt{3})$ -Sn

Вергулес А.И.<sup>1,2</sup>, Петров А.С.<sup>1,2</sup>, Рогило Д.И.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Добавление в эпитаксиальную систему, состоящей из осаждаемого материала и подложки, поверхностно-активных элементов (сурфактантов), приводит к изменению свободной энергии ростовой поверхности. Это позволяет контролировать режим роста при неизменных температуре и скорости осаждения. Для эпитаксиальных систем Si/Si(111) и Ge/Si(111) одним из таких элементов является Sn [1, 2]. В частности, Sn способно подавлять двумерно-островковый рост на поверхности Si [1] и предотвращать перемешивание Ge с Si при эпитаксиальном росте [2]. Для создания сурфактантного слоя на поверхности Si(111) адсорбируют до  $1/3$  МС Sn [1] ( $1 \text{ МС} = 7.8 \times 10^{14}$  атомов/см<sup>2</sup>), что ведет к формированию реконструкции  $(\sqrt{3}\times\sqrt{3})$ -Sn [3], являющейся резкой границей раздела металл-полупроводник. При  $T < 650^\circ\text{C}$  образуется металлическая фаза реконструкции  $(\sqrt{3}\times\sqrt{3})$ -Sn (далее  $\alpha$ - $\sqrt{3}$ -Sn). При  $T > 650^\circ\text{C}$  происходит формирование мозаичной фазы реконструкции  $(\sqrt{3}\times\sqrt{3})$ -Sn (далее  $\gamma$ - $\sqrt{3}$ -Sn), состоящей из смеси атомов Sn и Si [4]. Кроме того, было показано, что в ходе сверхструктурного перехода  $(7\times 7) \Rightarrow \gamma$ - $\sqrt{3}$ -Sn атомные ступени на поверхности Si(111) смещаются в сторону вышележащих террас [5], что указывает на выход адатомов Si из ступеней на террасы. Целью данной работы является исследование атомных процессов при формировании реконструкции  $(\sqrt{3}\times\sqrt{3})$ -Sn и получение поверхности Sn/Si(111), морфология которой подходит для дальнейшего изучения эпитаксиального роста.

Методом *in situ* сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии (СВВ ОЭМ) исследованы атомные процессы, происходящие на поверхности Si(111) в ходе сверхструктурного перехода  $(7\times 7) \Rightarrow (\sqrt{3}\times\sqrt{3})$ -Sn, индуцированного адсорбцией до  $1/3$  МС Sn в диапазоне температур 600–800°C. При  $T < 650^\circ\text{C}$  образование  $\alpha$ - $\sqrt{3}$ -Sn сопровождается зарождением двумерных островков (Рис.1, б), которые занимают 4% поверхности террас, что соответствует покрытию 0.1 МС Si. Данное

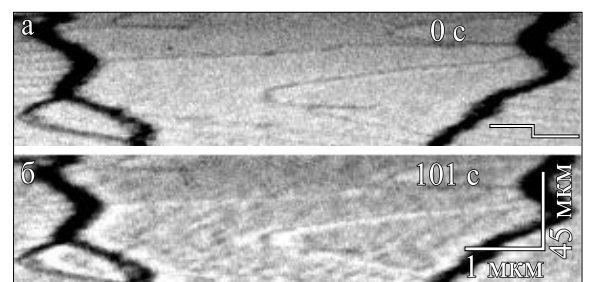


Рис. 1. *In situ* ОЭМ изображения: а — чистая поверхность Si(111)- $(7\times 7)$ ; б — поверхность Si(111) после сверхструктурного перехода  $(7\times 7) \Rightarrow \alpha$ - $\sqrt{3}$ -Sn, индуцированного адсорбцией  $1/3$  МС Sn, при  $T = 600^\circ\text{C}$ .

покрытие на поверхности Si(111) возникает после завершения сверхструктурного перехода  $(1 \times 1) \Rightarrow (7 \times 7)$  при закалке до  $T < 830^\circ\text{C}$  [6].

При  $T > 650^\circ\text{C}$  одновременно с формированием реконструкции  $\gamma\text{-}\sqrt{3}\text{-Sn}$  происходит смещение атомных ступеней в сторону вышележащих террас (Рис.2). Атомы Si, покинувшие ступень и вышедшие в положение адсорбции на террасе, участвуют в образовании реконструкции  $\gamma\text{-}\sqrt{3}\text{-Sn}$ . Кроме того, вакансионные двумерные островки (обозначены черными стрелками на Рис.2, а), наблюдаемые на поверхности до начала осаждения Sn, исчезают в процессе сверхструктурного перехода  $(7 \times 7) \Rightarrow \gamma\text{-}\sqrt{3}\text{-Sn}$  (Рис.2, г). Присутствие  $\sim 1/3$  МС Sn на поверхности Si(111) приводит к тому, что адсорбированные на террасах атомы Si при данных температурах способны достичь вакансионных островков и встроиться в них.

Измерена температурная зависимость величины смещения ступени по окончании сверхструктурного перехода при  $T = 650\text{--}800^\circ\text{C}$ . С ростом температуры величина смещения ступени повышается, однако, при  $T > 775^\circ\text{C}$  ступени сдвигаются на меньшие расстояния. Более того, после завершения сверхструктурного перехода регистрируется сдвиг ступеней в противоположном направлении, связанное с встраиванием атомов Si обратно в ступень. Предполагается, что при повышенных температурах активируется процесс замещения атомов Si в приповерхностных слоях атомами Sn, и, в результате, на террасах появляются дополнительные адатомы Si. Установлено, что поверхность Si(111) с реконструкцией  $\gamma\text{-}\sqrt{3}\text{-Sn}$  обладает более совершенной морфологией, чем с  $\alpha\text{-}\sqrt{3}\text{-Sn}$ , и подходит для дальнейшего изучения эпитаксиального роста в присутствии сурфактантного слоя.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 19-72-30023) с использованием оборудования ЦКП «Наноструктуры».

- [1] S. Iwanari et al., *J. Cryst. Growth*, **119**, 241 (1992).  
 [2] X.W. Lin et al., *J. Vac. Sci. Technol*, **13**, 1805 (1995).  
 [3] T. Ichikawa, *Surf. Sci.*, **140**, 37 (1984).  
 [4] C. Törnevik et al., *Surf. Sci.*, **314**, 179 (1994).  
 [5] Д.И. Роголо и др., *Кристаллография*, **66**, 530 (2021).  
 [6] A.V. Latyshev et al., *Surf. Sci*, **254**, 90 (1991).

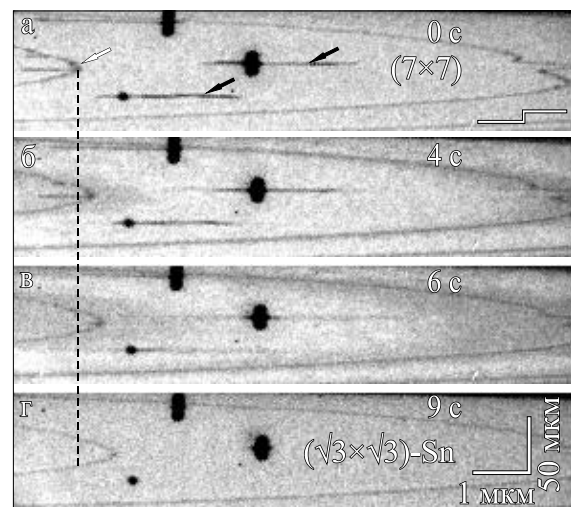


Рис. 2 *In situ* ОЭМ изображения поверхности Si(111) в процессе сверхструктурного перехода  $(7 \times 7) \Rightarrow \gamma\text{-}\sqrt{3}\text{-Sn}$  при  $T = 800^\circ\text{C}$ . Пунктирная линия указывает на начальное положение моноатомной ступени, обозначенной белой стрелкой. Черные стрелки указывают на вакансионные двумерные островки.

## **Анализ реконструкции поверхности при эпитаксиальном росте Ge на Si(100) методом дифракции быстрых электронов**

**Дирко В.В., Лозовой К.А., Соколов А.С.**

*Томский государственный университет, 634050, Томск, ул. Ленина, 36а*

В нанoeлектронных структурах благодаря изменениям физических свойств объекта возникают новые физические эффекты, связанные с пространственным ограничением носителей заряда, что позволяет получать новый класс устройств и использовать их в различных системах передачи, обработки, получения, хранения и отображения информации. Для систем передачи и получения информации большое внимание привлекают квантовые структуры на основе германия и кремния благодаря совместимости с развитой кремниевой электроникой, возможности работы в диапазоне длин волн волоконно-оптических линий связи и прозрачности атмосферы, а также потенциально высокой чувствительности [1, 2]. В системах обработки данных большой интерес представляют транзисторы на основе твердых растворов GeSi. В таких структурах за счет незначительного рассогласования постоянных решеток между Ge и Si в 4,2 % формируются слои с механическими напряжениями. Благодаря возникшим напряжениям возрастает подвижность носителей заряда, что увеличивает быстродействие конечного транзистора.

Одним из основных методов получения наногетероструктур является метод молекулярно-лучевой эпитаксии. В свою очередь формирование эпитаксиальных слоев невозможно без определения основных параметров, определяющих синтез формируемых наногетероструктур. К основным способам анализа морфологии поверхности и контроля эпитаксиальных структур относится метод дифракции быстрых электронов (ДБЭ). Метод ДБЭ относится к методам «in situ», т.е., позволяет анализировать состояние поверхности подложки во время синтеза материалов [2-4]. В методе ДБЭ формируются электроны с малой длиной волны по сравнению с размерами кристаллической решетки подложки. Электроны направляются на исследуемую поверхность под скользящим углом в пределах 1-5 град., где происходит их рассеивание на атомах материала или нанобъектах, после чего отраженные электроны формируют на люминесцентном экране дифракционную картину, по которой анализируется состояние и изменение поверхности.

В работе проводились эксперименты по синтезу Ge и GeSi на подложках Si (100) на сверхвысоковакуумной установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Катунь – 100» при значении уровня вакуума  $6 \times 10^{-10}$  торр. Для анализа эпитаксиального роста структур использовался метод ДБЭ с ускоряющим напряжением

электронов 28 кВ. Изменение картин дифракций регистрировалось цифровой камерой с FullHD разрешением. Перед экспериментом кремниевая пластина подвергалась предэпитаксиальной подготовке, в которую входит химическая отмывка с последующим высоковакуумным отжигом пластины и напылением кремниевого буферного слоя толщиной 150 нм при температуре подложки 700 °С.

В работе проведен анализ полученных дифракционных картин и показано, что метод ДБЭ позволяет контролировать синтез эпитаксиальных слоев Si, Ge и твердого раствора GeSi на Si (100) и оценивать процентное содержание компонент в твердом растворе. Показаны особенности дифракционных картин при синтезе Ge на подложку Si (100).

В результате получены зависимости параметра  $N$ , определяющего сверхструктурную перестройку поверхности, от эффективной толщины осажденного материала в широких диапазонах температур и составов (Рис.1). А также определен температурный переход от 2D к 3D росту при росте Ge/Si (100). На основе полученных зависимостей расстояния между атомами на поверхности осаждаемого материала возможно уточнение кинетических моделей для расчета параметров формируемых двумерных слоев и наностроек.

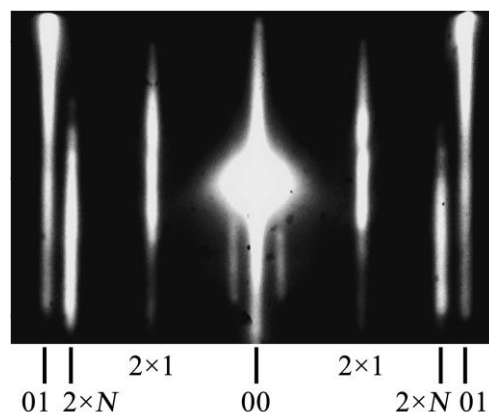


Рис.1. Дифракционная картина полученная от поверхности Ge с толщиной 2 монослоя выращенной на Si(100).

Таким образом, регистрация изменения картин дифракции на камеру с последующей обработкой видеофайла позволяет оценить морфологию поверхности и провести оптимизацию параметров синтеза для получения эпитаксиальных пленок с требуемыми параметрами для создания приборов нано- и оптоэлектроники.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-72-10031, <https://rscf.ru/project/21-72-10031/>.

Список публикаций:

- [1] Yakimov A. I. et al., *J. Appl. Phys.*, **122**, 133101 (2017).
- [2] Izhnin I. I. et al., *Opto–Electron. Rev.*, **26**, 195-200 (2018).
- [3] David T., et al., *Sci. Rep.*, **8**, 1-8(2018).
- [4] Jiang W., et al., *J. Phys. D.*, **48**, 363001 (2015).

# Изучение разрушения сверхизоляторного состояния под действием прямоугольных сигналов в плёнках NbTiN

Дураков Д.Е.<sup>1,2</sup>, Миронов А.Ю.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Изучение эволюции сверхпроводимости тонких плёнок при увеличении беспорядка привели к обнаружению перехода сверхпроводник-изолятор. Особенностями данного перехода является сверхизоляторное состояние, малоизученное на сегодняшний день. Предполагается, что на основе сверхизолятора можно создавать бездиссипативные приборы. Но вопрос о механизмах разрушения/возникновения сверхизолятора и релаксационные процессы в нём при рассматриваемых фазовых переходах остаётся открытым. Изучение отклика сверхизолирующих плёнок после подачи на них прямоугольного импульса и изучение стационарных свойств сверхизолятора поможет лучше узнать особенности разрушения/возникновения сверхизоляторного состояния под действием напряжения.

В настоящей работе были взяты две плёнки  $\text{Nb}_{0,67}\text{Ti}_{0,33}\text{N}$  толщиной 8 нм минимальной шириной 50 мкм (первый образец) и с локальным сужением до 5 мкм (второй образец), выращенные методом атомарно-слоевого осаждения при температуре 350°C в виде холловского мостика в Аргонской национальной лаборатории. Все измерения проводились в криостате растворения  $^3\text{He}/^4\text{He}$ . На плёнки с помощью генератора сигналов подавалось напряжение прямоугольной формы. Ток, протекающий через образец, проходил через усилитель тока и измерялся с помощью осциллографа по двухточечной схеме при температуре 20 мК. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) при разной температуре измерялись аналогичным образом с заменой генератора сигналов на источник напряжения, осциллографа на вольтметр.

Измеренные ВАХ и зависимости сопротивления на квадрат от температуры позволили определить критические характеристики исследуемых образцов, необходимые для определения параметров сигнала, такие как: критическая температура, критическое напряжение и температура перехода Березинского-Костерлица-Таулесса. В ходе проведенных исследований отклика сверхизоляторных систем на импульсное возникновение напряжения выяснено, что для разрушения сверхизоляторного состояния необходимо несколько микросекунд. При этом данное время слабо зависит от температуры, однако быстро уменьшается при увеличении амплитуды напряжения. Обнаружено, что локальные сужения пленки оказывают существенное влияние на данное время и вид временной зависимости тока.

## **Эволюция окна памяти и концентрации ловушек при циклировании структур на основе $\text{Hf}_{0,5}\text{Zr}_{0,5}\text{O}_2:\text{La}$ с различным содержанием La: wake-up в деталях**

**Залялов Т.М., Исламов Д.Р.**

*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*

Научная поддержка исследований в области микроэлектроники необходима для соответствия интенсивности ее развития закону Мура, который формулирует следующую закономерность: количество транзисторов, размещаемых на кристалле интегральной схемы, удваивается каждые два года.

Одной из быстро развивающихся областей микроэлектроники является электронная память. Сегнетоэлектрическая память, или FRAM, — это тип памяти, основанный на эффекте сохранения поляризации в материале после отключения внешнего электрического поля. Современные устройства памяти FRAM основаны на сегнетоэлектрике  $\text{Pb}(\text{Zr}_x\text{Ti}_{1-x})\text{O}_3$  (PZT). Он обеспечивает ячейкам памяти энергоэффективность, энергонезависимость, высокую скорость чтения-записи и практически неограниченный ресурс до  $10^{15}$  циклов переключения состояния. Однако проблемой перовскитов является стремительная потеря сегнетоэлектрических свойств при уменьшении толщины пленки, что мешает масштабированию ячеек памяти. Так, устройства памяти FRAM на основе PZT производятся по техпроцессу 130 нм в течение последних 20 лет. Это ограничение не позволяет широко использовать сегнетоэлектрическую память.

