

Белорусский государственный университет

НИЗКОРАЗМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОЛУЧЕНИЯ, ДИАГНОСТИКИ,
ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ И ПРИМЕНЕНИЯ
НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И СИСТЕМ

Сборник научных трудов

Под реакцией В.Ф. Стельмаха и А.К. Федотова

Минск, 2000 г.

ББК 32.844.1+22.37
УДК 621.382-181.48+539.2
Н 613

Руководители группы рецензирования:
доктор технических наук, член-корр. НАНБ *В.А. Пилипенко*,
кандидат физико-математических наук, доцент *Н.А. Поклонский*

Низкоразмерные системы. Физические основы получения, диагностики, функционирования и применения низкоразмерных элементов и систем: Сборник научных трудов / Под ред. В.Ф. Стельмаха и А.К. Федотова. – Мн.: Технопринт, 2000. –100 с.

ISBN 985-6373-40-9

В сборник вошли результаты работ, выполнявшихся в 1999 году в ВУЗах Республики Беларусь в рамках Межвузовской программы фундаментальных исследований „Физические основы получения, диагностики, функционирования и применения низкоразмерных элементов и систем“. Данные работы посвящены разработке принципов технологии получения и диагностики материалов с низкоразмерным структурированием, изучению свойств низкоразмерных элементов и структур, а также теории статических и динамических низкоразмерных систем.

Сборник может быть полезен научным сотрудникам, преподавателям, а также аспирантам и студентам физических, химических и технических факультетов университетов и других ВУЗов.

ББК 32.844.1+22.37
УДК 621.382-181.48+539.2

ISBN 985-6373-40-9

© БГУ, 2000

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

К Р А Т К И Й О Т Ч Е Т

о выполнении Межвузовской программы фундаментальных исследований Министерства образования Республики Беларусь
“Физические основы получения, диагностики, функционирования и применения низкоразмерных элементов и систем”

НИЗКОРАЗМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ – БГУ

за 1999 год

В соответствии с задачами Программы и тематическим планом основные усилия в 1999 году были направлены на решение следующих фундаментальных, прикладных и учебно–научных проблем:

- *Разработка методов получения и диагностики материалов с низкоразмерным структурированием;*

- *Исследование свойств одиночных низкоразмерных элементов (атомно–молекулярных комплексов, треков, пор, мембран, пленок, поверхностей и внутренних границ раздела и др.) и их ансамблей, а также низкоразмерных структур;*

- *Исследование ансамблей низкоразмерных элементов в прозрачных и непрозрачных матрицах;*

- *Разработка теоретической базы описания атомных и электронных процессов в низкоразмерных элементах и их ансамблях, а также параметров низкоразмерных структур;*

- *Разработка учебно–научной базы для подготовки специалистов в области физико–химии низкоразмерных систем.*

В процессе решения указанных проблем в 1999 году получены следующие результаты:

Установлены физико–химические закономерности золь–гель синтеза объемно–формованных монолитных оптических материалов, содержащих низкоразмерные частицы оксидов и оксифторидов переходных материалов.

Разработаны методики синтеза и очистки сополимеров N-изопропилакриламида со спиропирановым мономером. Определена характеристическая вязкость и средневязкостная молекулярная масса.

Разработан и создан лабораторный макет спектромера оптического отражения с управлением от интеллектуального контролера на основе однокристалльной микро-ЭВМ.

Созданы способы получения коллоидных дисперсных систем на основе низкоразмерных металлов и их оксидов с заданными свойствами.

На основе полимерных микросеток получены различные по функциональным свойствам металлооксидные соединения (полупроводники — SnO_2 , Fe_2O_3 , $0.9\text{ZrO}_2 \times 0.1\text{Y}_2\text{O}_3$ и др., феррит магния Mg_2FeO_4 и высокотемпературный сверхпроводник $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$), сохраняющие на субмикронном уровне форму целлюлозного предшественника. Получены многослойные сетчатые структуры SnO_2 . Показана возможность управлять их сопротивлением в широком диапазоне, задавая определенное число слоев из микросеток, наносимых на подложку.

Установлено “очищение” поверхности резины от серы при ионно-асистированном осаждении на нее покрытий в условиях саморадиации вследствие миграции серы в покрытие в результате восходящей диффузии серы в покрытие.

Разработаны принципы построения структур из малоразмерных элементов на основе молекул фуллеренов, эндофуллеренов, кластеров. Получены гетерофазные структуры Sn-C_{60} , Cu-C_{60} , Mn-C_{60} и определены их оптические и электрофизические характеристики. Получены фуллереносодержащие ячеистые структуры нанометровых размеров.

Предложен метод определения радиуса локализации состояний, длины прыжков электронов по локализованным состояниям и их плотности из измерений температурной зависимости проводимости и ВАХ низкоразмерных сетчатых структур, в которых имеет место прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка.

Исследованы электрофизические свойства коллоидных растворов никеля в минеральном масле. Предложен способ оценки состояния окислительного старения коллоидных растворов никеля в минеральном масле, который может быть пригодным и для других низкоразмерных металлов, в том числе для свежего и самоокислившегося масла.

Разработана и экспериментально подтверждена модель влияния парамагнитных ионов Cu^{2+} и Fe^{3+} как центров с короткими временами релаксации на спектры ЭПР углеродных материалов. Предложен и апробирован

метод анализа сорбционных и прочностных свойств соединений фуллереноподобных и полимерных структур.

Зарегистрированы спектры флуоресценции водных растворов синтезированных сополимеров N-изопропилакриламида со спиропирановым номером. Разработана модель формирования агрегатов поли-N-изопропилакриламида в бислойной липидной мембране. Модель позволяет вычислить величину потенциальной энергии взаимодействия молекул сополимеров НИПАА, получить распределение молекул модификатора между различными агрегатами и оценить размер агрегатов в зависимости от радиуса молекулы и диэлектрической проницаемости внутри агрегата.

Изучено участие ионов металлов в переносе заряда электропроводящих полимеров и исследована временная стабильность этих материалов. Найдены чувствительные к облучению материалы с линейным характером зависимости диэлектрических потерь от экспозиции.

Показана обратимость изменения фотофизических и фотохимических свойств комплексов тетрапиррольных пигментов и бислойных липидных мембран при структурных перестройках, индуцированных изменением температуры и активностью ионов водорода в среде.