Прорыв в развитии энергонезависимой памяти произошел после обнаружения сегнетоэлектрических свойств в тонких пленках, толщиной 10 нм, основанных на оксиде гафния  $\text{HfO}_2$ . Такая толщина сегнетоэлектрика уже сейчас позволила создать тестовые ячейки памяти по техпроцессу 28 нм. Но до внедрения  $\text{HfO}_2$  в производство необходимо решить ряд проблем: малый ресурс перезаписи ячейки, небольшая остаточная поляризация (окно памяти), изменение окна памяти при циклическом переключении состояния (циклировании). Вышеперечисленные проблемы решаются легированием  $\text{HfO}_2$  различными примесями. Например, при добавлении лантана La наблюдается наибольшая величина окна памяти, но ресурс ячейки оказывается небольшим – до  $10^6$  циклов переключения. При использовании  $\text{Hf}_{0,5}\text{Zr}_{0,5}\text{O}_2$  (HZO) наблюдается увеличение ресурса ячейки, но окно памяти уменьшается. При добавлении к HZO 1 мол.% La происходит увеличение окна памяти и число циклов переключения состояния ячейки возрастает до  $4 \times 10^{10}$ , но наблюдается ярко выраженный эффект увеличения в начале (wake-up) и уменьшения в конце (fatigue) окна памяти при циклировании [1]. Также, в литературе приводятся данные о зависимости окна памяти от концентрации дефектов в сегнетоэлектрической пленке [2].

Однако, в литературе не встречается систематического изучения влияния концентрации легирования La и концентрации ловушек на сегнетоэлектрические свойства  $\text{Hf}_{0,5}\text{Zr}_{0,5}\text{O}_2$ . Представляемая работа посвящена данному исследованию.

В работе исследуются структуры металл-сегнетоэлектрик-металл (МСМ)  $\text{Si}/\text{W}/\text{TiN}/\text{LHZO}/\text{TiN}/\text{Ti}/\text{Pt}$ , где LHZO представляет собой HZO, HZO с дополнительным слоем  $\text{La}_2\text{O}_3$  у нижнего электрода, HZO:La (2 мол.%) и HZO:La (3,5 мол.%). Толщина сегнетоэлектрика составляет 10 нм. Исследование включает измерение сегнетоэлектрического отклика на разных этапах циклирования с амплитудами напряжения циклирования 2,5; 3; 3,5 и 4 В. Диаметр металлических контактов составляет 280 мкм. Измерение и анализ токов утечки проводится на разных этапах циклирования с амплитудой напряжения 3,5 В для структур с диаметром металлических контактов 200 мкм.

В результате измерений были получены эволюции остаточной поляризации

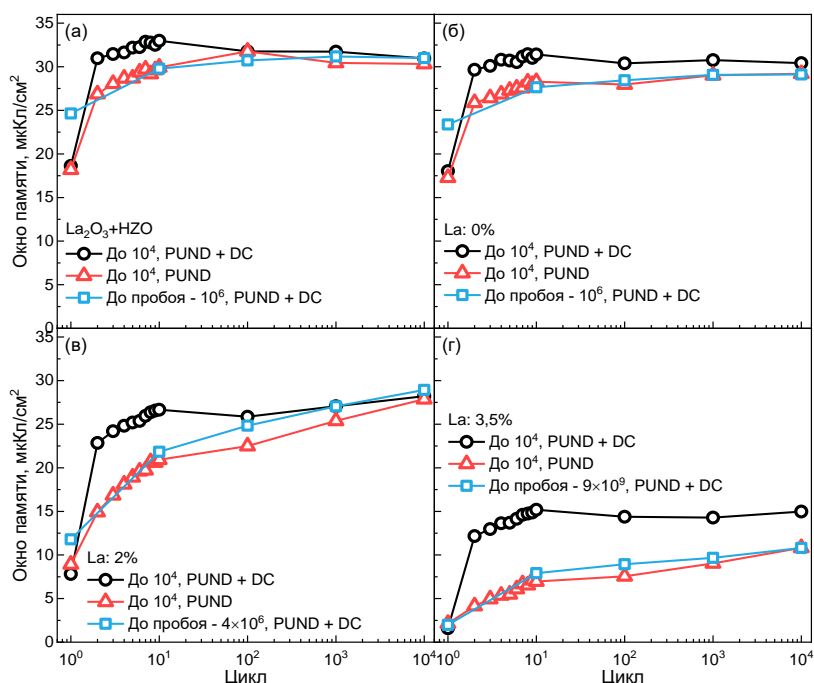


Рис.1. Зависимость окна памяти от числа циклов переключения поля при различных условиях циклирования для различных концентраций La и наличия дополнительного слоя  $\text{La}_2\text{O}_3$ .

для HZO с различным содержанием La для различных условиях циклирования. Наибольшее число циклов переключения состояния до пробоя демонстрирует плёнка HZO:La (3,5 мол.%) при циклировании с амплитудой напряжения 3,5 В, однако, эффект wake-up наблюдался до  $10^5$  циклов переключения поля. Исследованы эволюции токов утечки и концентрации ловушек в сегнетоэлектрике в процессе циклирования структур с амплитудой напряжения циклирования 3,5 В.

Детально изучен эффект wake-up и было показано, что продолжительное приложение электрического поля в начале циклирования позволяет вывести значение окна памяти на рабочий режим за один цикл переключения (Рис. 1).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 20-57-12003 ННИО\_a).

[1] Chernikova A. G., Kozodaev M. G., Negrov D. V., [et al.], *ACS Applied Materials & Interfaces*, **10**, 2701-2708, (2018).

[2] Pešić, M., Fengler, F.P.G., Larcher, L., [et al.], *Adv. Funct. Mater.*, **26**, 4601-4612.



## Зависимость поверхностного потенциала плёнки $\beta$ - $\text{In}_2\text{Se}_3$ на поверхности $\text{Si}(111)$ от её толщины

Захожев К.Е.<sup>1,2</sup>, Пономарев С.А.<sup>1</sup>, Рогило Д.И.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 30

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Селенид индия ( $\text{In}_2\text{Se}_3$ ) обладает 8 экспериментально обнаруженными и теоретически предсказанными кристаллическими фазами с различными электронными и оптическими свойствами, что открывает возможности для создания на его основе солнечных ячеек, фотодетекторов, многоуровневых элементов памяти [1]. Однако, в нормальных условиях устойчивыми являются фазы ( $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -  $\text{In}_2\text{Se}_3$ ), из которых  $\beta$ - $\text{In}_2\text{Se}_3$  обладает высокой светочувствительностью и малым временем фотоотклика [2]. В последнее время, одной из главных проблем является интеграция слоистых материалов ( $\beta$ - $\text{In}_2\text{Se}_3$  в частности) с кремниевой электроникой [3]. В процессе роста  $\beta$ - $\text{In}_2\text{Se}_3$  на поверхности  $\text{Si}(111)$  образуется гетеропереход  $\beta$ - $\text{In}_2\text{Se}_3/\text{Si}(111)$ , свойства которого изучены слабо.

Атомно-силовая микроскопия (АСМ) позволяет получать информацию не только о морфологии, но и о распределении электрического потенциала поверхности образца. Также, АСМ может осуществлять зондовую литографию. Разработанная методика *ex situ* изучения электронных свойств полупроводниковых соединений методом АСМ в режиме зонда Кельвина позволила получить более детальную информацию о свойствах гетероперехода  $\beta$ - $\text{In}_2\text{Se}_3/\text{Si}(111)$ .

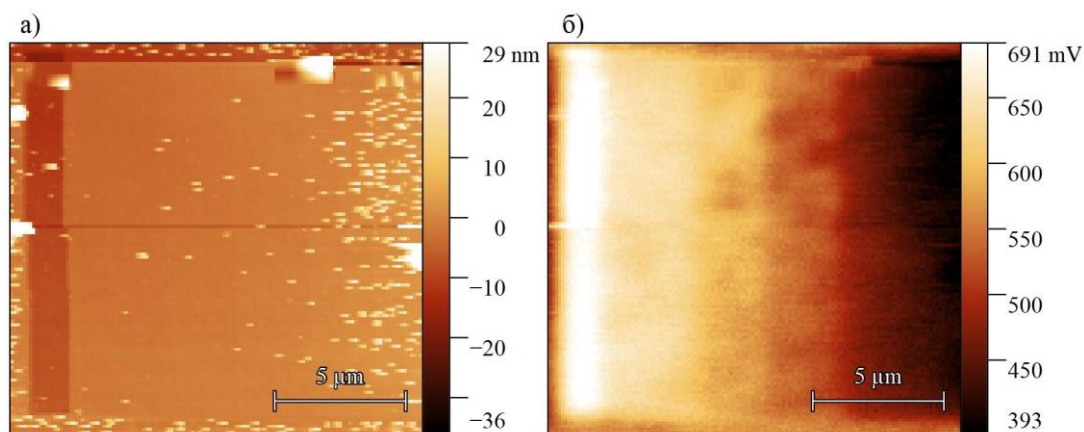


Рис. 1. АСМ-изображение подготовленной структуры  $15 \times 15$  мкм в режиме зонда Кельвина: а – топография поверхности, б – распределение поверхностного потенциала.

В данной работе, в контактном режиме работы атомно-силового микроскопа формировалась квадратная ступенчатая структура  $15 \times 15$  мкм путем соскоба поверхности пленки с различной силой прижатия алмазного зонда к поверхности. Методом АСМ в режиме зонда Кельвина были получены изображения морфологии поверхности и распределения поверхностного потенциала данной структуры

(рис. 1). Поверхностный потенциал пленки  $\beta\text{-In}_2\text{Se}_3$  не изменяется на участках с постоянной толщиной, что позволяет получить график зависимости величины поверхностного потенциала от толщины пленки (рис. 2, а) и её первой производной (рис. 2, б).

За счет заряда на поверхности пленки и равномерно распределенных положительно заряженных доноров в кремниевой подложке можно рассмотреть данную систему как плоский конденсатор. Электрический потенциал одной обкладки линейно зависит от расстояния между обкладками конденсатора и равен

$$\phi = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon} \cdot d$$

, где  $\sigma$  – плотность заряда на пластинах,  $d$  – расстояние между обкладками конденсатора,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды между обкладками. В рамках данной модели, горизонтальные участки графика первой производной поверхностного потенциала соответствуют равномерному распределению поверхностной плотности заряда, а резкие переходы между ступенями – изменению поверхностной плотности заряда. Это указывает на появление новых поверхностных состояний, либо их перезарядке, и может быть связано со структурными особенностями пленки у границы гетероперехода  $\beta\text{-In}_2\text{Se}_3/\text{Si}(111)$ . Также, была получена оценка величины поверхностной плотности заряда при толщине пленки от 1,5 до 4 нм:  $\sigma = 1,77 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

Таким образом, в данной работе впервые для изучения гетероперехода  $\beta\text{-In}_2\text{Se}_3/\text{Si}(111)$  был использован метод зонда Кельвина в сочетании с зондовой литографией. Получена зависимость поверхностного потенциала пленки  $\beta\text{-In}_2\text{Se}_3/\text{Si}(111)$  от её толщины и сделано предположение, что наличие разрывов производной данной зависимости связано с появлением новых поверхностных состояний, либо их перезарядкой, что может быть обусловлено структурными особенностями пленки на границе гетероперехода.

[1] X. Tao, Y. Gu, *Nano Lett.*, V. 8, 3501–3505 (2013).

[2] Z. Yang, J. Hao, *Adv. Mater. Technol.* 4, 1900108 (2019).

[3] S. J. Rath, D. J. Smith, J. Drucker, *Cryst. Growth Des.*, V. 9, 4617–4623 (2014).

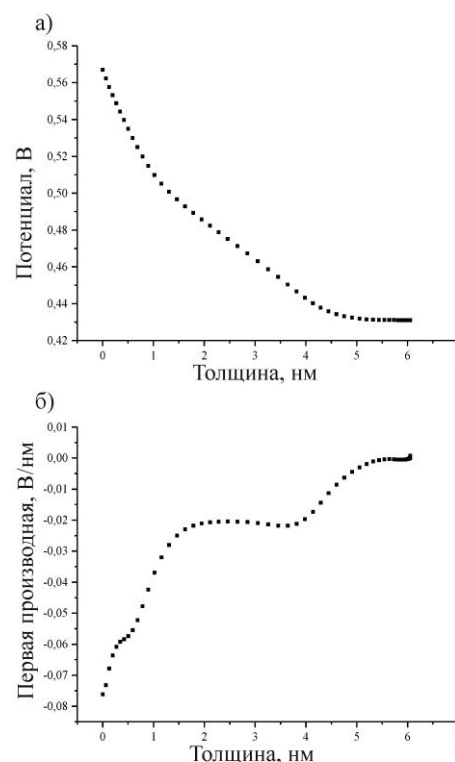


Рис. 2. Графики экспериментальных зависимостей: а) поверхностного потенциала от толщины пленки  $\beta\text{-In}_2\text{Se}_3$ , б) первой производной поверхностного потенциала.

## Мемристоры на основе оксида гафния, обработанного в водородной плазме электронно-циклотронного резонанса

Исхакзай Р.М.Х.<sup>1</sup>, Перевалов Т.В.<sup>1</sup>, Просви́рин И.П.<sup>2</sup>, Алиев В.Ш.<sup>1,3</sup>, Гриценко В.А.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> ИК СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 5

<sup>3</sup> Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Оксид гафния является одним из наиболее перспективных материалов для использования в качестве активной среды элементов резистивной памяти (мемристоров) (Resistive Random Access Memory, RRAM). Изготовление мемристорных структур с оксидным слоем, обеднённым кислородом, позволяет решить проблему формовки – первого переключения структуры из исходного состояния в низкоомное, осуществляемого при значении напряжения, существенно превышающего напряжение последующих переключений.

Одним из методов получения оксидных плёнок, обеднённых кислородом является обработка стехиометрического оксида в водородной плазме электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР). Данный метод хорошо зарекомендовал себя при частичном восстановлении  $\text{SiO}_2$  [1] и  $\text{V}_2\text{O}_5$  [2].

В настоящей работе плёнки  $\text{HfO}_2$  толщиной 8 нм были синтезированы методом атомно-слоевого осаждения (АСО) с прекурсором  $\text{Hf}[\text{N}(\text{CH}_3)(\text{C}_2\text{H}_5)]_4$  (ТЕМАН) и  $\text{H}_2\text{O}$  на подложке  $p^{++}\text{-Si}$  (100) марки КДБ (0.001-0.005 Ом×см). Обработка плёнок  $\text{HfO}_2$  проводилась в вакуумной установке со встроенным источником водородной ЭЦР-плазмы с многополюсной магнитной системой, как описано в работе [1]. Получена серия пленок оксида гафния с различным временем экспозиции в водородной ЭЦР-плазме: 0, 6 и 14 мин.

Спектр РФЭС исходной плёнки  $\text{HfO}_2$  в окрестности пика  $\text{Hf } 4f$  описывается одним дублетом с положением пика  $\text{Hf } 4f_{7/2}$  при энергии 16.9 эВ, что соответствует  $\text{Hf}^{4+}$  состоянию в стехиометрическом  $\text{HfO}_2$  [3] (рис. 1 (а)). Для плёнок, обработанных в водородной ЭЦР-плазме, деконволюция спектров  $\text{Hf}4f$  с той же полной шириной на полувысоте (ПШПВ), что и для исходной необработанной плёнки, выявляет дополнительный  $\text{Hf } 4f$  дублет при энергии связи 16.4 эВ, что говорит о присутствии атомов  $\text{Hf}$  с меньшей степенью окисления. Оценка параметра  $x = [\text{O}]/[\text{Hf}]$  по основным уровням  $\text{O}1s$  и  $\text{Hf}4f$  для плёнок, обработанных в плазме в течение 6 и 14 мин, даёт значения 1.97 и 1.95, соответственно, с учётом нормировки отношения  $[\text{O}]/[\text{Hf}]$  для исходной плёнки на 2.

ВАХ образцов  $p^{++}\text{-Si}/\text{HfO}_x/\text{Ni}$  с различным времени обработки оксида гафния в водородной плазме, измеренные при 300 К, показывают, что проводимость диэлектрика существенно возрастает с увеличением времени обработки

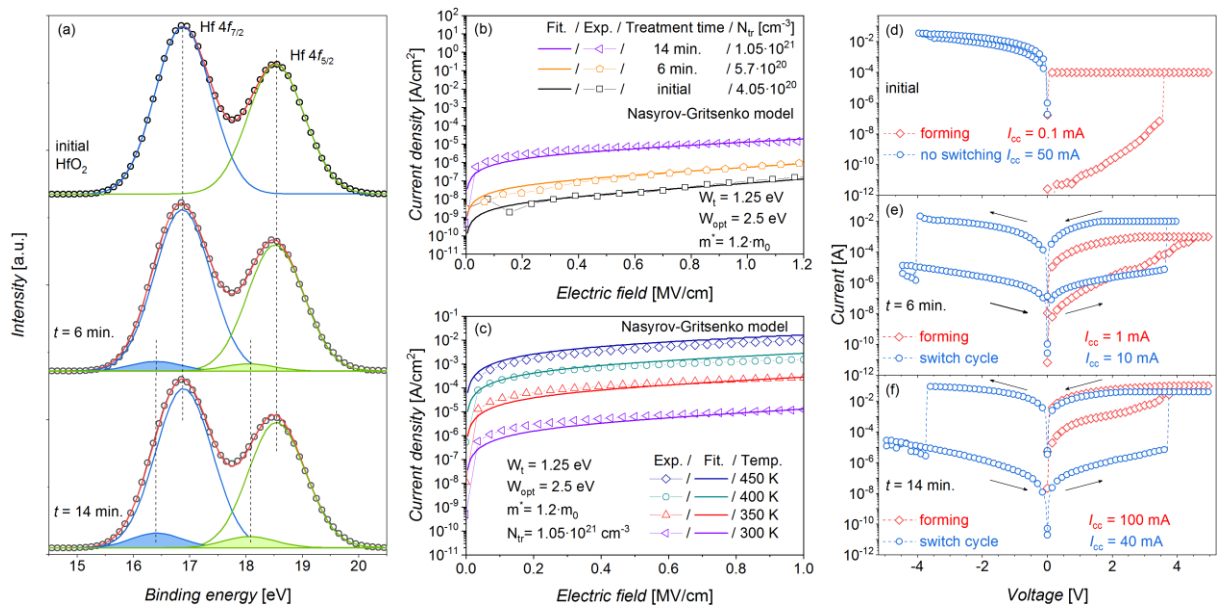


Рис.1. а – Деконволюция РФЭ-спектров  $Hf4f$  для плёнок оксида гафния, с различным временем обработки в ЭЦР плазме. Символы – эксперимент; синяя и зеленая линии - компоненты разложения, красная - сумма компонент разложения; б – ВАХ структур  $p^{++}Si/HfO_x/Ni$  измеренные при комнатной температуре для образцов с различным временем обработки; с – ВАХ структуры  $p^{++}Si/HfO_x/Ni$  измеренные при различных температурах для структуры с 14-минутной обработкой оксида в плазме; ВАХ резистивных переключений мемристорных структур  $p^{++}Si/HfO_x/Ni$  без обработки ( $x=2$ ) (d) и с обработкой функционального слоя  $HfO_x$  в течение 6 (e) и 14 минут (f).

(рис. 1(b)). Измеренные ВАХ хорошо описываются моделью Насырова-Гриценко с использованием одинаковых значений параметров ( $W_t$ ,  $W_{opt}$  и  $m^*$ ), значения  $W_t = 1.25$  эВ и  $W_{opt} = 2.5$  эВ соответствуют вакансии кислорода в  $HfO_2$ . Так же на ВАХ структуры  $p^{++}Si/HfO_x/Ni$ , в которой оксидный слой обрабатывался в течение 14 минут,  $I-V-T$  достаточно хорошо описываются моделью Насырова-Гриценко при заданных значениях ( $W_t$ ,  $W_{opt}$  и  $m^*$ ) и варьировании концентрации вакансий кислорода  $N$  (рис. 1(c)).

Для выяснения пригодности полученных плёнок  $HfO_x$  в качестве функционального слоя мемристора были измерены ВАХ резистивных переключений трех структур  $p^{++}Si/HfO_x/Ni$  с временем обработки оксида гафния 0, 6 и 14 минут (рис. 1(d – f)). Установлено, что на структурах, оксидный слой который подвергался обработке в водородной ЭЦР плазме, наблюдаются бесформовочные резистивные переключения.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 19-19-00286) с использованием измерительного оборудования ЦКП «ВТАН» НГУ.

- [1] Т.В. Перевалов, Р.М.Х. Исхакзай, В.Ш. Алиев, В.А. Гриценко, И.П. Просвирин, *ЖЭТФ*, **158**, 1083-1088 (2020).  
 [2] В.Ш. Алиев и др., *Поверхность*, **8**, 25-32 (2007).  
 [3] S.W. Do, Y.H. Lee, J.S. Lee, *J Korean Phys Soc*, **50**, 666-669 (2007).

## Формирование и исследование одиночных нанокристаллов диоксида ванадия

Капогузов К.Е.<sup>1,2</sup>, Мутилин С.В.<sup>1</sup>, Комонов А.И.<sup>1</sup>, Яковкина Л.В.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup> ИНХ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 3

Диоксид ванадия ( $\text{VO}_2$ ) является функциональным материалом, считающимся одним из наиболее перспективных для пост-кремниевой электроники. Уникальные свойства  $\text{VO}_2$  обусловлены наличием сверхбыстрого (до 26 фс), резкого обратимого фазового перехода полупроводник-металл. Такой переход может быть вызван воздействием, например, температуры ( $\approx 68^\circ\text{C}$ ), давления, электрического тока или напряжения. При переходе изменяются: постоянная решетки на 1 %, проводимость до 5 порядков, показатель преломления  $\Delta n > 1$  и пр. [1]. В последние годы активно изучаются наноразмерные одиночные кристаллы  $\text{VO}_2$ . Такие кристаллы, по сравнению с поликристаллическими пленками, имеют более резкий скачок проводимости при фазовом переходе, а их малые размеры обеспечивают только упругие деформации при фазовом переходе. На данный момент,  $\text{VO}_2$  рассматривается как один из самых многообещающих материалов для создания на его основе функциональных систем, имитирующих работу человеческого мозга. Важным элементом таких систем, называемых нейроморфными, является энергоэффективный резистивный переключатель. Ранее было показано, что в качестве такого переключателя может выступать одиночный нанокристалл  $\text{VO}_2$ , синтезированный на вершине конусообразного острого контакта [2]. Для развития этого подхода необходимо изучить процесс фазового перехода в наноразмерных одиночных кристаллах  $\text{VO}_2$  с острыми контактами, а также оптимизировать конструкцию резистивных переключателей на их основе.

В данной работе были исследованы отдельные наноразмерные кристаллы  $\text{VO}_2$ . Рассмотрена модель двухконтактного резистивного переключателя на основе нанокристалла  $\text{VO}_2$ . Численным моделированием был исследован процесс резистивного переключения в такой системе, возникающий в следствии джоулева нагрева. Были рассчитаны напряжения переключений, а также мощность, затрачиваемая на одно переключение. Эти параметры количественно характеризуют энергоэффективность рассматриваемого переключателя. Отдельные нанокристаллы  $\text{VO}_2$  были получены методом газофазного осаждения на подложке проводящего кремния, а также с помощью химического травления исходных поликристаллических пленок  $\text{VO}_2$  на отдельные кристаллы. С использованием атомно-силовой микроскопии была определена морфология полученных нанокристаллов  $\text{VO}_2$  и измерены их вольт-амперные характеристики.

В результате численного моделирования были получены стационарные картины распределения плотности тока, температуры и электрического поля в полупроводниковом и металлическом состоянии резистивного переключателя. Рассмотрены три разных случая расположения контактов в переключателе: а) один контакт плоский, примыкающий ко всей грани кристалла, второй — конусообразная, касающаяся своим острием кристалла  $\text{VO}_2$  игла; б) один из контактов плоский, а второй – встроенная в кристалл  $\text{VO}_2$  игла; в) две встроенные в кристалл  $\text{VO}_2$  иглы с двух противоположных сторон. Продемонстрировано, что рассчитанное пороговое напряжение переключения в конструкции с внедренным контактом в 3 раза меньше чем в конструкции с прижимным контактом: 0,1 В при использовании прижимного контакта и 0,03 В при использовании внедренного контакта. Также показано, что в случае прижимного контакта, в отличие от встроенного контакта, до 90% приложенного потенциала падает на контактном сопротивлении. Такое большое падение потенциала не в объеме кристалла  $\text{VO}_2$  ведет к увеличению энергии для переключения из высокоомного состояния в низкоомное. Установлено, что сформированные одиночные кристаллы  $\text{VO}_2$  на проводящих подложках имеют размеры от 150 до 500 нм. С помощью атомно-силовой микроскопии были измерены их вольт-амперные характеристики. Экспериментальная схема измерений повторяет ранее описанную геометрию резистивного переключателя с прижимным контактом. Показано, что фазовый переход полупроводник-металл в одиночных кристаллах разного размера сопровождается скачком сопротивления до двух порядков. Установлено, что напряжение перехода зависит от размера кристалла  $\text{VO}_2$  и лежит в диапазоне от 2 до 5 В. Рассмотренный в работе двухконтактный резистивный переключатель на основе нанокристалла  $\text{VO}_2$  перспективен для применений в энергоэффективных устройствах со сверхбыстрым переключением состояний, сенсорах и нейроморфных системах.

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ (проект № 21-19-00873).

[1] Y. Ke, et.al., *Small*. 2018. №1802025.

[2] V.Ya. Prinz, et.al., *Nanoscale*, 12, 3443-3454, (2020).

## Десорбция фосфора с поверхности InP(001) при высокотемпературном отжиге в потоке мышьяка

Колосовский Д.А., Дмитриев Д.В., Пономарев С.А.,  
Торопов А.И., Журавлев К.С.

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Подложки InP(001) используют для создания гетероэпитаксиальных структур (ГЭС), на основе которых изготавливают транзисторы с высокой подвижностью электронов, лазеры, электрооптические модуляторы и фотодиоды. Рост гетероструктуры начинается с удаления аморфного окисного слоя подложки. Обычно окисный слой на подложке InP удаляют высокотемпературным отжигом в потоке As [1]. Однако в процессе отжига происходит изменение элементного состава поверхности подложки с образованием твердого раствора InPAs [2-4] и островков InAs [5]. Решеточное рассогласование между InP и InAs приводит к возникновению напряжений и центрам зарождения дефектов в ГЭС. Причиной изменения элементного состава является десорбция P из InP и встраивание As вместо P. Определение скорости десорбции фосфора важно для построения модели процессов зародышеобразования и роста ГЭС. Поэтому целью работы является определение скорости десорбции P из данных о морфологии и элементном составе поверхности InP(001), отожженной в потоке As.

В работе использовались *epi-ready* подложки InP(001) фирмы АХТ. Отжиг проводился в ростовой камере установки молекулярно-лучевой эпитаксии Riber Compart 21T. Температура отжига ( $T$ ) варьировалась от 500 до 540 °С, а поток мышьяка изменялся от  $1.1 \times 10^{-5}$  до  $2.5 \times 10^{-5}$  Торр. Экспериментальные образцы были поделены на две серии. Отжиг образцов первой серии завершался при получении сверхструктуры (4×2), образцы второй серии дополнительно выдерживались 2 минуты в потоке мышьяка при температуре формирования сверхструктуры (4×2), после чего процесс отжига завершался. Морфологию поверхности образцов исследовали методом атомно-силовой микроскопии на микроскопе Bruker Multimode 8.

Скорость десорбции фосфора ( $v_p$ ) была определена из зависимости количества атомов мышьяка на поверхности подложки от  $T$  и времени выдержки в потоке мышьяка.  $v_p$  повышается от  $6.03 \times 10^{10}$  с<sup>-1</sup> при  $T = 500$  °С до  $4.38 \times 10^{11}$  с<sup>-1</sup> при  $T = 540$  °С. Из аппроксимации зависимости  $v_p$  от  $T$  была определена энергия активации десорбции фосфора, которая составила 2.69 эВ.

АСМ исследования выполнены с использованием оборудования ЦКП «Наноструктуры».

- [1] Д.В. Дмитриев, Д.А. Колосовский, А.И. Торопов, К.С. Журавлев, *Автометрия*, **57**, 5, 11-17 (2021).
- [2] D.V. Dmitriev, D.A. Kolosovsky, T.A. Gavrilova, A.K. Gutakovskii, A.I. Toropov, K.S. Zhuravlev, *Surface Science*, **710**, 121861 (2021).
- [3] D.V. Dmitriev, D.A. Kolosovsky, E.V. Fedosenko, A.I. Toropov, K.S. Zhuravlev, *Semiconductors*, **55**, 10, 1152-1156 (2021).
- [4] D.V. Dmitriev, I.A. Mitrofanov, D.A. Kolosovsky, A.I. Toropov, K.S. Zhuravlev, *2020 21st International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices (EDM)*, 5-8 (2020).
- [5] D. Kolosovsky, D. Dmitriev, T. Gavrilova, A. Toropov, A. Kozhukhov, K. Zhuravlev, *2021 22st International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices (EDM)*, 17-21 (2021).



## Удаление окисного слоя с подложки InP(001) в потоке мышьяка

Колосовский Д.А., Дмитриев Д.В., Торопов А.И., Журавлев К.С.

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Возможность создания в одном технологическом процессе гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) для излучающих, передающих, модулирующих и принимающих элементов, делает InP ключевым материалом для интегральных систем радиофотоники. Предэпитаксиальная термическая очистка подложек InP в сверхвысоком вакууме ростовой камеры в потоке мышьяка, позволяет получить резкую гетерограницу слой/подложка и избежать неконтролируемого встраивания фосфора в слои InAlAs/InGaAs, согласованные по параметру кристаллической решетки с подложкой. Однако, в процессе отжига на поверхности формируются InAs островки [1, 2], которые образуют дефекты на гетерогранице. Методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) *in situ* изучен процесс удаления оксида с поверхности *epi-ready* InP(001) подложки в потоке мышьяка в сверхвысоком вакууме.

Исследования проводились на установке МЛЭ Compact-21Т фирмы Riber, оснащенной системой ДБЭО и системой анализа дифракционных картин kSA 400 фирмы k-Space Associates. Для отжига использовались *epi-ready* подложки InP(001) фирмы АХТ.

На рисунке 1 представлены изменения интенсивности (00) и (0 1/4) рефлексов ДБЭО картины при отжиге InP в потоке As ( $F_{As}$ ). Стрелками указан момент подачи потока мышьяка. Принято считать, что появление сверхструктуры (4×2) означает завершение очистки поверхности InP от оксида [3]. Однако, анализ изменения интенсивности (00) рефлексов, показывает: выше 300 °С окисный слой утонялся, что проявлялось в увеличении интенсивности (00) рефлекса. При температуре ~ 410 °С интенсивность выходила на максимальный уровень, что свидетельствует о получении максимально гладкой поверхности. Вероятно, при этой температуре основная часть оксида удалялась. Повышение температуры выше 480 °С приводит к уменьшению интенсивности зеркального (00) рефлекса, что говорит об увеличении рассеяния поверхности за счет увеличения шероховатости. Десорбция фосфора и мышьяка приводит к эрозии поверхности и появлению островков InAs. Переход в сверхструктуру (4×2) происходит при сформированном на поверхности слое InPAs и InAs островках [1, 2, 4, 5]. Наличие такого слоя может привести к формированию дефектов в последующих эпитаксиальных слоях.