Рассмотрена роль напряжений при эволюции поровых систем. Показано, что механические напряжения, возникающие при росте поры, ответственны за формирование поровых систем в объеме и на границе зерен.

Установлено, что в бескислородном Si технологические примеси Ni и Au эффективно взаимодействуют с кислородными комплексами. Распад пересыщенного твердого раствора Ni в кремнии начинается при 350 – 400 °C, а золота при температурах выше 500 °C.

Развита новая модель трека в облученном высокоэнергетичными ионами алмазе. Ионный трек представляет собой одномерный низкоразмерный элемент в матрице твердого тела, ориентированный вдоль направления облучения, атомы в оболочке которого перегруппированы с изменением гибридизации от sp^2 к sp^3 .

Исследован токоперенос инжектированных носителей заряда в алмазе, содержащем треки высокоэнергетичных ионов криптона. Показано, что до температур отжига 800 °C облучение высокоэнергетичными ионами крип-

тона дозой $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ приводит к возникновению глубоких ловушек с плотностью состояний свыше $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$ до 1.2 эВ выше потолка валентной зоны.

Получен и исследован режим модуляции добротности лазера на $\text{Ho}^{3+}:\text{YAG}$ с длиной волны генерации 2.13 мкм при использовании в качестве пассивного затвора стекла с наночастицами PbSe . Получены импульсы длительностью 60 нс с энергией до 20 мДж.

Получен режим модуляции добротности лазера с длиной волны генерации 1.064 мкм при использовании образцов наночастиц Cu_2Se с химически модифицированной поверхностью в золь-гель стекле как пассивных затворов. Получены импульсы лазерного излучения с длительностью 100 нс и энергией 5 мДж.

Показано существование широкой функции распределения по одномерным ширинам 0–0-перехода для молекул, локализованных вблизи границы раздела матрица-вакуум. Сделано заключение, что наблюдаемый разброс однородных ширин является экспериментальным проявлением проявлением неидентичности молекул по радиационным временам жизни, обусловленным значительными различиями локального окружения центров вблизи границы разделов.

Исследовано влияние скорости напыления на топологию поверхности и оптические свойства тонких пленок золота. Исследовано влияние температуры подложки в процессе вакуумного напыления на топологию поверхности и оптические свойства тонких пленок золота.

Проведен расчет электрофизических и электрических свойств одномерных и квазиодномерных кремниевых, а также арсенид-галлиевых полевых транзисторных структур при условии заполнения электронами одной и нескольких энергетических подзон. Проведен анализ особенностей решения трехмерного уравнения Пуассона в активной области такого рода приборов. Разработан алгоритм расчета дрейфовой скорости и подвижности электронов, а также электрического тока в кремниевом полевом транзисторе с каналом в виде квантовой проволоки.

Проведен расчет сечения фотоионизации примесных атомов (D^0 и D^- -центров) в полупроводниковой квантовой яме. Показано, что сечение фотоионизации D^0 и D^- -центров в квантовой яме на порядок превышает сечение фотоионизации в 3D-кристалле. Рассмотрено электрическое и магнит-

ное взаимодействие самозаряженных микрочастиц при наложении внешнего магнитного поля. Предложен способ диссоциации самозаряженных микрочастиц переменным магнитным полем.

С использованием подхода функционального интегрирования и сингулярной теории возмущения проведен анализ квантовой локализации для ряда модельных двумерных бильярдных систем. Развита методика для описания квантовых канонических преобразований в формализме функционального интегрирования и показано, что возможна корректная процедура перехода к переменным действие–угол, приводящая к правильной поправке на сдвиг энергии основного состояния.

Разработаны модель диффузии фосфора в кремнии, модель диффузии бора в кремнии и модель диффузии бериллия в арсениде галлия. Проведены расчеты соответствующих диффузионных процессов. Подготовлена база данных для моделирования процессов переноса примесных атомов и точечных дефектов при формировании низкоразмерных элементов и структур.

Проведен анализ физических процессов, протекающих в НРС на эффекте одноэлектронного туннелирования. Установлены закономерности влияния электро–физических (диэлектрической проницаемости изолятора и высоты потенциального барьера туннельных переходов) и конструктивно–технологических (размеров проводящего “островка” и ширины туннельных переходов истока и стока) параметров на основные характеристики одноэлектронных транзисторов: рабочую температуру, граничную частоту и вольт–амперную характеристику приборов с плоской и сферической конфигурацией.

Результаты проведенных исследований по 27 темам Программы были доложены на отчетной конференции 8 декабря 1999 года. По результатам исследований в 1999 году опубликовано 28 статей, подано в печать 19 статей, сделано 42 доклада на конференциях, издано одно учебно–методическое пособие по физике низкоразмерных систем, изданы материалы отчетной конференции по программе за 1998 год.

Отчет утвержден на заседании Координационного совета программы (Протокол N5 от 22 ноября 1999 года) и Совета физического факультета (Протокол N5 от 25 ноября 1999 года).

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ МАТЕРИАЛОВ И КОНСТРУКЦИИ НА ПРЕДЕЛЬНЫЕ И ВОЛЬТ–АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

© 2000 г. Абрамов И.И., Гончаренко И.А., Новик Е.Г.

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники

С использованием разработанных методики, модели и комплекса программ моделирования одноэлектронных структур SET–NANODEV [1, 2] проведено теоретическое исследование одноэлектронных транзисторов на основе различных соединений металлов: Al/AlO_x , Al/SiO_2 , Au/Al_2O_3 , Nb/Al_2O_3 , Ti/TiO_x , Cr/Cr_2O_3 , Nb/NbO_x . Установлены закономерности влияния параметров материалов и конструкции на предельные и вольт–амперные характеристики приборов с плоской и сферической конфигурацией [3, 4].

Влияние параметров материалов и конструкции на предельные характеристики приборов

В результате проведенного исследования предельных характеристик (рабочей температуры T_{op} и граничной частоты F_i) одноэлектронных транзисторов на различных соединениях металлов в зависимости от электрофизических параметров структуры (диэлектрической проницаемости изолятора ϵ_d и высоты потенциального барьера туннельных переходов ϕ) были установлены следующие закономерности: 1) уменьшение ϵ_d изолятора и ϕ туннельных переходов вызывает увеличение численных значений T_{op} и F_i для приборов с плоской и сферической конфигурацией; 2) ϕ туннельных переходов оказывает более существенное влияние на предельные характеристики одноэлектронных транзисторов по сравнению с ϵ_d изолятора при фиксированной ширине туннельных переходов истока (стока) $\bar{a}_i$; 3) оба электрофизических параметра влияют существенным образом на предельные характеристики прибора со сферической конфигурацией при фиксированном радиусе проводящего “островка” r_0 ; 4) исследованные в работе системы можно представить в следующем порядке по критерию более высоких численных значений предельных характеристик для приборов с плоской и сферической конфигурацией при фиксированном значении ширины туннель-

ных переходов истока (стока): Cr/Cr₂O₃, Nb/NbO_x, Ti/TiO_x, Nb/Al₂O₃, Al/AlO_x, Au/Al₂O₃, Al/SiO₂ и для прибора со сферической конфигурацией при фиксированном r_0 : Cr/Cr₂O₃, Al/SiO₂, Nb/Al₂O₃, Au/Al₂O₃ (Al/AlO_x), Ti/TiO_x, Nb/NbO_x.

Приведем некоторые из полученных результатов, подтверждающие вышеперечисленные закономерности. На рис. 1 представлены графики зависимости F_i от d_s для одноэлектронных транзисторов с плоской конфигурацией на различных соединениях металлов. Из рисунка видно, что наиболее оптимальную характеристику имеет транзистор на основе Ti/TiO_x/Ti-переходов, несмотря на то, что значение ϵ_d изолятора структуры самое большое из рассматриваемых четырех систем. Это можно объяснить тем, что ϕ переходов у этого прибора значительно меньше, чем у остальных структур. Таким образом, значение ϕ в большей степени влияет на F_i , чем ϵ_d при постоянной ширине переходов.

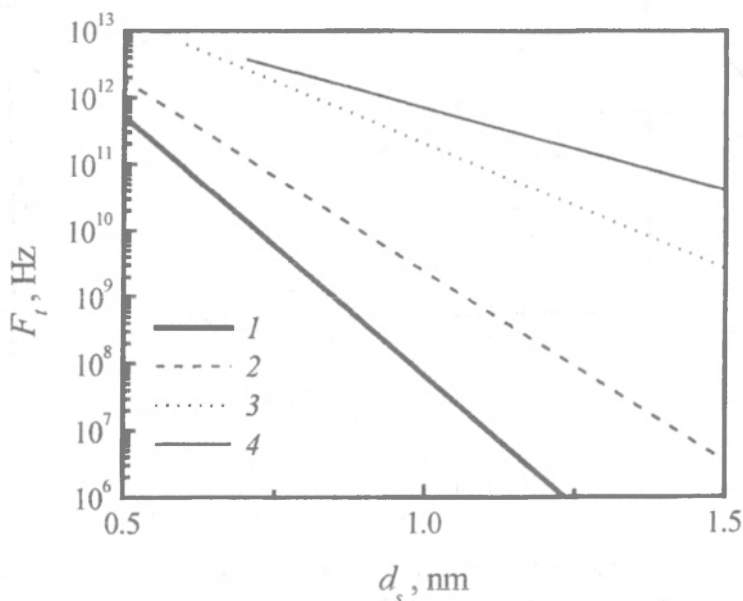


Рис. 1. Зависимость граничной частоты от ширины туннельных переходов истока (стока) для транзисторов с плоской конфигурацией на различных соединениях металлов: 1 — Al/SiO₂, 2 — Au/Al₂O₃, 3 — Nb/Al₂O₃, 4 — Ti/TiO_x

На рис. 2 приведены графики зависимости T_{op} от r_0 для транзисторов со сферической конфигурацией на различных соединениях металлов. Из графиков видно, что значение ϵ_d в данном случае оказывает существенное влияние на T_{op} . Транзистор на основе Ti/TiO_x/Ti-переходов имеет более высокое значение T_{op} , чем прибор на основе Nb/NbO_x/Nb-переходов, несмотря на то, что высота туннельных переходов у последнего меньше. Самую высокую T_{op} имеет транзистор на основе Cr/Cr₂O₃/Cr-переходов за счет самой малой ϕ из анализируемых систем и относительно малого значения ϵ_d .

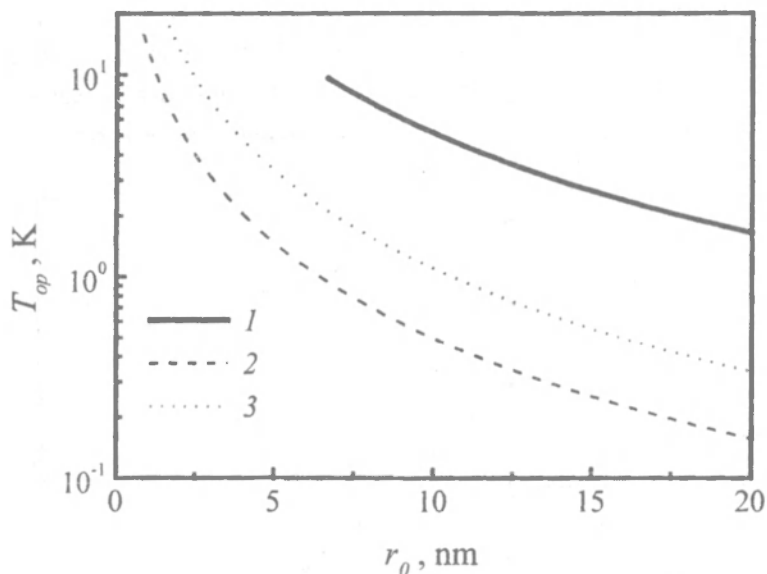


Рис.2. Зависимость рабочей температуры от радиуса проводящего "островка" для транзисторов со сферической конфигурацией на различных соединениях металлов: 1 — Cr/Cr₂O₃, 2 — Nb/NbO_x, 3 — Ti/TiO_x

В результате исследования предельных характеристик одноэлектронных транзисторов в зависимости от параметров конструкции были установлены следующие закономерности: 1) уменьшение ширины туннельных переходов истока (стока) и размеров проводящего "островка" вызывает увеличение численных значений T_{op} и F для приборов с плоской и сферической конфигурацией; 2) по мере возрастания ϕ предельные характеристики становятся более чувствительными к изменению ши-

рины туннельных переходов. Системами, менее чувствительными к варьированию ширины переходов, являются следующие: $\text{Cr/Cr}_2\text{O}_3$, Nb/NbO_x , Ti/TiO_x , $\text{Nb/Al}_2\text{O}_3$, а более чувствительными: Al/SiO_2 , $\text{Au/Al}_2\text{O}_3$, Al/AlO_x .