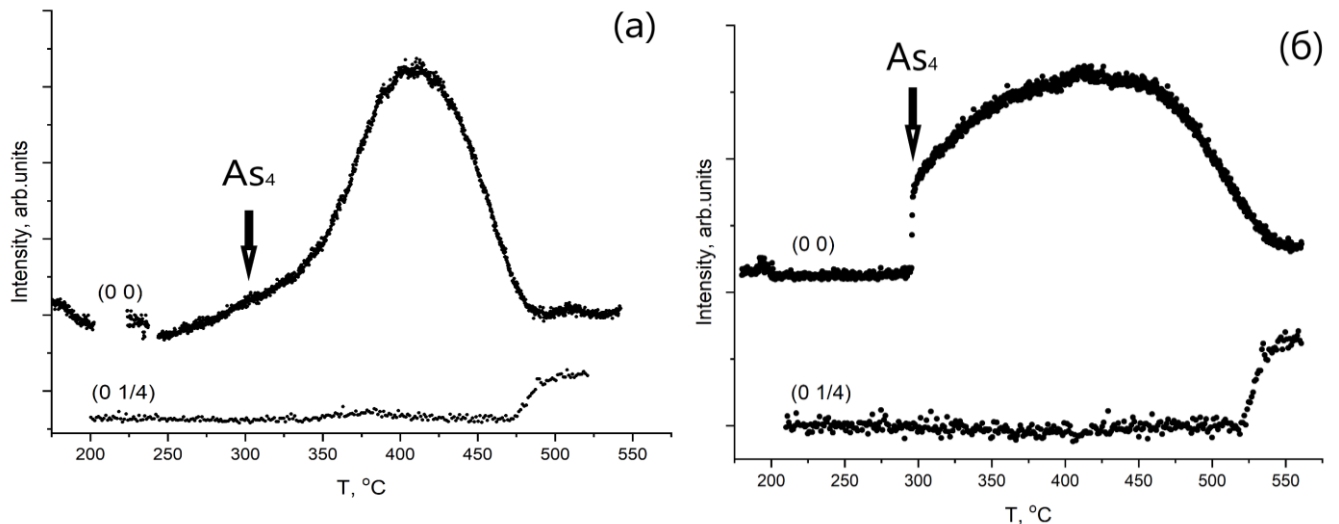


Рис.1. Изменение интенсивности (00) и (0 1/4) рефлексов ДБЭО картины при отжиге InP в потоке As. (а)  $F_{As} = 6 \times 10^{-6}$  Торр, (б)  $F_{As} = 2 \times 10^{-5}$  Торр. Стрелками указан момент подачи потока мышьяка.

В работе показано, что окисел с поверхности InP удаляется до появления сверхструктуры (4×2). Контроль интенсивность зеркального (00) рефлекса и завершение отжига при максимальной его интенсивности, позволит уменьшить плотность дефектов сформированных на гетерогранице слой/подложка.

- [1] D.V. Dmitriev, D.A. Kolosovsky, T.A. Gavrilova, A.K. Gutakovskii, A.I. Toropov, K.S. Zhuravlev, *Surface Science*, **710**, 121861 (2021).
- [2] D. Kolosovsky, D. Dmitriev, T. Gavrilova, A. Toropov, A. Kozhukhov, K. Zhuravlev, *2021 22st International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices (EDM)*, 17-21 (2021).
- [3] Д.В. Дмитриев, Д.А. Колосовский, А.И. Торопов, К.С. Журавлев, *Автоматрия*, **57**, 5, 11-17 (2021).
- [4] D.V. Dmitriev, I.A. Mitrofanov, D.A. Kolosovsky, A.I. Toropov, K.S. Zhuravlev, *2020 21st International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices (EDM)*, 5-8 (2020).
- [5] D.V. Dmitriev, D.A. Kolosovsky, E.V. Fedosenko, A.I. Toropov, K.S. Zhuravlev, *Semiconductors*, **55**, 10, 1152-1156 (2021).

## **Влияние частоты и температуры на оптическую мощность лазерных микросборок на основе GaAs с глубокими примесными центрами**

**Копьев В.В.<sup>1</sup>, Прудаев И.А.<sup>1,2</sup>, Олейник В.Л.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

<sup>2</sup> ООО "АваЭл", 634512, Томск, ул. Марины Цветаевой, 17

Интенсивные исследования в области компактных и энергоэффективных лазерных систем ведутся по всему миру. Такие системы применяются в локации, дальнометрии и системах на основе искусственного интеллекта. Прогноз тенденций в индустрии компактных лазерных систем показывает, что в ближайшие годы этот рынок будет только расти. Главной задачей разработчиков в настоящее время являются снижение стоимости и улучшение эффективности работы лидара. Рассматриваемые в данной работе излучающие микросборки на основе GaAs с глубокими акцепторными примесями применяются в качестве основной составляющей лидара.

В работе проведено экспериментальное исследование влияния частоты запускающих импульсов и температуры на импульсную оптическую мощность для двух излучающих микросборок. Микросборка представляла собой колебательный RLC-контур, состоящий из полупроводникового лазера, излучающего на длине волны 905 нм, керамического конденсатора и лавинного диода. Структура диода основана на слоях  $n^+ - p - n$  типов проводимости, полученных легированием  $n$ -GaAs примесью Fe. Исходные пластины представляли собой GaAs (100) с исходной концентрацией электронов  $n = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , с одной стороны которых электронно-лучевым испарением наносили пленку железа толщиной  $\sim 30$  нм. В печи диффузионных отжигов в потоке осушенного аргона проводилась диффузия примеси в объем арсенида галлия при температурах 800–1100 °С. Время проведения диффузии варьировалось от 1 до 11 часов. В качестве омических контактов использовался AuGe, которые были изготовлены с обеих сторон структуры. На обратной ветви вольт-амперной характеристики лавинного диода наблюдается участок с отрицательной дифференциальной проводимостью. Наличие участка отрицательного сопротивления связано с развитием лавинных процессов под действием сильного электрического поля [1].

Измерение импульсной оптической мощности осуществлялось при помощи фотоприёмника Thorlabs DET08C/M (полоса пропускания 5 ГГц), осциллографа Tektronix DPO-70804C (полоса пропускания 8 ГГц) и измерителя средней мощности Newport 2936-C.

На рисунке 1 представлены зависимости оптической мощности от температуры и частоты для двух микросборок с импульсным напряжением переключе-

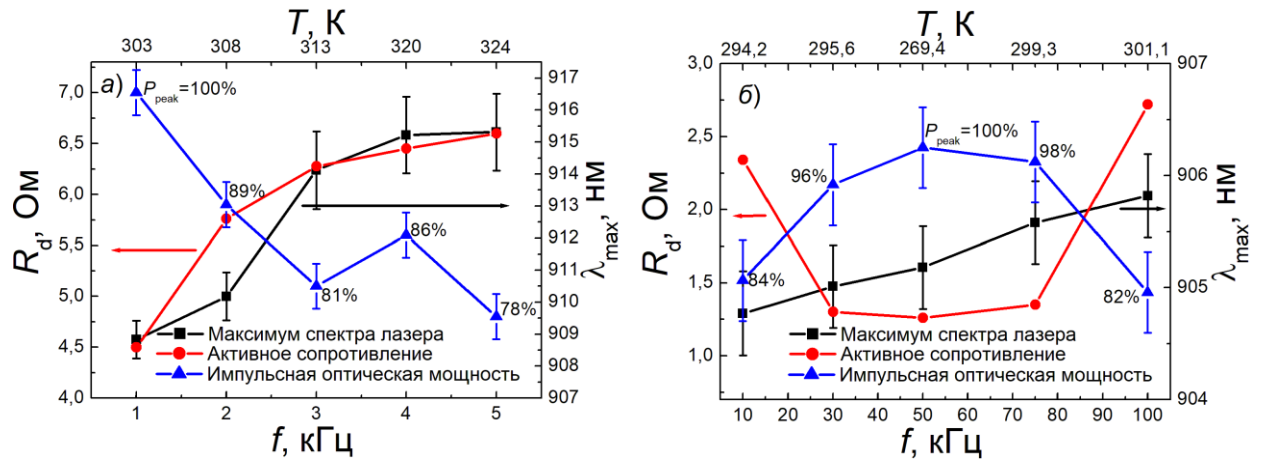


Рис.1. Зависимости импульсной оптической мощности  $P_{peak}$ , активного сопротивления диода  $R_d$  и максимума спектра лазера  $\lambda_{max}$  от температуры и частоты.

ния диода 440 В (а) и 130 В (б). Длительность оптических импульсов на полувысоте принимала значение от 0.84 нс до 1.45 нс.

Падение оптической мощности связано с увеличением активного сопротивления диода и ростом температуры микросборок. Дополнительная оценка показала, что величина индуктивности исследуемых излучающих микросборок принимает значение от 1.1 нГн до 1.6 нГн. Волновое сопротивление контура при этом составляет от 2.34 Ом до 2.76 Ом.

[1] I.A. Prudaev et al., *IEEE Transactions on Electron Devices*, **65**(8), 3339 (2018).

# Получение атомарно-чистой и структурно-упорядоченной поверхности топологического изолятора $\text{Bi}_2\text{Se}_3$

Корецкий А.В.<sup>3</sup>, Ахундов И.О.<sup>1</sup>, Голяшов В.А.<sup>1,2</sup>, Ищенко Д.В.<sup>1</sup>,  
Кох К.А.<sup>4</sup>, Тарасов А.С.<sup>1</sup>, Терещенко О.Е.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск,  
ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup> НГТУ, 630073, Новосибирск, пр-т К. Маркса, 20

<sup>4</sup> ИГМ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 3

Бинарное соединение  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  представляет собой соединение, хорошо известное своей ярко выраженной слоистой кристаллической структурой и хорошими термоэлектрическими свойствами. Чуть более десяти лет назад  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  привлек большое внимание как топологический изолятор (ТИ), в котором наблюдаются спин-поляризованные поверхностные состояния, обладающие линейным законом дисперсии. Одной из основных методик визуализации поверхностных состояний в ТИ является фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES), которая, как и любая поверхностно-чувствительная методика, требует правильно подготовленную поверхность, т.е. очищенную от собственных оксидов и углеродных загрязнений. Для объёмных образцов  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  с ориентацией поверхности (0001) обычно используется методика скола в вакууме. Но для очистки поверхностей плёнок такая методика не подходит. Для приготовления поверхности соединений  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ ,  $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$  и  $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$  успешно используется методика обработки образцов в безводном растворе хлороводорода в изопропиловом спирте (HCl-iPA) и последующего прогрева в вакууме. Таким образом, целью данной работы является проверка возможности применения данной методики для соединения  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . Для исследования химического состава поверхности использовался метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), структура поверхности контролировалась дифракцией медленных электронов (LEED), поверхностный закон дисперсии изучался методом ARPES.

На исходной поверхности образца наблюдался слой собственных оксидов. Обработка в растворе HCl-iPA удаляла оксидный слой и приводила к

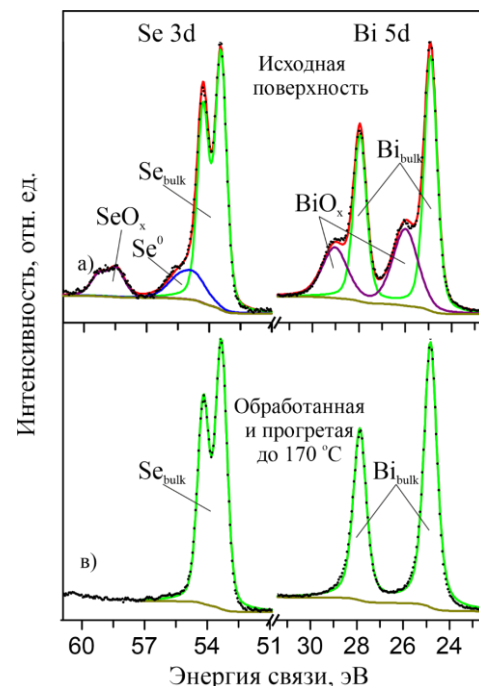


Рис.1. Рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия.

обогащению поверхности элементарным селеном толщиной 0.6 нм. Прогрев в сверхвысоком вакууме при температуре 170 °С приводил к удалению избыточного слоя Se и упорядочению поверхности. Состав и структура поверхности, а также спектры ARPES, полученного образца, не отличались от состава, структуры поверхности и спектров ARPES для  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  (0001), который был получен сколом в вакууме.

## Сравнение электрофизических свойств границ раздела $\text{Al}_2\text{O}_3$ и $\text{HfO}_2$ с $\text{CdHgTe}$ , подвергнутого различным обработкам

Краснова И.А.<sup>2</sup>, Горшков Д.В.<sup>1,2</sup>, Сидоров Г.Ю.<sup>1</sup>, Марин Д.В.<sup>1</sup>,  
Сабина И.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск,  
ул. Пирогова, 2

При исследовании топологических изоляторов, двумерного электронного газа и создании фотоприемных матриц инфракрасного диапазона широкое распространение получил твердый раствор кадмий-ртуть-теллур  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  (КРТ). Для любых применений необходима пассивация поверхности КРТ. Известно [1], что хорошим пассивирующим покрытием для КРТ является  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , выращенный методом плазменно-индуцированного атомно-слоевого осаждения (ПАСО) при температуре роста  $120^\circ\text{C}$ . Однако, при изготовлении фотоприемных матриц необходимо травление меза-структуры для уменьшения фотоэлектрической связи между фотоприемными элементами. В настоящее время меза-структуры создаются с помощью жидкостного травления водным раствором  $\text{Br}+\text{HBr}$ . При таком травлении образуются избыточный теллур, оксид теллура и другие дефекты на поверхности КРТ, которые влияют на электрофизические свойства фотодетекторов. В данной работе исследуется влияние собственного окисла КРТ после жидкостного травления  $\text{Br}+\text{HBr}$  на электрофизические свойства границы раздела КРТ –  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Так же в данной работе исследуется перспективность использования пассивирующего покрытия  $\text{HfO}_2$  для КРТ, имеющий широкий диапазон температур роста  $150\text{-}290^\circ\text{C}$ .

Измерения проводились на образцах КРТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, с составом  $x=0.22$ , отожженного в р-тип. В качестве реперного был сделан образец, на который без предварительного травления наносился  $\text{Al}_2\text{O}_3$  методом ПАСО при температуре роста  $120^\circ\text{C}$ . Затем были изготовлены образцы, которые подверглись жидкостному травлению водным раствором  $\text{Br}+\text{HBr}$ . Для изучения влияния наличия собственного окисла были получены образцы, на которых в течение суток образовывался собственный окисел на воздухе или в парах  $\text{H}_2\text{O}_2$  [2]. Для исследования влияния отсутствия собственного окисла был произведен образец, на который после травления наносился триметилалюминия (ТМА) без окисления и образец, на котором проводилось удаление собственного окисла с помощью  $\text{HCl}$  и ИПС. Также был сделан образец, на котором после травления не проводилось никаких дополнительных обработок. После дополнительных обработок на образцы наносился  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Так же был до-

полнительно изготовлен образец без травления, на который наносился  $\text{HfO}_2$  методом ПАСО при температуре роста  $120^\circ\text{C}$ . Затем на всех образцах изготавливались МДП структуры. На этих структурах измерялся импеданс в зависимости от напряжения и частоты при температуре жидкого азота  $77^\circ\text{K}$ . Из полученных данных были найдены значения емкости диэлектрика, положения напряжения плоских зон и карты нормированной параллельной проводимости, из которых оценивались плотности поверхностных состояний (ПС).

Получено, что на всех образцах, подвергнутых жидкостному травлению, наблюдается одинаковый разброс емкости диэлектрика, что говорит об однородности слоя  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Установлено, что наибольшее смещение положения плоских зон достигается для образца, который после травления сутки окислялся в парах  $\text{H}_2\text{O}_2$ . Это свидетельствует о наибольшем количестве фиксированного встроенного заряда. На остальных образцах, подвергнутых травлению, наблюдается близкое в пределах погрешности к реперному образцу смещение положения плоских зон. Разброс напряжений плоских зон для всех образцов одинаков. Из полученных карт нормированной параллельной проводимости было оценено, что наибольшее значение плотности ПС достигается в образце с собственным окислом КРТ, выращенным в парах  $\text{H}_2\text{O}_2$  и в образце, на котором проводилось удаление собственного окисла КРТ в  $\text{HCl}$  и ИПС. Кроме этого, для данных образцов значение плотности ПС сравнимо с плотностью ПС реперного образца. А для образца, на который проводилось нанесение после травления ТМА без окисления, наблюдается наименьшее значение плотности ПС.