Влияние параметров материалов и конструкции на ВАХ приборов

Расчеты ВАХ были проведены для транзисторов с плоской конфигурацией на основе туннельных переходов $\text{Nb/NbO}_x/\text{Nb}$ и $\text{Ti/TiO}_x/\text{Ti}$. Такие структуры имеют сравнительно приемлемые значения T_{op} и $\bar{r}$ по сравнению с рядом приборов на других соединениях металлов с такой же конфигурацией. В результате были установлены следующие закономерности влияния параметров материалов и конструкции на ВАХ: 1) отличие в силе тока для приборов одинаковых размеров при фиксированных смещениях и температурах для различных материалов может быть существенным, в частности, составлять около трех порядков для транзисторов на основе $\text{Nb/NbO}_x/\text{Nb}$ - и $\text{Ti/TiO}_x/\text{Ti}$ -переходов. В случае меньшего значения ϕ и большего значения ϵ_d (для системы Nb/NbO_x) ток в структуре будет больше; 2) наличие в приборе бокового затвора, к которому прикладывается смещение, существенным образом влияет на величину области кулоновской блокады и мало влияет на силу тока; 3) уменьшение ширины туннельных переходов истока и стока, увеличение размеров проводящего “островок”, повышение температуры приводит к увеличению тока стока в структуре; 4) асимметричность структуры (отличие в значениях ширины туннельного перехода для истока и стока), понижение температуры окружающей среды приводит к более ярко выраженной ступенчатой форме ВАХ, причем последнее зависит и от используемого материала. Так, для транзистора на основе $\text{Ti/TiO}_x/\text{Ti}$ -переходов характерны больший период и более четкая форма ступенек, чем для прибора на основе $\text{Nb/NbO}_x/\text{Nb}$ -переходов при одинаковых конструктивно-технологических параметрах, смещениях и рабочей температуре.

В качестве примера на рис. 3 приведены ВАХ одноэлектронных транзисторов на основе $\text{Nb/NbO}_x/\text{Nb}$ -переходов для случаев равных значений ширины туннельных переходов истока и стока ($W_S = W_{\bar{S}} = 18 \text{ нм}$) и для различных значений этих параметров ($W_S = 17.5 \text{ нм}$, $W_{\bar{S}} = 18 \text{ нм}$) – соответственно кривые 1 и 2. Из полученных зависимостей видно, что отличие в значениях ширины туннельных переходов для истока и стока приводит к появлению на ВАХ приборов ступенек, период которых приблизительно равен 0.045 В. Расчеты характеристик, пред-

ставленных на рис. 3, были проведены для рабочей температуры 103 К. При значительном повышении рабочей температуры (до 300 К) ступеньки на ВАХ исчезают. Это проявление подавления эффекта одноэлектронного туннелирования термическими флуктуациями в одноэлектронном транзисторе при повышении его рабочей температуры.

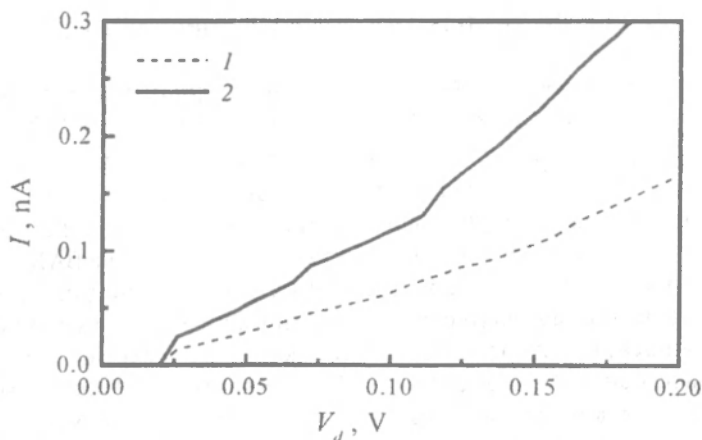


Рис. 3. ВАХ одноэлектронных транзисторов на основе Nb/NbO_x/Nb-переходов для одинаковых (кривая 1) и различных (кривая 2) значений ширины туннельных переходов истока и стока

Выводы

Установленные закономерности влияния электрофизических и конструктивно-технологических параметров на рабочую температуру, граничную частоту и ВАХ одноэлектронного транзистора позволяют подобрать подходящие материалы и размеры структур для получения приборов с требуемыми значениями этих характеристик.

Список литературы

- [1] И.И. Абрамов, И.А. Гончаренко, Е.Г. Новик. Известия Белорусской инженерной академии, 1 (3), 50 (1997).
- [2] И.И. Абрамов, И.А. Гончаренко, Е.Г. Новик. Письма в ЖТФ, 24, 8, 16 (1998).
- [3] И.И. Абрамов, Е.Г. Новик. Материалы 9-ой Международной Крымской Микроволновой Конференции КрыМиКо '99 (Севастополь, 1999) с.292.
- [4] И.И. Абрамов, Е.Г. Новик. Известия Белорусской инженерной академии, 1 (7), 114 (1999).

РАСЧЕТ МЕТОДОМ МОНТЕ–КАРЛО ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ КВАЗИОДНОМЕРНЫХ МОП–СТРУКТУР

© 2000 г. Борздов В.М., Галенчик В.О., Жевняк О.Г., Комаров Ф.Ф.

Белорусский государственный университет

Дальнейший прогресс в области микро- и нанозлектроники вызывает повышенный интерес к исследованию электрических свойств квазиодномерных МОП–структур. Определенные преимущества, которые могут быть достигнуты в приборах, созданных на их основе, связаны с возможным уменьшением времени переключения и повышением быстродействия, что открывает перспективы по их использованию в качестве активных элементов ИС. Одним из наиболее эффективных методов исследования полупроводниковых структур с объемным и двумерным электронным газом является численный метод Монте–Карло. Однако, на сегодняшний день, насколько нам известно, не существует алгоритмов самосогласованного расчета электрических характеристик квазиодномерных МОП–структур на основе этого метода. В этой связи весьма актуальной представляется задача разработки алгоритмов и программ для определения различных электрофизических параметров такого рода структур методом Монте–Карло.

В представленной работе описаны основные особенности разработанного алгоритма и приведены некоторые результаты расчета кинетических параметров, характеризующих перенос электронов в квазиодномерной кремниевой МОП–структуре с постоянным продольным электрическим полем. Длина канала МОП–структуры полагалась равной $L_{ch} = 0.25$ мкм, толщина подзатворного окисла — $d_{ox} = 10$ нм, линейная концентрация электронов — 10^7 м⁻¹, уровень легирования подложки — $N = 4 \cdot 10^{23}$ м⁻³. Напряженность электрического поля была равна 10^3 и 10^4 В/м, температура кристалла — $T = 300$ К.

В основу разработанного алгоритма положена модель переноса, предполагающая квантование энергии электронов в двух направлениях и учитывающая рассеяние носителей заряда на шероховатостях поверхности, ионах примеси, акустических и оптических фононах. Формулы для расчета интенсивностей двух первых механизмов рассеяния приведены в [1]. Интенсивности фононных механизмов рассчитывались с использованием следующих соотношений [2]:

$$W_{ac} = \sum_{n'} \sum_{m'} \sqrt{\frac{2m^*}{E - E_{n'm'}}} \frac{D_{ac}^2 k_b T}{\rho \hbar^2 u^2} U(E - E') \int |\psi_{nm}(y, z) \psi_{n'm'}(y, z)|^2 dy dz \quad (1)$$

для акустических фононов и

$$W_{opt} = \sum_{n'} \sum_{m'} \sqrt{\frac{m^*}{2(E - E_{n'm'})}} \frac{D_{opt}^2 g_{n'm'}}{\rho k_b T_{ph}} \left(N_{ph} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) U(E - E') \times \\ \times \int |\psi_{nm}(y, z) \psi_{n'm'}(y, z)|^2 dy dz \quad (2)$$

для оптических, где n, m и n', m' — номера, соответственно, начальной и конечной подзон при рассеянии; $D_{ac} = 9.5$ эВ; ρ — плотность материала; s — скорость звука в кремнии; $U(E - E')$ — ступенчатая функция; $\psi_{nm}(y, z)$ и $\psi_{n'm'}(y, z)$ — волновые функции электрона, расположенного на конкретной подзоне; $D_{opt} = 9 \cdot 10^{10}$ Дж/м; N_{ph} — заселённость фононов с температурой T_{ph} ; $g_{n'm'}$ — параметр мультиплексности конечной подзоны при данном переходе. Рассеяние электронов на акустических фононах может приводить к межподзональному рассеянию в пределах только одной долины, тогда как рассеяние на оптических фононах сопровождается межподзонным переходом, при котором конечная подзона (n', m) расположена в другой долине по отношению к первоначальной подзоне (n, m).

Необходимо различать два типа переходов: между одноосными (g -переходы) и неоднородными (f -переходы) долинами. В первом случае температура оптического фонона равняется $T_{ph} = 750$ К, а параметр $g_{n'm'} = 2$, во втором — $T_{ph} = 630$ К и $g_{n'm'} = 4$. При этом, как и в двумерном случае, различают f -переходы в подзоны с большей эффективной массой $m^* = 0.916 m_0$ и с меньшей — $m^* = 0.19 m_0$, для каждого из них параметр $g_{n'm'} = 2$.

Расчет значений энергетического спектра электронов, а также волновых функций и плотности электронного заряда в поперечных направлениях канала осуществлялся путем самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. При этом для решения уравнения Шредингера использовался итеративный метод ортогонального расширения, базирующийся на рассмотрении нестационарного уравнения Шредингера [3]. В основе данного метода лежит схема распространения начального волнового пакета в мнимом времени ($t = -i\tau$) и использование алгоритма Грамма-Шмидта для получения возбужденных состояний системы.

Метод ортогонального расширения кратко состоит в следующем. Формально решение нестационарного уравнения Шредингера имеет вид:

$$\Psi(r, t + \Delta t) = \exp\left(\frac{-i}{\hbar} \int_t^{t+\Delta t} H dt\right) \Psi(r, t). \quad (3)$$

Здесь $r = (z, y)$, H — гамильтониан, и t — время.

Представим решение (3) в виде:

$$\Psi(r, t + \Delta t) = \exp\left(-i \frac{\phi \Delta t}{2\hbar}\right) \exp\left(-i \frac{p^2 \Delta t}{2m^* \hbar}\right) \exp\left(-i \frac{\phi \Delta t}{2\hbar}\right) \Psi(r, t) + O(\Delta t^3), \quad (4)$$

разделив операторы потенциальной и кинетической энергии, где $\phi = \phi(z, y)$ — потенциальная энергия. Для вычисления экспоненты, связанной с кинетической энергией, использовалось следующее приближение

$$\exp\left(i \frac{\hbar \Delta t}{2m^*} \frac{d^2}{dr^2}\right) \Psi(r, t) \cong \left(1 - i \frac{\hbar \Delta t}{4m^*} \frac{d^2}{dr^2}\right)^{-1} \left(1 + i \frac{\hbar \Delta t}{4m^*} \frac{d^2}{dr^2}\right) \Psi(r, t). \quad (5)$$

Ошибка, вносимая приближением (5) такая же, как и в приближении (4). При этом решение уравнения (5) сводится к решению конечно-разностной схемы.

Главное достоинство примененного здесь метода состоит в значительном уменьшении вычислительных затрат для задач с относительно небольшим числом собственных значений по сравнению с традиционными методами решения задачи на собственные функции и собственные значения.

Плотность заряда для одномерной квантовой ямы определяется формулой:

$$n(z, y) = \sum_0^{N_E-1} |\Psi_m(z, y)|^2 F_{-1/2}(E_m), \quad (6)$$

где суммирование ведется по всем разрешенным состояниям квантовой ямы и, соответственно, N_E — число таких состояний. $F_{-1/2}(E_m)$ — интеграл Ферми порядка $-1/2$. Полученное значение $n(z, y)$ подставляется в уравнение Пуассона. Решение последнего дает потенциал $\phi(z, y)$, позволяющий получить новые собственные функции и собственные значения в уравнении Шредингера. Критерием выхода из петли самосогласования было получение нового набора собственных значений, каждый элемент которого отличался от старого не более чем на 1 мэВ.