Сравнение пассивирующих свойств  $\text{HfO}_2$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  для определения перспективности дальнейшего исследования  $\text{HfO}_2$  на КРТ показало, что наибольшее по модулю значение напряжения плоских зон достигается для образца с диэлектрическим покрытием  $\text{HfO}_2$ , что свидетельствует о большем количестве фиксированного встроенного заряда, чем у  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . У образца с  $\text{HfO}_2$  наблюдается наибольшая ширина гистерезиса, свидетельствующая о большем количестве медленных состояний в диэлектрике  $\text{HfO}_2$ , чем в  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Из полученных карт нормированной параллельной проводимости было оценено, что наибольшее значение плотности ПС достигается в образце с диэлектрическим покрытием  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

Таким образом, установлено, что удаление собственного окисла КРТ с помощью ТМА является перспективным способом обработки КРТ, испытанным жидкостное травление водным раствором  $\text{Vr}+\text{HBr}$ , для улучшения границы раздела КРТ- $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Так же установлено, что для КРТ пассивирующие свойства  $\text{HfO}_2$  не уступают свойствам  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

[1] D.V.Gorshkov and etc., *Technical Physics Letters*, **53**, 741 (2020).

[2] Г. Ю. Сидоров и др., *Автометрия*, **46**, 97 (2017).



## Остановка роста N-полярных инверсионных доменов из буферного слоя AlN при росте слоев AlGa<sub>x</sub>N:Si

Осинных И.В.<sup>1,2</sup>, Малин Т.В.<sup>1</sup>, Вдовин В.И.<sup>1</sup>, Журавлев К.С.<sup>1,2</sup>,  
Бер Б.Я.<sup>3</sup>, Казанцев Д.Ю.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск,  
ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup> Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Нитриды металлов III группы AlN и GaN и их твердые растворы Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N являются прямозонными полупроводниками, обладающими уникальными свойствами и интенсивно исследующимися с целью создания оптоэлектронных и СВЧ мощных высокотемпературных приборов на их основе. Полярность материала (металлическая или азотная) сильно влияет на их физические свойства из-за наличия пироэлектрических и пьезоэлектрических полей в напряженных эпитаксиальных слоях. По этой причине контроль полярности эпитаксиальных слоёв Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N является важной задачей. Полярность формируется условиями в начале роста, при неоптимальных условиях в матрице нужной полярности возникают инверсионные домены (ИД) с противоположной полярностью. Эти дефекты в эпитаксиальных слоях могут прорасти до поверхности всей структуры [1]. Рост буферных слоев AlN на нитридизованных сапфировых подложках в условиях обогащения Al позволяет формировать слои металлической полярности, однако возможно формирование N-полярных ИД [2]. В рамках данной работы было исследовано зарастание N-полярных инверсионных доменов из буферных слоев AlN в процессе роста слоев Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N.

Была выращена серия слоев Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N, сильно легированных кремнием, методом молекулярно-лучевой эпитаксии из аммиака на установке фирмы Ribet СВЕ-32. Сапфировые подложки нитридизовались в потоке аммиака, после чего на нитридизованную подложку сапфира наносились 2 монослоя металлического алюминия, далее выращивался буферный слой AlN толщиной ~ 200 нм и на заключительном этапе исследуемые слои Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N толщиной ~ 500 нм. Содержание алюминия (x) в слоях менялось от 0 до 0.7. Морфология поверхности была исследована методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Строение гетерограницы Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/AlN гетероструктур было изучено методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Концентрации атомов кремния и фоновых примесей – кислорода, углерода измерялись методом динамической вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС), измерения выполнялись в ЦКП "Материаловедение и диагностика в передовых технологиях" (ФТИ им. А.Ф. Иоффе), поддерживаемом Минобрнауки России.

На АСМ изображениях поверхности буферных слоев AlN видны N-полярные инверсионные домены (ИД) высотой 30-50 нм, занимающие около 25% площади поверхности, N-полярная природа подтверждается их травлением в растворе KOH. Поверхность  $Al_xGa_{1-x}N$  имеет блочную структуру, однако блоки имеют металлическую полярность, это означает, что N-полярные ИД зарастают в процессе роста  $Al_xGa_{1-x}N$ . Известно, что концентрация атомов O существенно отличается для  $Al_xGa_{1-x}N$  различной полярности: в N-полярных слоях GaN концентрация кислорода более чем на порядок выше, чем в Ga-полярном материале, что отображается на экспериментальном профиле распределения для фоновой примеси кислорода, полученном методом ВИМС и позволяет оценить толщину переходного слоя, в котором зарастают ИД. Профили распределения для кислорода и алюминия находятся на примерно одинаковой глубине, что означает быструю смену полярности N-полярных ИД на металлическую полярность. Поперечные ПЭМ изображения гетерограницы  $Al_xGa_{1-x}N/AlN$  показывают, что  $Al_xGa_{1-x}N$  и AlN растут колоннами диаметром порядка 200 нм и 50 нм соответственно, некоторые из колонн AlN выше, чем другие и завершаются в слое  $Al_xGa_{1-x}N$  на высоте 20 нм. Такая высота близка к высоте ИД, на этом основании такие колонны можно интерпретировать как ИД. Исходя из высоты и формы вершин колонн смена полярности ИД происходит сразу в начале роста  $Al_xGa_{1-x}N$ . Предположительно при начале роста  $Al_xGa_{1-x}N$  происходит образование металлического бислоя на поверхности ИД, что приводит к перевороту полярности.

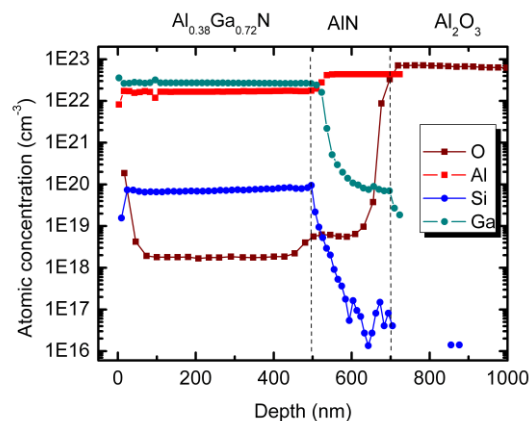


Рис. 1. Типичные профили распределения основных химических элементов (Ga, Al), легирующей примеси (Si) и фоновой примеси (O) в структуре  $Al_{0.38}Ga_{0.72}N/AlN/Al_2O_3$ .

[1] A.V. Tikhonov et al., *J. Cryst. Growth*, **338**, 30, (2012).

[2] T.V. Malin, D.S. Milakhin, V.G. Mansurov, et al., *Semiconductors*, **52**, 789, (2018).

## Структурные и морфологические трансформации слоистых $\text{In}_2\text{Se}_3$ и $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ при сублимации и эпитаксиальном росте

Пономарев С.А.<sup>1,2</sup>, Рогило Д.И.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

С начала XXI века изучение слоистых двумерных материалов является перспективным направлением физики конденсированного состояния. Разнообразие свойств данных материалов, в частности  $\text{In}_2\text{Se}_3$ , позволяет использовать их в различных технологических приложениях [1]. Однако, малоизученность механизмов сублимации и роста слоистых халькогенидов металлов, является одной из актуальных проблем, препятствующих применению данного класса материалов для приложений полупроводниковой электроники и фотоники [2].

Метод *in situ* отражательной электронной микроскопии (ОЭМ) позволяет наблюдать картины дифракции высокоэнергетических электронов на отражение (ДБЭО), исследовать и контролировать структуру поверхности в процессах эпитаксиального роста и сублимации. В данном методе применялись разделенные испарители  $\text{Bi}/\text{In}$  и  $\text{Se}$ . Во время эксперимента образцы нагревались путем пропускания электрического тока.

Под воздействием молекулярного пучка  $\text{Se}$  (скорость осаждения  $\sim 0,1$  нм/с) нагрев подложки  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  до температуры около  $400^\circ\text{C}$  происходит без ухудшения морфологии поверхности. В данных условиях литографические канавки, нанесенные с помощью зондовой литографии являются генераторами атомных ступеней, наблюдающихся методом ОЭМ на Рис. 1, а–с. По *in situ* ОЭМ-изображениям видны отдельные яркоконтрастные террасы, разделенные темноконтрастными атомными ступенями,двигающимися в сторону вышележащих террас, что впервые наблюдалось на поверхности  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  с помощью *in situ* ОЭМ. После сублимации 10 слоев  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  отжиг сформировал атомные ступени и их эшелоны вблизи литографических канавок (Рис 1, d–f).

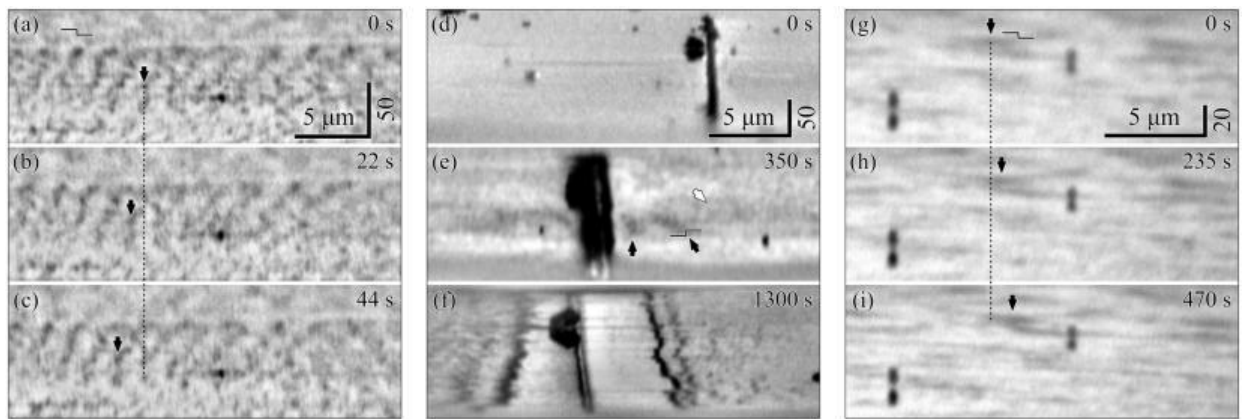


Рис.1. ОЭМ-изображения поверхности  $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ : (a – c) восходящее движение атомных ступеней при сублимации со скоростью  $0,022 \text{ нм/с}$ , (d – f) отжиг канавок, (g – i) нисходящая ступень при росте  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  со скоростью  $3 \times 10^{-4} \text{ нм/с}$ . Атомные ступени высотой  $1 \text{ нм}$  отмечены черными стрелками.

Для исследования ван-дер-Ваальсовой эпитаксии методом *in situ* ОЭМ поверхность  $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$  подвергали воздействию молекулярного пучка Se ( $0,1 \text{ нм/с}$ ) и нагревали до  $\sim 400^\circ\text{C}$ , что приводило к движению атомных ступеней в сторону вышележащих террас. После начала осаждения  $\text{Bi}$  ( $10^{-2}$ – $10^{-4} \text{ нм/с}$  в разных экспериментах) ступени меняли направление движения и начинали перемещаться в сторону нижележащих террас (Рис. 1, g–i).

Для изучения гетероэпитаксиального ван-дер-Ваальсового роста  $\text{In}_2\text{Se}_3$  использовался испаритель  $\text{In}$  вместо  $\text{Bi}$ . Когда  $\text{In}$ , в присутствии молекулярного пучка Se ( $0,1 \text{ нм/с}$ ), был нанесен на поверхность  $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ , сублимирующую со скоростью  $\sim 0,0015 \text{ нм/с}$ , рост пленки начинался с зарождения 2D-островков. Картины ДБЭО соответствовали послойному росту  $\text{In}_2\text{Se}_3$  со скоростью  $\sim 0,025 \text{ нм/с}$ .

Таким образом были впервые визуализированы морфологические преобразования поверхности  $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$  методом *in situ* ОЭМ в процессе сублимации и ван-дер-Ваальсовой эпитаксии. Показано восходящее движение атомных ступеней в процессе конгруэнтной сублимации на поверхности  $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$  при  $T \sim 400^\circ\text{C}$ . Показано увеличение латеральных размеров и глубины канавок, являющихся источниками атомных ступеней высотой  $1 \text{ нм}$ . Визуализирован ван-дер-Ваальсовый рост  $\text{In}_2\text{Se}_3$  и  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  на поверхности  $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ .

[1] Vishwanath S., et al., *J. Mater. Res.*, **31**, 900–910 (2016).

[2] Claro M., et al., *Adv. Opt. Mater.*, **9**, 2001034 (2021).

## Пик в спектрах квантового выхода фотоэмиссии из $p\text{-GaAs}(\text{Cs},\text{O})$ , связанный с пленением излучения в эпитаксиальной структуре

Протопопов Д.Е.<sup>1,2</sup>, Хорошилов В.С.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Известно, что нанесение субнанометровых слоёв цезия и кислорода на поверхность  $p\text{-GaAs}$  снижает потенциальный барьер для выхода электронов в вакуум от состояния с положительным электронным сродством (ПЭС) до состояния с отрицательным эффективным электронным сродством (ОЭС), когда уровень вакуума лежит ниже дна зоны проводимости в объёме полупроводника. Благодаря высокому квантовому выходу фотоэмиссии, фотокатоды на основе  $p\text{-GaAs}(\text{Cs},\text{O})$  широко используются в фотоумножителях и источниках электронов [1]. Ранее, при переходе от состояния с ОЭС к состоянию с ПЭС при нанесении избыточного цезия на поверхность  $p\text{-GaAs}(\text{Cs},\text{O})$ , в спектрах квантового выхода фотоэмиссии, измеренных в геометрии на отражение (при эмиссии электронов с освещаемой поверхности), нами был обнаружен пик при энергиях фотонов, меньших ширины запрещенной зоны  $\text{GaAs}$  [2]. В [2] были выдвинуты гипотезы о связи субподзонного пика с пленением излучения в эпитаксиальной фотокатодной гетероструктуре благодаря диффузному отражению от матовой задней грани подложки и эффектом Франца-Келдыша в поверхностном электрическом поле. Цель данной работы состоит в проверке этих гипотез.

Эксперименты проводились на эпитаксиальном слое  $p\text{-GaAs}(001)$ , выращенном на полуизолирующей подложке с матовой задней гранью. Атомарно чистая поверхность  $p\text{-GaAs}(001)$  приготавливалась удалением оксидов в растворе  $\text{HCl}$  в изопропиловом спирте в атмосфере сухого азота, загрузкой в вакуумную установку без контакта с воздухом и прогревом в вакууме. Далее нанесением цезия и кислорода достигалось состояние с ОЭС. После достижения максимального тока фотоэмиссии, на поверхность  $\text{GaAs}(\text{Cs},\text{O})$  наносился избыточный цезий, и в результате происходил переход от ОЭС к ПЭС. Во время этого перехода измерялись спектры квантового выхода фотоэмиссии, в которых наблюдался пик при энергии фотонов  $\hbar\omega = 1.365$  эВ, то есть ниже ширины запрещенной зоны  $\text{GaAs}$   $\varepsilon_g = 1.42$  эВ (Рис. 1а).

Для проверки гипотезы о пленении излучения, матовая задняя грань образца, на котором наблюдался пик, была отполирована, и на этом образце с зеркальной задней гранью эксперимент был повторён (Рис. 1б). Из Рис. 1б видно, что пик из спектра исчез. Это подтверждает гипотезу о влиянии диффузного отражения света от матовой задней грани и пленения излучения в эпитаксиальной

структуре на появление пика.

Возможность наблюдения ступеньки или пика, в зависимости от степени диффузности отражения света, была подтверждена расчетом спектров квантового выхода фотоэмиссии в двухслойной модели, учитывающей различие спектров поглощения подложки и  $p$ -GaAs. Однако эта модель не объясняет увеличения амплитуды пика при увеличении концентрации атомов цезия. Учет эффекта Франца-Келдыша в области поверхностного поля, которое увеличивается при адсорбции цезия, также не объясняет эксперимент из-за малой толщины этой области. Можно предположить, что микроскопический механизм появления пика обусловлен оптическими переходами  $bs$ - $br_{(1/2)}$  и  $bs$ - $br_{(3/2)}$  в атомах цезия, сдвинутыми по энергии и уширенными за счет взаимодействия с поверхностью GaAs. Известно, что в газе эти переходы дают дублет в спектре поглощения при энергиях квантов  $\hbar\omega = 1.39$  эВ и 1.45 эВ, близких к положению пика.

Таким образом, в работе подтверждена гипотеза о влиянии диффузного отражения от матовой задней грани и пленения излучения в эпитаксиальной структуре на формирование пика в спектрах квантового выхода фотоэмиссии из  $p$ -GaAs(Cs,O) при энергии фотонов, меньших ширины запрещенной зоны GaAs. В то же время, не подтвердилась гипотеза об эффекте Франца-Келдыша, как микроскопической причине появления пика. Предложена новая гипотеза о том, что пик возникает благодаря переходам типа  $bs$  –  $br$  в атомах цезия.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 20-02-00355).

[1] Bell R. L. 1973 *Negative Electron Affinity Devices* (Oxford: Clarendon).

[2] D.E. Protopopov et al // *J. Phys.: Conf. Ser.* 1695 012105(2020).

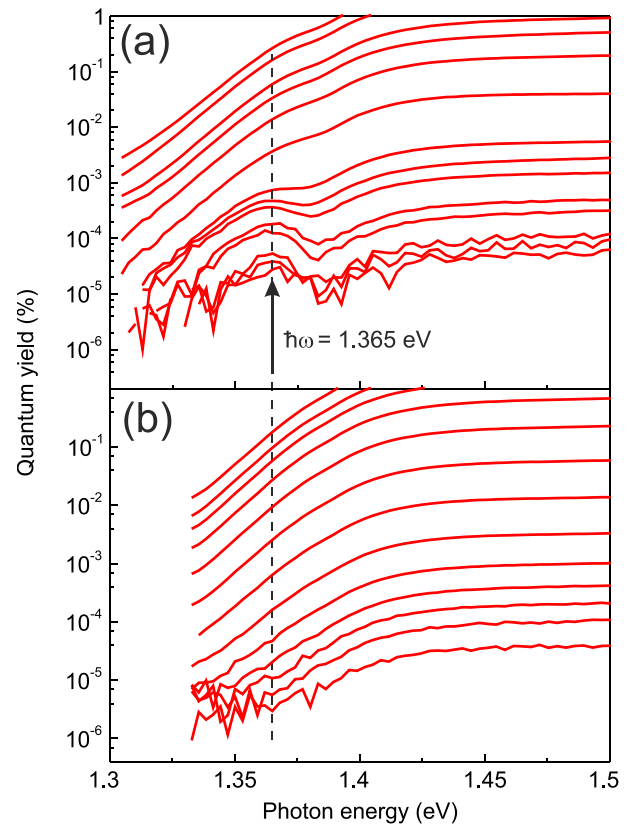


Рис.1. Спектры квантового выхода фотоэмиссии, измеренные при нанесении избыточного Cs для матовой (а) и гладкой (б) задней грани подложки, соответственно. Концентрация цезия монотонно возрастает при переходе от самого верхнего спектра к самому нижнему.

## Взаимодействие краевого и объёмного транспорта в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовой ямы CdHgTe

Рыжков М.С.<sup>1,2</sup>, Худайбердиев Д.А.<sup>1,2</sup>, Козлов Д.А.<sup>1</sup>, Савченко М.Л.<sup>1</sup>, Квон З.Д.<sup>1</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>1</sup>, Дворецкий С.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Несмотря на прогресс, достигнутый в изучении и понимании двумерных топологических изоляторов (2Д ТИ), до сих пор существует ряд нерешенных теоретических вопросов и проблем с реализацией некоторых экспериментов. В частности, до сих пор не только не удалось реализовать баллистические краевые каналы в 2Д ТИ длиной более чем несколько мкм, но и прийти к однозначному ответу относительно основного механизма рассеяния электронов в них. Таким образом, несмотря на теоретические предсказания [1], в реальных образцах мы имеем дело с нарушением баллистичности краевых каналов. На данный момент наиболее реалистичной идеей является взаимодействие двумерных объёмных неоднородностей (т.н. "электронно-дырочные капли") и краевых электронов с соответствующим переворотом спина [2], однако эта проблема недостаточно подробно изучена экспериментально [3].

Работа посвящена изучению транспортно-отклика квантовой ямы CdHgTe толщиной 11.5 нм на макроскопических холловских мостиках, т.е. с размерами более 100 мкм. Показано, что исследуемая система является двумерным топологическим изолятором. Однако, в отличие от традиционных 2Д ТИ на основе HgTe квантовых ям толщиной 8 нм, исследуемая система характеризуется одновременно значительно меньшей величиной энергетической щели и большей подвижностью носителей. Благодаря этим особенностям, изменение температуры на 2 порядка (от 0.1К до 10К) позволяет переходить от преимущественно краевого к объёмному типу проводимости с соответствующим уменьшением величины пика локального сопротивления и практически полным подавлением нелокального транспортно-отклика. Анализ полученных температурных зависимостей

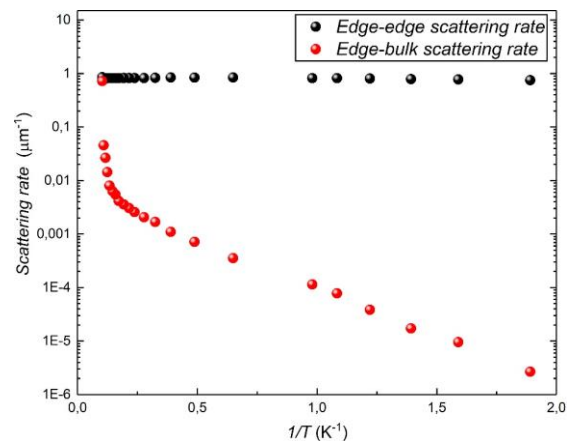


Рис.1. Скорости рассеяния носителей из краевых состояний в краевые (чёрный) и объёмные (красный) в диапазоне температур 0.5 – 10 К

проведен с использованием компьютерного моделирования, учитывающего геометрию образца, а также взаимодействие краевых и объемных носителей. Определено, что обратное рассеяние электронов с краевых каналов не зависит от температуры (Рис. 1). Показано, что исследуемая система характеризуется энергетической щелью порядка 5 мэВ (Рис. 2), подвижностью объемных носителей в 2–3 раза выше, чем в предыдущих 2Д ТИ на основе HgTe квантовых ям. Поведение краевых каналов в магнитном поле указывает на Андерсоновскую локализацию с последующим переходом к режиму квантового эффекта Холла (Рис. 3).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках проекта № 20-42-543014.

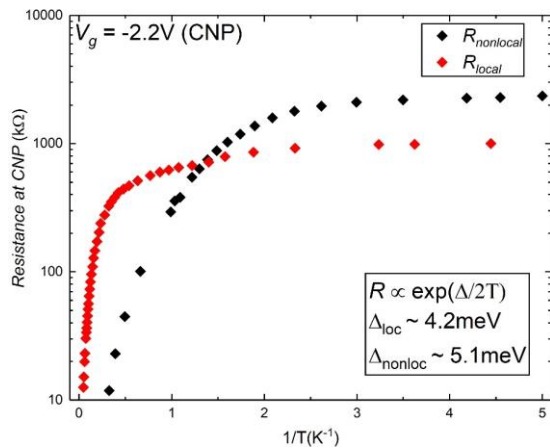


Рис.2. Температурная зависимость сопротивления образца в точке зарядовой нейтральности

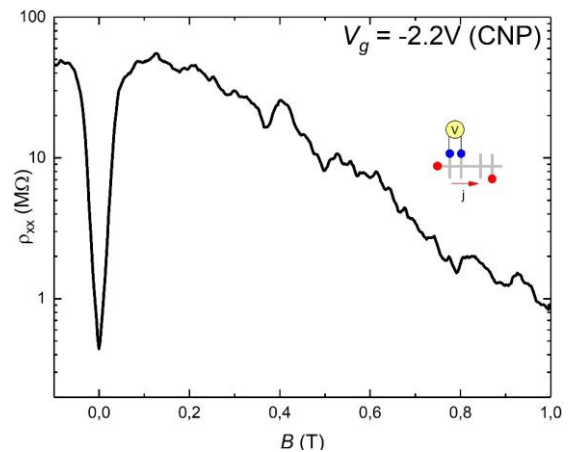


Рис.3. Магнетосопротивление в точке зарядовой нейтральности при температуре 83 мК

- [1] Qi X.-L., Zhang S.-C., *Reviews of Modern Physics*, **83**(4), 1057–1110 (2007).  
 [2] Glazman L. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 216402 (2013)  
 [3] Rahim A. et al., *2D Mater.*, **2**, 044015 (2015)



## Электронный транспорт в многоканальном квантовом точечном контакте

Сарыпов Д.И.<sup>1,2</sup>, Похабов Д.А.<sup>1,2</sup>, Погосов А.Г.<sup>1,2</sup>, Бакаров А.К.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

На сегодняшний день технология молекулярно-лучевой эпитаксии позволяет выращивать полупроводниковые гетероструктуры с двумерным электронным газом (ДЭГ), ставшие модельными для изготовления мезоскопических структур и изучения электронного транспорта в них. Одним из интересных явлений, связанных с электронным транспортом, является явление квантования кондактанса, которое, хотя и исследуется много лет, но содержит некоторые эффекты, такие как, например, широко известная «0.7-аномалия» [1], до сих пор не имеющие общепринятого объяснения. Данная работа сфокусирована на другом недавно обнаруженном эффекте многоканальности, заключающемся в наличии внутри квантового точечного контакта нескольких параллельных проводящих каналов, дающих разный вклад в кондактанс [2]. Выяснение физической природы этого эффекта является актуальной научной задачей и требует всестороннего экспериментального и теоретического изучения.

Для экспериментального наблюдения эффекта многоканальности образец, представляющий собой подвешенный квантовый точечный контакт (КТК) на ос-

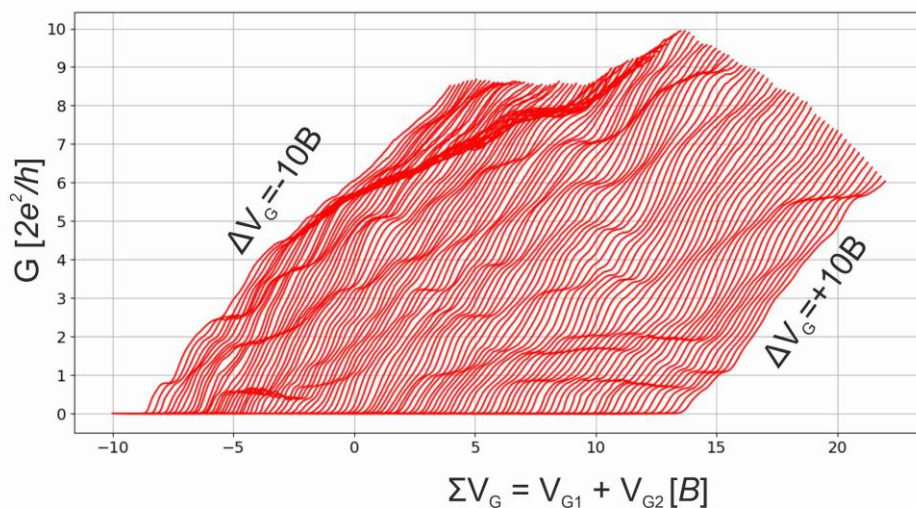


Рис.1. Зависимость кондактанса  $G$  от суммы затворных напряжений  $\Sigma V_G$  при фиксированной их разности  $\Delta V_G$ .

нове гетероструктуры GaAs/AlGaAs, был погружён в сосуд Дьюара с жидким гелием при температуре  $T=4.2$  К. Концентрация и подвижность электронов равны  $(6 - 7) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $2 \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$  соответственно. Кондактанс измерялся

четырёхзондовым методом при помощи техники синхронного детектирования. Значения напряжений  $V_{G1}$ ,  $V_{G2}$  на затворах КТК управлялись при помощи ЦАП. Измеренная таким образом зависимость кондактанса  $G(\Delta V_G, \Sigma V_G)$ , как функции суммы  $\Sigma V_G = V_{G1} + V_{G2}$  и разности  $\Delta V_G = V_{G1} - V_{G2}$  затворных напряжений (рис. 1, 2) указывает на наличие в КТК двух проводящих каналов, кондактансы которых квантуются и складываются. Такой вывод может быть сделан, исходя из анализа рис. 2, на котором видна сетчатая структура квантования кондактанса, являющаяся результатом суммы кондактансов отдельных каналов – в случае наличия лишь одного проводящего канала на рис. 2 наблюдалось бы чередование светлых и тёмных полос.

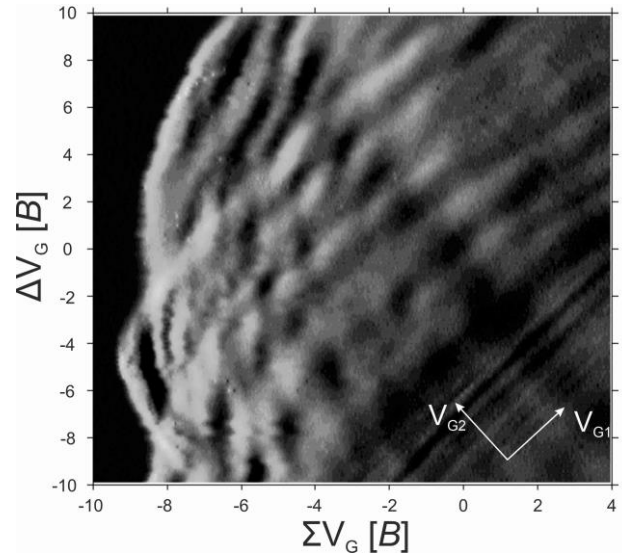


Рис.2. Распределение транскондактанса  $\partial G/\partial \Sigma V_G$  как функции  $\Sigma V_G$  и  $\Delta V_G$

Предложено возможное объяснение эффекта мультиканальности, суть которого заключается в спонтанном перераспределении электронов ДЭГ под влиянием присутствующих в структуре дополнительных зарядов:  $X$ -электронов в сверхрешёточных барьерах GaAs/AlAs, окружающих квантовую яму с ДЭГ, и положительно заряженных доноров кремния в  $\delta$ -слоях.

Для иллюстрации этого перераспределения проведён численный самосогласованный расчёт профиля ограничивающего потенциала и распределения электронной плотности в микросужении КТК, учитывающий наличие заряженных доноров кремния в  $\delta$ -слоях и низкоподвижных  $X$ -электронов в сверхрешёточных слоях гетероструктуры. Результат расчёта качественно согласуется с результатами эксперимента.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-02-00800-А).

[1] Koop E. J. et al., *J. Supercond. Nov. Magn.*, **20(6)**, 433-441 (2007).

[2] Pokhabov D. A. et al., *Applied Physics Letters*, **118(1)**, 012104 (2021).

## Влияние олова на структурные и оптические свойства сверхрешёток GeSiSn/Si

Скворцов И.В.<sup>1,2</sup>, Тимофеев В.А.<sup>1</sup>, Машанов В.И.<sup>1</sup>, Никифоров А.И.<sup>1</sup>,  
Лошкарёв И.Д.<sup>1</sup>, Коляда Д.В.<sup>3</sup>, Фирсов Д.Д.<sup>3</sup>, Комков О.С.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск,  
ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет  
«ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова, 197022, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова,  
5

Изучение полупроводниковых соединений на основе элементов IV группы Ge, Si, Sn имеет большую актуальность благодаря возможности монолитной интеграции устройств электроники и фотоники [1]. Добавление олова в кристаллическую решётку GeSi позволяет независимо изменять ширину запрещённой зоны и параметр решётки. Показаны перспективы применения материала GeSiSn в ближнем, а также в среднем инфракрасном диапазоне. Одной из главных проблем является рост бездислокационных слоёв GeSiSn на поверхности Si, и в литературе, как правило, используются толстые релаксированные слои. Целью данной работы является исследование закономерностей формирования сверхрешёток с тонкими упругонапряжёнными плёнками GeSiSn, полученными на Si(100), и установление их оптических и структурных свойств. Преимуществом тонких псевдоморфных пленок по сравнению с толстыми слоями является отсутствие в них дислокаций.