На основе разработанного алгоритма переноса электронов в канале квазиодномерной кремниевой МОП-структуры была написана программа для расчета ее электрофизических параметров. На рис. 1 в качестве примера приведены рассчитанные значения средней энергии и дрейфо-

вой скорости носителей заряда в зависимости от относительной координаты x/L_{ch} вдоль канала для двух значений напряженности электрического поля (непрерывные линии — дрейфовая скорость и штриховые — энергия).

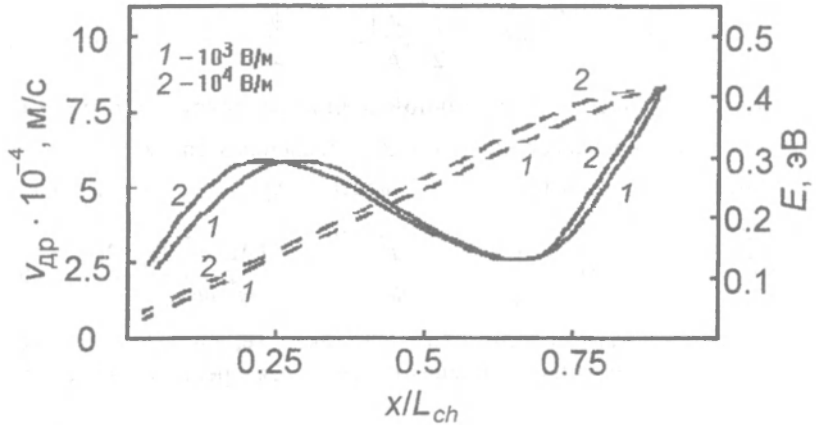


Рис. 1. Рассчитанные значения средней энергии (штриховые линии) и дрейфовой скорости носителей заряда (непрерывные линии) в зависимости от относительной координаты x/L_{ch} вдоль канала для двух значений напряженности электрического поля

Список литературы

- [1] Борздов В.М., Комаров Ф.Ф. *Моделирование электрофизических свойств твердотельных слоистых структур интегральной электроники* (Минск: БГУ, 1999) С.174.
- [2] D. Calechi. J. Phys.C: Solid State Phys, **19**, 4315 (1994).
- [3] D. Jovanovic, J.P. Leburton. Phys. Rev., **B49**, 7474 (1994).

РАСПАД ПЕРЕСЫЩЕННОГО ТВЕРДОГО РАСТВОРА ЗОЛОТА В КИСЛОРОДСОДЕРЖАЮЩЕМ КРЕМНИИ

© 2000 г. Бринкевич Д.И., Петров В.В., Просолович В.С.,
Янковский Ю.Н.

Белорусский государственный университет

Золото в значительных количествах входит в состав промышленного монокристаллического кремния и уменьшить его концентрацию металлургическими методами не удастся. С другой стороны в кремнии, выращенном методом Чохральского, основной технологической примесью является кислород. Термическая обработка приводит к распаду пересыщенных твердых растворов вышеуказанных примесей. Целью настоящей работы являлось исследование взаимодействия примесей кислорода и золота в процессе высокотемпературной обработки кремния.

В экспериментах использовали бездислокационные монокристаллы *n*-типа, выращенные по методу Чохральского (Cz-Si), с исходным удельным сопротивлением 20 Ом·см, а также кремний, полученный бестигельной зонной плавкой (Fz-Si), с исходным удельным сопротивлением 200 – 1000 Ом·см. Диффузия золота проводилась в атмосфере водорода. Изохронный отжиг с шагом 25 °С в интервале температур 300 – 800 °С выполнялся на воздухе. Содержание примеси Au контролировалось методом нейтронно-активационного анализа, а кислорода и углерода — по спектрам ИК поглощения.

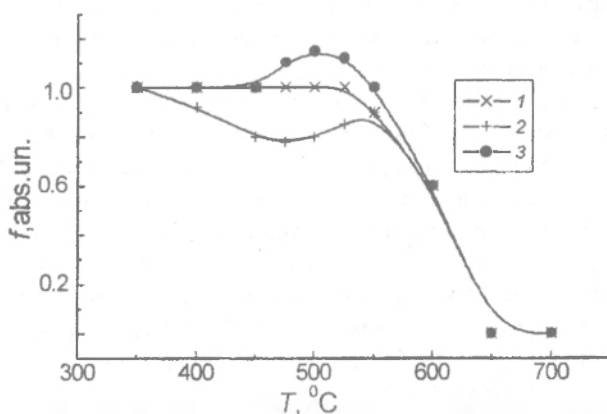


Рис. Зависимость нормированного удельного сопротивления f от температуры отжига: 1 — Fz-Si, $T_{\text{диф}} = 950$ °C; 2 — Cz-Si, $T_{\text{диф}} = 950$ °C; 3 — Fz-Si, $T_{\text{диф}} = 1100$ °C

При температурах ниже температуры диффузии твердый раствор Au является пересыщенным. Кинетики его распада представлены на рисунке. Анализ кривых показывает, что удельное сопротивление образцов Si:Au возвращается к исходному в температурном интервале 550 – 650 °C. Изменение концентрации носителей заряда в кремнии, выращенном по методу Чохральского, в диапазоне 400 – 550 °C (кривая 2) обусловлено образованием и последующим отжигом термодоноров. В образцах, диффузионно-легированных золотом при высоких температурах (свыше 1000 °C), в области 500 – 550 °C (кривая 3) наблюдалось слабое увеличение удельного сопротивления. Наличие кислорода в концентрации свыше $1.0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ускорило процесс распада твердого раствора золота.

Изотермический отжиг при 530 °C длительностью до 75 часов не приводил к существенному изменению удельного сопротивления в образцах с концентрацией кислорода ниже $8.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В монокристаллах с $N_O \sim 1.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в результате указанной термообработки вводились высокотемпературные доноры в концентрации $\sim 7.0 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Термообработка же при 650 °C длительностью до 5 часов полностью восстанавливала исходное (20 Ом·см) удельное сопротивление.