Структуры со сверхрешётками GeSiSn/Si, содержащие до 30 квантовых ям GeSiSn, были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на Si(100). Толщина упругонапряжённой плёнки GeSiSn была определена по зависимости критической толщины 2D-3D перехода от содержания Sn в тройном соединении [2]. Толщина слоя GeSiSn составила 2 нм для содержания Ge 30% и Sn до 14% включительно при температуре роста 150 °С. Поверх слоя твёрдого раствора осаждался слой Si толщиной от 7 нм до 23.5 нм при температуре 500 °С. Для определения степени сегрегации Sn во время роста использовались фазовые диаграммы изменения сверхструктуры при отжиге пленки Sn на Si. Чтобы подавить эффект сегрегации олова при росте многослойных периодических структур, было предложено использовать двухстадийный рост Si. Сначала формировался низкотемпературный слой при 150 °С, а затем температура повышалась до 500 °С. Методом рентгеновской дифрактометрии подтверждено упругонапряжённое состояние плёнок GeSiSn с содержанием Sn и периодичностью, хорошо согласующимися с заданными значениями. Показано, что соединения GeSiSn термически стабильны при отжиге вплоть до температуры 650 °С.

Оптические свойства исследовались методом низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ). Увеличение числа периодов с 10-ти до 30-ти приводит к росту интегрального сигнала ФЛ. При увеличении толщины плёнки GeSiSn с 2 нм до 6 нм происходит уменьшение интегральной интенсивности ФЛ. В то же время самый интенсивный сигнал ФЛ (Рис. 1(а)) наблюдается от сверхрешётки с шириной квантовой ямы 4 нм, полученной на фасетированной поверхности, изученной в работе [3]. Сигнал ФЛ по сравнению с изначальной сверхрешёткой, включающей квантовые ямы шириной 4 нм возрастает примерно в 5 раз.

Были проведены эксперименты по отжигу сверхрешётки с шириной квантовой ямы 2 нм при температурах 600 °С, 650 °С и 700 °С (Рис. 1(б)). Сигнал ФЛ

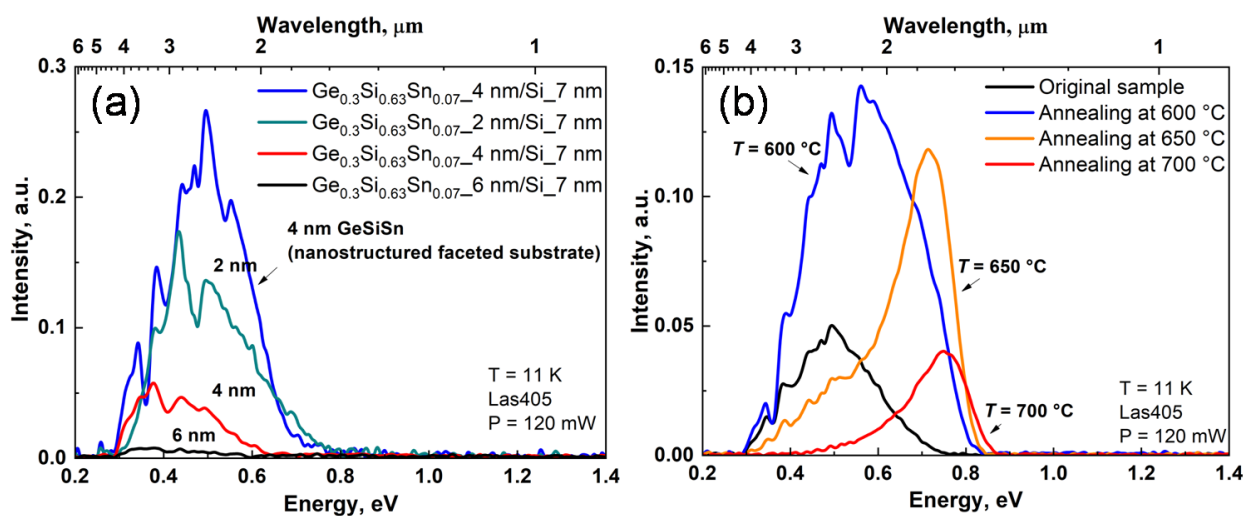


Рис. 1. (а) – фотолюминесценция от сверхрешёток с разной шириной квантовой ямы; (б) – фотолюминесценция от сверхрешётки с шириной квантовой ямы 2 нм после отжига при 600 °С, 650 °С и 700 °С.

от образца, отожжённого при 600 °С, значительно возрастает, по сравнению с исходным образцом, и смещается в сторону больших энергий. Такое поведение может быть связано с уменьшением количества точечных дефектов, которые способствуют безызлучательной рекомбинации. Отжиг при 650 °С приводит к появлению отчётливого пика с энергией около 0.71 эВ, а сигнал в районе 0.5 эВ заметно снижается. При температуре отжига 700 °С сигнал около 0.5 эВ практически исчезает, а пик вблизи 0.71 эВ смещается до 0.75 эВ, и его интенсивность снижается почти на порядок. Уменьшение ФЛ может быть связано с распадом твёрдого раствора GeSiSn, что подтверждается данными рентгеновской дифрактометрии. Дифракционные максимумы на кривых дифракционного отражения уширяются.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 20-79-10092).

- [1] Moutanabbir O. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **118**, 110502 (2021).  
 [2] Timofeev V. et al., *Nanoscale Res. Lett.*, **13**, 29 (2018).  
 [3] Timofeev V. et al., *Appl. Surf. Sci.*, **553**, 149572 (2021).

# Параметры однофотонных детекторов в синхронном и асинхронном режиме работы

**Хомякова К.И.**

*Национальный исследовательский томский государственный университет,  
634050, Томск, просп. Ленина, 36*

Детекторы одиночных фотонов (ДОФ) нашли применение в различных областях науки и техники. Регистрация слабого излучения в спектроскопии, космических исследованиях, атомной и молекулярной физике, мониторинг при производстве интегральных схем и окружающей среды, входят в состав биомедицинского оборудования: потоковые цитометры, ДНК-ридеры, оптические томографы и т.д. В последние годы они широко применяются в области квантовых телекоммуникаций и при построении оптических квантовых процессоров [1].

На сегодняшний день существует несколько типов фотодетекторов, которые могут справиться с задачей регистрации одиночного фотона с различной степенью эффективности: лавинные фотодиод, фотоэлектронные умножители (ФЭУ), многоканальные усилители (ФЭУ–МКП), сверхпроводящие детекторы (СПД) [2,3]. Наилучшими однофотонными детекторами в ближнем инфракрасном диапазоне для практического использования в области квантовых телекоммуникаций являются лавинные фотодиоды (ЛФД) на основе InGaAs/InP. Преимущество данных ЛФД в том, что они способны зарегистрировать слабые оптические сигналы за счет внутреннего усиления благодаря процессу ударной ионизации [1].

Данная работа посвящена измерению характеристик однофотонных ЛФД и поиску оптимальных параметров их работы для квантовых коммуникаций. Существует множество различных схем стендов, предназначенных для проведения автоматизированных измерений параметров стробируемого и ждущего детекторов одиночных фотонов.

В настоящей работе при помощи экспериментального стенда Российского квантового центра (РКЦ) и экспериментального стенда Кафедры квантовой электроники и фотоники проводились измерения параметров ДОФ производства РКЦ, изготовленных на основе лавинных фотодиодов со структурой InGaAs/InP, для двух режимов работы: ждущего и стробированного. Для измерения характеристик на ДОФ подавались импульсы полупроводниковым лазером с длиной волны 1550 нм, с частотой следования 100 кГц, ослабленные на величину 0,1 фотон/имп с помощью переменного и постоянного аттенюаторов. С помощью специального программного обеспечения производилось изменение температуры (от -40 до -60°C) и напряжения смещения ЛФД. Измерение характеристик ДОФ: квантовая эффективность, темновой шум (темновой счет), проводилось с помощью осциллографа и частотомера. Темновые шумы ЛФД определяются механизмами теплового или туннельного возбуждения. При достаточно высоких температурах использования ЛФД тепловое возбуждение будет вносить основной вклад в темновой счет (DCR), в то время как при низких температурах, но при

сильном электрическом поле основной вклад в DCR будет вносить именно туннельное возбуждение, вызываемое избыточным смещением [3].

В работе были получены экспериментальные зависимости темного счета ЛФД от температуры, а также проведены измерения темного счета и квантовой эффективности ЛФД от напряжения смещения для трех ждущих и двух стробированных фотоприемников.

В результате проведенных экспериментальных исследований зависимостей параметров ДОФ от температуры ЛФД и подаваемого на него напряжения смещения, было показано, что квантовая эффективность ДОФ, работающего в режиме стробирования, превосходит квантовую эффективность ДОФ в ждущем режиме. Данные зависимости позволяют выбрать рабочую точку для оптимального режима регистрации одиночных фотонов, исходя из допустимого уровня ложных срабатываний и квантовой эффективности.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России, проект № 0721-2020-0048.

[1] *Izhnin I. I. et al., App. Nanosci., 1-11 (2020).*

[2] *Trifonov A. et al., J Mod Opt., 51, 1399–1415 (2004).*

[3] *Zavodilenko V. et al., J Phys Conf Ser., 917, 062034 (2017).*

## Анизотропия рассеяния в HgTe (013) квантовых ямах

Худайбердиев Д.А.<sup>1,2</sup>, Савченко М.Л.<sup>2</sup>, Козлов Д.А.<sup>1,2</sup>, Квон З.Д.<sup>1,2</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>2</sup>, Дворецкий С.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>2</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

На основе квантовых ям HgTe в зависимости от их толщины реализуются совершенно различные с точки зрения электронного спектра системы, такие как Дираковские фермионы, двух- и трехмерные топологические изоляторы, а также полуметаллы [1]. По технологическим причинам данные квантовые ямы в основном растут в направлении [013], что приводит к высококачественным системам с электронной подвижностью до  $10^6$  см<sup>2</sup>/Вс [2]. Такое несимметричное направление роста может приводить к анизотропии электронного транспорта.

Работа посвящена экспериментальному изучению анизотропии электронного транспорта в квантовой яме HgTe (013) толщиной 22 нм, а именно - сопротивлений в перпендикулярных направлениях [100] и [03-1] при различных положениях уровня Ферми.

В результате была обнаружена относительно небольшая анизотропия ( $\rho_{[03-1]}/\rho_{[100]} = 1.1$ ) при углублении уровня Ферми в первую подзону размерного квантования H1 и значительный рост анизотропии ( $\rho_{[03-1]}/\rho_{[100]} = 1.6$ ) при активации состояний второй подзоны E2. (Рис. 1.)

Известно, что закон дисперсии в зоне проводимости данной системы изотропен, поэтому за наблюдаемую анизотропию транспорта может быть ответственна только анизотропия рассеяния. Наиболее правдоподобным механизмом является анизотропное рассеяние на шероховатостях гетерограниц квантовой ямы. Вследствие несимметричного направления роста шероховатости могут быть выражены сильнее в менее симметричном

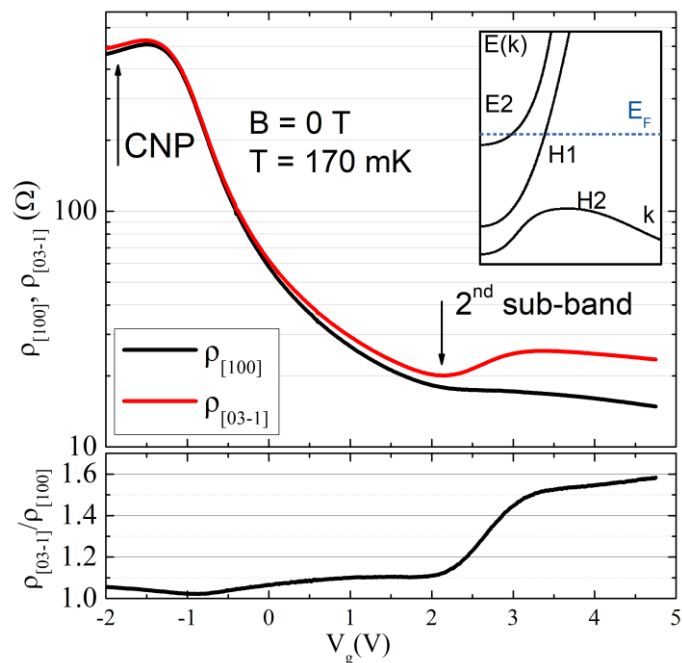


Рис.1. – Анизотропия затворной зависимости продольного сопротивления

направлении [03-1], чем в симметричном [100]. Качественно, резкий рост анизотропии с активацией второй подзоны по всей видимости связан с сильно анизотропным межподзонным рассеянием, однако попытки количественно описать данное явление не увенчались успехом.

[1] Z.D.Kvon, E.B.Olshanetsky, D.A.Kozlov, E.Novik, N.N.Mikhailov, S.A.Dvoretzky, *Low Temperature Physics* 37, 202 (2011).

[2] A.A.Dobretsova, L.S.Braginskii, M.V.Entin, Z.D.Kvon, N.N.Mikhailov, S.A.Dvoretzky, *Jetp Lett.* 101, 330–333 (2015).



## Исследование органических полевых транзисторов на основе фуран-фениленов

Шумилов Н.А.<sup>1,2</sup>, Казанцев М.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НИОХ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 9

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Одной из актуальнейших проблем органической электроники является изучение взаимосвязей между структурой материала и его различными свойствами для усовершенствования характеристик электронных устройств. Например, модифицирование структуры органических соединений позволяет изменить их оптоэлектронные свойства. В частности, введение заместителей в структуру молекул, например, атомов фтора является одним из наиболее эффективных подходов для настройки кристаллической решетки и оптоэлектронных характеристик линейных сопряженных малых молекул. Фуран-фениленовые со-олигомеры [1] являются одними из наиболее перспективных органических светоизлучающих полупроводников из-за присущей им способности сочетать высокую подвижность зарядов, люминесценцию и растворимость.

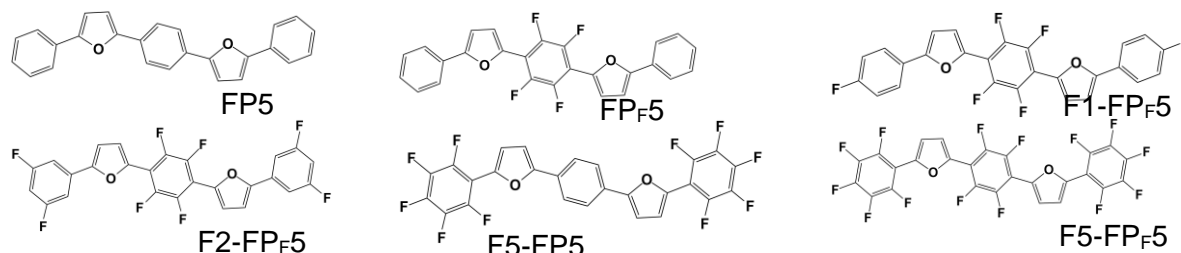


Рис. 1. Структуры исследуемых соединений.

В данной работе проведено исследование транспорта зарядов в монокристаллах фуран-фениленов и их производных со фторными заместителями в центральных и терминальных кольцах (Рис. 1) [2]. Для этого были изготовлены органические полевые транзисторы (ОПТ) с верхним затвором и верхними электродами из графита и подзатворным диэлектриком из парилена N/C. Были измерены транспортные характеристики ОПТ в режиме насыщения на основе исследуемых соединений на рисунке 1 (Рис. 2(а-г)). Среднее значения подвижности дырок и порогового напряжения для соединений FP5, FP<sub>F</sub>5, F1-FP<sub>F</sub>5, и F2-FP<sub>F</sub>5 составляют 0.08, 0.064, 0.033, и 0.001 см<sup>2</sup>/Вс и -12, -35, -54, и -70.5 В, соответственно (Рис. 2г). Кроме того, для соединения F2-FP<sub>F</sub>5 был обнаружен электронный транспорт, где среднее значение подвижности электронов и порогового напряжения составляют 0.011 см<sup>2</sup>/Вс и 68.2 В. Однако, остальные устройства, основанные на соединениях F5-FP<sub>F</sub>5 и F5-FP5, не проявляют полевого эффекта.

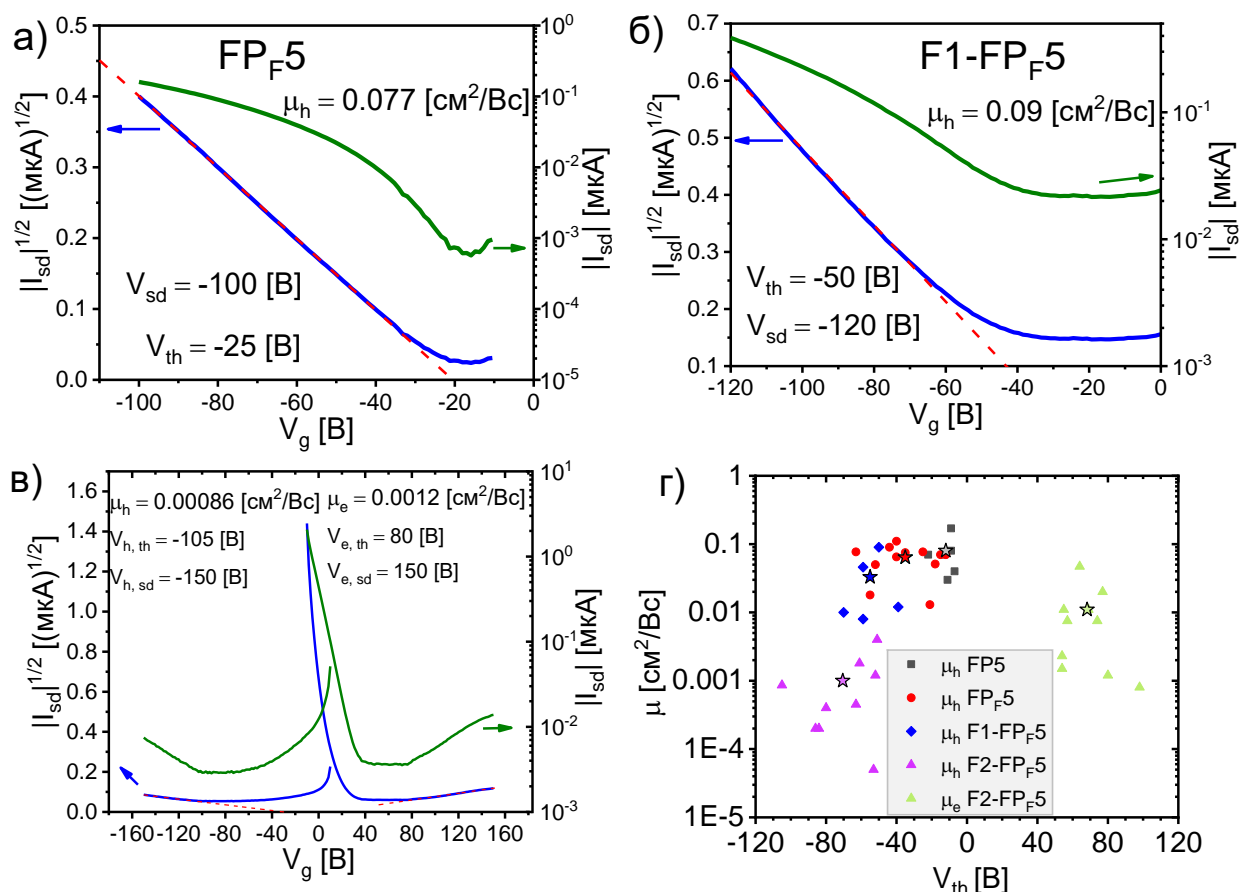


Рис.2. Транспортные характеристики в режиме насыщения органических полевых транзисторов с верхним затвором и верхними электродами для  $FP_{F5}$  (а),  $F1-FP_{F5}$  (б) и  $F2-FP_{F5}$  (в). Зависимость подвижности зарядов от порогового напряжения (г).

Таким образом, с увеличением числа фторных заместителей уменьшается подвижность дырок и увеличивается пороговое напряжение, что связано с ухудшением инжекции дырок из-за снижения уровней энергий ВЗМО и НВМО и из-за наличия поверхностно-дипольного эффекта сильных электроноакцепторных заместителей (атомов фтора). Селективное фторирование является эффективной стратегией сохранения эффективного переноса дырок и индуцирования переноса электронов в фуран-фениленовых монокристаллах.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 20-73-10090).

[1] Kazantsev M.S. et al., *RSC Adv.*, 2016, 6, 92325-92329.

[2] Koskin I.P. et al. *Selectively Fluorinated Furan-Phenylene Co-Oligomers Pave the Way to Bright Ambipolar Light-Emitting Electronic Devices* // *Adv. Funct. Mater.* 2021. 2104638.

## Детекторы ионизирующих излучений на основе арсенида галлия с глубокими центрами

Щербаков И.Д.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Центр исследований и разработок "Перспективные технологии в микроэлектронике", Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

Бурное развитие систем детектирования ионизирующих излучений определяет широкое применение цифровой рентгеновской визуализации в следующих областях: физика высоких энергий, астрофизика, медицина, системы безопасности и контроля. Актуальность использования полупроводников в качестве чувствительного объема детектора не вызывает сомнений. Регистрация ионизирующего излучения в полупроводниковых детекторах осуществляется напрямую, а не в два этапа как в сцинтилляторах. Основным преимуществом твердотельных структур перед газонаполненными является высокая плотность вещества, а значит для того чтобы затормозить частицу требуется гораздо меньший объем активной области.

В настоящее время проявляется большой интерес к полупроводникам с большим атомным номером  $Z$ , поскольку сечение фотопоглощения определяется как  $Z^5$ . Широкое распространение получили детекторы на основе германия (Ge) и арсенида галлия (GaAs). Атомный номер таких материалов  $Z = 32$ , что гораздо выше, чем у кремния (Si). Эффективному использованию Ge детекторов препятствует малая ширина запрещенной зоны. Данные детекторы не способны работать в условиях комнатной температуры и требуют внедрения в конструктив систем охлаждения, что существенно усложняет технологию создания подобных рентгеночувствительных устройств. Перспективность применения GaAs заключается в возможности использования детектора в условиях комнатной температуры, а также высокой подвижностью носителей заряда, что обеспечивает высокое быстродействие. В качестве основного недостатка являются точечные дефекты (EL2-центры), возникающие в процессе роста GaAs, которые выступают в роли глубоких донорных уровней. В ионизованном состоянии EL2<sup>+</sup>-центр обладает большим сечением захвата и существенно сокращает время жизни электронов (до 0.1 – 1 нс). В настоящее время используются два метода получения GaAs структур с высоким значением удельного сопротивления: за счет контролируемого введения глубоких донорных уровней EL2 или методом компенсации глубоким акцептором [1-8].

В качестве экспериментальной структуры выступали слитки n-GaAs (легированные мелкой донорной примесью) диаметром 3 и 4 дюйма, выращенные методом Чохральского. Методом проволоочной резки слитки были разделены на пластины. Для модификации электрофизических свойств n-GaAs пластин осу-

ществлялась компенсация глубокой акцепторной примесью (хромом Cr). Легирования глубоким акцептором производилось методом диффузионного отжига. Показано, что компенсированная структура GaAs:Cr обладает высоким удельным сопротивлением (HR – High Resistivity)  $> 10^9$  Ом·см. На основе полученного полупроводникового материала была сформирована детекторная структура симметричного вида металл/HR GaAs:Cr/металл. Для получения контактов использовались методы напыления и электрохимического осаждения различных металлов (никель, хром, ванадий, алюминий). Методом дисковой резки были получены образцы площадь которых составляла  $9 \text{ мм}^2$ , а толщина активной области не более 500 мкм.

Важнейшей характеристикой, определяющей работоспособность детекторов, является эффективность сбора заряда (Charge Collection Efficiency – CCE). Облучение детекторной структуры производилось перпендикулярно плоскости контактов при различной напряженности поля в активной области. В качестве источника гамма-квантов использовались изотопы америция и бария ( $^{133}\text{Ba}$  и  $^{241}\text{Am}$ ). Анализ амплитудных спектров и определение CCE производилось на энергии излучения 31 и 60 кэВ. Установлено, что при напряженности поля  $E > 2 \text{ кВ/см}$  эффективность сбора заряда HR GaAs:Cr детекторов составляет не менее 90 %. На основе уравнения Хехта и полученных полевых зависимостей было установлено время жизни электронов в структуре полупроводника, которое составило не менее 70 нс.

Результаты эксперимента демонстрируют, что компенсация глубоким акцептором (Cr) позволяет получать высокоомный материал с высоким временем жизни электронов. Детекторы на основе компенсированного GaAs обладают высокой эффективностью сбора заряда и могут стать основой для конструирования рентгеночувствительных цифровых устройств.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90076.

- [1] D. Budnitsky et al., *JINST* **9** C07011 (2014).
- [2] I. Chsherbakov et al., *JINST* **12** C02016 (2017).
- [3] D. Greiffenberg et al., *JINST* **14** P05020 (2019).
- [4] I. Chsherbakov et al., *JINST* **14** C12016 (2019).
- [5] K. Afanaciev et al., *JINST* **7** P11022 (2012).
- [6] E. Hamann et al., *JINST* **10** C01047 (2015).
- [7] I. Chsherbakov et al., *JINST* **13** C01030 (2018).
- [8] I. Chsherbakov et al., *JINST* **14** C01026 (2019).

## Светочувствительные мемристоры на основе пленок $\text{GeSi}_x\text{O}_y$ с нанокластерами германия

Юшков И.Д.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Для развития информационных технологий необходима новая универсальная память. Мемристоры являются наиболее перспективными кандидатами на создание современной универсальной памяти. В последнее время появились перспективы использования мемристоров в оптоэлектронике [1]. Возможность оптически стимулированного переключения мемристоров перспективна для создания оптических компьютеров, технического зрения и нейронных сетей.

Мемристорный эффект основан на управляемом переключении диэлектриков в состояния с высоким и низким сопротивлением (HRS и LRS, соответственно) и наблюдается в широком классе материалов. Наиболее перспективными материалами для практического использования в мемристорах являются оксиды и субоксиды металлов и полупроводников.

Преимущество германосиликатных стекол (твердых сплавов  $\text{Si}_x\text{Ge}_y\text{O}_z$ ) состоит в том, что технология их осаждения проста, не дорога и полностью совместима с кремниевой технологией. Особенности этих твердых сплавов являются две возможности наноразмерных флуктуаций потенциала. Значения щелей в плотности состояний в  $\text{SiO}_2$  (8-9 эВ) и  $\text{GeO}_2$  (4-5 эВ) существенно различаются. Это позволяет модулировать параметры ловушек следующего типа - включение оксидов германия в оксид кремния. Другая возможность - контролируемое формирование преципитатов с избытком атомов германия (или областей с дефицитом кислорода), которые также являются ловушками заряда, а также аморфных нанокластеров и/или нанокристаллов германия.

Исследуемые пленки твердых сплавов  $\text{Si}_x\text{Ge}_y\text{O}_z$  (~50 нм) были получены путем одновременного испарения порошков  $\text{GeO}_2$  и  $\text{SiO}_2$  (или  $\text{SiO}$ ) в высоком вакууме ( $10^{-8}$  Торр) и осаждения на нагретый до  $100^\circ\text{C}$   $\text{Si}(001)$  n-типа и p-типа. Были осаждены пленки различной стехиометрии: путем испарения источников  $\text{GeO}_2$  и  $\text{SiO}_2$ , в соответствии с химическим составом обозначены как  $\text{GeO}[\text{SiO}_2]$ ; и путем испарения источников  $\text{GeO}_2$  и  $\text{SiO}$ , в соответствии с химическим составом это пленка  $\text{GeO}[\text{SiO}]$ . В качестве верхнего электрода использовались прозрачные контакты ITO. Стехиометрия и структура образцов была определена с помощью электронной микроскопии, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, спектроскопии пропускания и отражения и инфракрасной спектроскопии поглощения с преобразованием Фурье (FTIR). Присутствие Ge-кластеров в пленках было обнаружено на основе анализа спектров комбинационного рассея-

ния света. Темновые и световые вольтамперные характеристики (I-V) были измерены при комнатной температуре в воздушной атмосфере.

Было обнаружено, что осажденные пленки GeO[SiO] содержат аморфные нанокластеры Ge. Отжиг в печи при температуре 500 °C приводит к дальнейшему формированию кластеров  $\alpha$ -Ge в обоих типах пленок.

Обратимые (до нескольких тысяч циклов) резистивные переключения с HRS на LRS (мемристорный эффект) наблюдались для структур металл-диэлектрик-полупроводник (МДП), а именно p-Si (или n-Si)/ GeO[SiO<sub>2</sub>] (или GeO[SiO])/ITO в атмосфере воздуха. В отожженной МДП структуре с нанокластерами Ge наблюдалась как отрицательная, так и положительная фотопроводимость, когда к верхнему электроду ITO прикладывалось отрицательное/положительное напряжение. Возможно, это связано со стимулированным светом освобождением дырок из Ge-нанокластеров, которые действуют как глубокие ловушки [2]. Был получен эффект влияния освещения на I-V характеристики МДП-структур и на резистивное переключение этих структур. Наблюдалось уменьшение напряжения переключения при освещении светом. Возможно, наблюдаемые эффекты откроют путь к созданию мемристоров, переключаемых световыми импульсами. Другим перспективным направлением может стать создание оптоэлектронных устройств, сочетающих свойства мемристора и светоизлучающего диода, как, например, использование МДП-структур с нанокристаллами кремния.

[1] Zhenyu Zhou et al., *Appl. Phys. Lett.*, 118, 191103 (2021).

[2] V.A. Volodin et al., *Physica Status Solidi (RRL) Rapid Research Letters*, 14, 2000165 (2020).

## Авторский указатель

Алиев В.Ш.....	18	Малин Т.В.....	32
Ахундов И.О. ....	28	Марин Д.В.....	30
Бакаров А.К.....	40	Машанов В.И.....	42
Баранов Е.А.....	7	Миронов А.Ю.....	13
Бацанов С.А.....	7	Михайлов Н.Н. ....	38, 46
Бер Б.Я. ....	32	Мутилин С.В.....	20
Вдовин В.И.....	7, 32	Никифоров А.И. ....	42
Вергулес А.И.....	9	Олейник В.Л. ....	26
Голяшов В.А. ....	28	Осинных И.В. ....	32
Горшков Д.В.....	30	Перевалов Т.В.....	18
Гриценко В.А. ....	18	Петров А.С.....	9
Гутаковский А.К.....	7	Погосов А.Г. ....	40
Дворецкий С.А.....	38, 46	Пономарев С.А. ....	16, 22, 34
Дирко В.В. ....	11	Похабов Д.А.....	40
Дмитриев Д.В.....	22, 24	Просвирин И.П. ....	18
Дураков Д.Е.....	13	Протопопов Д.Е.....	36
Журавлев К.С.....	22, 24, 32	Прудаев И.А.....	26
Залялов Т.М.....	14	Рогило Д.И. ....	9, 16, 34
Замчий А.О.....	7	Рыжков М.С. ....	38
Захожев К.Е.....	16	Сабина И.В. ....	30
Исламов Д.Р. ....	14	Савченко М.Л. ....	38, 46
Исхакзай Р.М.Х.....	18	Сарыпов Д.И. ....	40
Ищенко Д.В. ....	28	Сидоров Г.Ю.....	30
Казанцев Д.Ю.....	32	Скворцов И.В.....	42
Казанцев М.С. ....	48	Соколов А.С.....	11
Капогузов К.Е. ....	20	Тарасов А.С.....	28
Квон З.Д.....	38, 46	Терещенко О.Е. ....	28
Козлов Д.А. ....	38, 46	Тимофеев В.А.....	42
Колосовский Д.А. ....	22, 24	Торопов А.И. ....	22, 24
Коляда Д.В. ....	42	Фирсов Д.Д. ....	42
Комков О.С.....	42	Хомякова К.И. ....	44
Комонов А.И. ....	20	Хорошилов В.С. ....	36
Копьев В.В.....	26	Худайбердиев Д.А.....	38, 46
Корецкий А.В.....	28	Шумилов Н.А. ....	48
Кох К.А. ....	28	Щербаков И.Д.....	50
Краснова И.А. ....	30	Юшков И.Д. ....	52
Лозовой К.А. ....	11	Яковкина Л.В.....	20
Лошкарёв И.Д. ....	42		