Анализ экспериментальных результатов указывает на то, что при температурах свыше 550 °C атомы золота становятся подвижными и способны уходить на стоки, которыми в случае бездислокационного кремния являются мелкие кислородные преципитаты либо поверхность монокристалла. В связи с этим в Si:Au имеет место ускорение распада пересыщенного твердого раствора золота. Рост удельного сопротивления в диффузионно-легированных при высоких температурах образцах Si:Au может быть обусловлен распадом мелких скоплений атомов золота и переходом Au в электрически активное положение замещения либо дообразованием донорно-акцепторных пар золото–фосфор.

Примесь Au неоднозначно влияла на кинетику генерации термодоноров (ТД) при температуре 450 °C. На начальных этапах отжига она замедляла указанный процесс, что выражалось в уменьшении начальной скорости введения (НСВ) термодоноров в Si:Au,O по сравнению с контрольными образцами, прошедшими аналогичную термообработку (табл.). Однако при увеличении длительности отжига свыше 10 часов эффективность введения термодоноров в кремний, легированный золотом, становится выше, чем в контрольном материале. Отметим, что в Si:Au,O эффект снижения начальной скорости введения ТД наблюдался также для высокотемпературных термодоноров, генерируемых при 515 °C.

Как известно [1] формирование ТД происходит на основе центров зарождения (ЦЗ) путем последовательного присоединения дополнительных

структурных единиц (подвижных частиц). Основной причиной уменьшения начальной скорости введения ТД в Si:Au,O является, на наш взгляд, снижение концентрации центров зарождения. Так ранее было показано [2], что в процессе диффузии золото эффективно взаимодействует с мелкими кислородными преципитатами, которые могут являться центрами зарождения ТД, и выводит их из процесса генерации термодоноров. С другой стороны, авторами [1] показано, что поля упругих напряжений (деформации сжатия) приводят к изменению потенциального рельефа вблизи ЦЗ и, соответственно, энергетического барьера для захвата подвижных частиц. Золото в кремнии создает деформации сжатия, поэтому можно предположить, что деформационные поля атомов Au способны уменьшать радиусы захвата подвижных частиц, что проявляется как подавление генерации ТД.

Возрастание максимально достижимой концентрации (МДК) термодоноров в Si:Au по сравнению с контрольным материалом, на наш взгляд, обусловлено уменьшением вероятности диссоциации ТД или их трансформации в электрически неактивные комплексы. Это может быть связано со снижением радиуса захвата подвижных частиц термодонорами последних типов.

Таблица.

Параметры процесса генерации термодоноров в диффузионно-легированном Si:Au

№ пластины	$N_0 \cdot 10^{17}, \text{см}^{-3}$	$\text{НСВ} \cdot 10^{-10}, \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$		$\text{МДК} \cdot 10^{-14}, \text{см}^3$	
		Контр.	Au	Контр.	Au
1	9.3	4.39	1.45	27.5	30.5
2	8.9	3.25	2.21	19.2	20.5
3	5.5	0.60	0.30	2.1	1.5
4	3.2	$< 3.0 \cdot 10^{-2}$		$< 2.0 \cdot 10^{-1}$	

Приведенные данные указывают на то, что механизм взаимодействия термодоноров и примеси золота достаточно сложен. При анализе кинетик накопления ТД в Si:Au необходимо одновременно учитывать несколько взаимопротивоборствующих процессов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Д.И.Бринкевич, В.П.Маркевич, Л.И.Мурин, В.В.Петров. ФТП, 26, 682 (1992).
- [2] В.Н.Вигдорович, В.Л. Крюков, Г.П.Фурманов. Доклады АН СССР, 317, 359 (1991).

ИОННЫЙ ТРЕК В АЛМАЗЕ

© 2000 г. Вариченко В.С., Зайцев А.М., Мартинович В.А.,
Лапчук Н.М., Стельмах В.Ф.

Белорусский государственный университет

Большая начальная энергия ускоренных ионов при высокоэнергетичной имплантации приводит к глубокому их проникновению в мишень и определяет такую отличительную ее черту как пространственное разделение областей с преобладающими механизмами электронного и ядерного торможения [1]. При этом доминирующие электронные потери тормозящегося иона $((dE/dx)_e / (dE/dx)_j > 10^3)$ являются определяющими в формировании дефектно-примесной структуры приповерхностного слоя. Это обуславливает специфику дефектообразования, приводящую к возникновению в приповерхностном слое кристалла особых протяженных дефектных одномерных структур — треков. Установлено, что треки легко образуются в веществах с большой долей ионной связи и не образуются в металлах [2]. Условием образования трека является превышение величины энергии электронного торможения $(dE/dx)_e$ некоторого критического значения E_T [3]. Естественно, что формирование устойчивых трекоподобных структур посредством высокоэнергетичной ионной имплантации имеет свои особенности в многокомпонентных материалах, поскольку при прохождении иона весьма вероятны необратимые процессы локальных химических преобразований, изменений микростехиометрии вещества. Таким образом, величина E_T определяется структурой мишени. Диаметр трека в диэлектриках и высокоомных полупроводниках пропорционален $(dE/dx)_e^{1/3}$ [4].

Треки наблюдались методом электронной просвечивающей микроскопии в полиацетиле, облученном ионами U с энергией 8.6 МэВ/а.е.м., поскольку при диаметре трека < 10 им дефицит плотности вещества в его центре, как результат необратимых химических превращений, достигал 10 % [5]. Факт трекообразования установлен также в облученных InP и GeS [6, 7].

Вопрос устойчивости трека в моноатомных структурах более сложен ввиду известных свойств высокой подвижности вакансионно-междоузельных элементов дефектных систем. Действительно, в Si и Ge пока трековых структур не обнаружено [8]. В то же время структуры на ос-

нове атомов С способны существовать в различных устойчивых аллотропных модификациях, в том числе и в фуллереноподобных [9]. К тому же, для особо плотной углеродной структуры – алмаза, характерна аномально низкая подвижность атомов, междоузельно-вакансионных комплексов [10], что является дополнительной предпосылкой стабильности формируемой при высокоэнергетичном ионном облучении фуллереноподобной фазы.

Итак, процесс формирования трека определяется, прежде всего, величиной энергии иона (> 1 МэВ/а.е.м.), а, затем, структурой матрицы. Механизм кулоновского взрыва, обусловленный релаксацией электростатически неустойчивых областей в кристалле, формируемых при взаимодействии высокоэнергетичного иона с электронами даже глубоких оболочек атомов матрицы, является наиболее эффективным механизмом, описывающим начало процесса трекообразования в алмазе. Эффективность данного механизма может быть более высокой из-за большого уровня решеточного электронного возбуждения, который снижает пороговое значение энергии, необходимой для выхода атомов из узлов кристаллической решетки, подобно механизму подпорогового дефообразования.

Методами фото-, катодолюминесценции, ЭПР-спектроскопии исследовались образцы алмаза, облученные ионами В, С, N, Ne, Co, Ni, Cu, Хе, с энергиями 13.6–335 МэВ и дозами в интервале 10^{12} – 10^{15} см⁻² [10–12]. В результате показано, что основные электрические и оптические свойства определяются наличием в приповерхностной области одномерных протяженных дефектных структур, ассоциируемых с треками, находящимися в относительно неповрежденной матрице, слабо насыщенной точечными дефектами. В конце пробега в области ядерного торможения находится сильно разупорядоченная область, причем область максимального разупорядочения углеродной матрицы существенно расширяется с повышением дозы облучения, распространяясь к поверхности.

Анализ совокупности полученных результатов привел к непротиворечивому заключению, что трек представляет собой одномерную протяженную область с пониженной атомной плотностью. Дальнейшие исследования показали, что для низких доз имплантации ($< 10^{13}$ см⁻²), а также для образцов, облученных более высокими дозами и подвергнутыми высокотемпературному отжигу (> 800 °С), протяженные структуры характеризуются высоким упорядочением. Так, например, в них возникают и стабильно сохраняются особые возбужденные состояния системы спинов, характерные только для высокоупорядоченных, недисси-

пативных структур [12]. Изучение парамагнитных свойств одномерных трекоподобных структур в алмазе, облученном высокоэнергетичными ионами Ni, (дозовая зависимость интенсивности линии ЭПР доминирующих парамагнитных центров (ПЦ), изменение ее ширины при изохронном отжиге, зависимость интенсивности линии от мощности поля СВЧ и изменение ее функции формы по глубине облученного слоя) показало, что резонансное поглощение в таких структурах обусловлено солитонами [13, 14]. Этот факт не противоречит модели трека в алмазе как протяженной sp^2 -гибридизованной одномерной (трубчатой) структуры, находящейся в sp^3 -гибридизованной матрице.

В дальнейшем оказалось, что такими свойствами и такой структурой характеризуются своеобразные изолированные одномерные фуллереноподобные молекулы — тубулены. Конечно, для фуллереноподобных структур в матрице алмаза можно было ожидать и иных, не только цилиндрических, форм. Так, на основании изучения анизотропии параметров линий ЭПР доминирующих ПЦ было установлено, что при имплантации вдоль $\langle 111 \rangle$ одномерный элемент представляет собой тубулен, имеющий осевую симметрию, а при $\langle 100 \rangle$ —имплантации трек имеет гофрированную форму с лепестками, оси которых перпендикулярны направлению имплантации [12].

Данная модель подтверждается результатами работы [15], где методом сканирующей туннельной микроскопии наблюдали в имплантированном ионами Kг с энергией 210 МэВ и дозой 10^{12} см^{-2} алмазе кратеры диаметром от 3 до 20 нм, формируемые треком отдельного иона или их совокупностью.

До конца невыясненной является возможность формирования одним легким ионом системы последовательно расположенных вдоль его пробега, чередующихся одномерных фуллереноподобных элементов.

Таким образом, высокоэнергетичная ионная имплантация является эффективным инструментом для формирования системы низкоразмерных элементов в матрице твердого тела. Эти элементы проявляют ряд специфических, не характерных для радиационной физики, свойств. Вместе с тем, высокая упорядоченность таких низкоразмерных элементов, встроенных в совершенную матрицу твердого тела строго по направлению ионной имплантации, является перспективной в практическом отношении для нового типа квантово-размерных приборов [16].

Список литературы

- [1] J.F. Ziegler. Nucl. Instrum. and Meth., **B6**, 270 (1985).
- [2] A. Sigrist, R. Balzer. Rad. Eff., **34**, 75 (1977).
- [3] F.Studer, D. Groult, N. Nguen, M. Toulemonde. Nucl.Instr. and Meth. in Phys. Res., **19/20**, 856 (1987).
- [4] T.A. Tombrello. Nucl.Instr. and Meth. in Phys. Res., **B1**, 23 (1984).
- [5] K. Schaupert, D. Albrecht, P. Armbruster, R. Spohr. Appl. Phys., **A44**, 347 (1987).
- [6] П.И. Гайдук, В.С. Тишков, Ф.Ф. Комаров, В. Веш. Сб. докл. 3-й Меж. конф. "Взаимодействие излучений с твердым телом" (1999), С.39.
- [7] R. Scholz, J. Vetter, S. Hopfe. Rad. Eff. and Defects in Solids, **126**, 275 (1993).
- [8] V.S. Varichenko, A.M. Zaitsev, N.M. Kazutchits, A.R. Chelyadinskii, N.M. Penina, V.A. Martinovich, Ya.I. Latushko, W.R. Fahrner. Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res., **B107**, 268 (1996).
- [9] L.T. Chadderton, D. Fink, Y. Gamaly, H. Moeckel, L. Wang, H. Omichi, F. Hosoi. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., **B91**, 71(1994).
- [10] А.М. Зайцев. Поверхность. Физика, химия, механика. **10**, 5 (1991).
- [11] A.R. Filipp, V.V. Tkachev, V.S. Varichenko, A.M. Zaitsev, A.R. Chelyadinskii, Yu.A. Kluev. Diamond and Rel. Mat., **1**, 271 (1992).
- [12] D.P. Erchak, V.G. Efimov, A.M. Zaitsev, V.F. Stelmakh, N.M. Penina, V.S. Varichenko, V.P. Tolstykh. Nucl.Instr. and Meth. in Phys. Res., **B69**, 443 (1992).
- [13] Д.П. Ерчак, В.А. Мартинович, В.С. Вариченко, А.Ю. Дидык, В.А. Киранов, В.Ф. Стельмах. Препринт P14-96-232 (Дубна, ОИЯИ, 1996) 14с.
- [14] В.С. Вариченко, А.М. Зайцев, В.А. Мартинович, В.Ф. Стельмах, Н.М. - Лапчук, Д.П. Ерчак. В сб. *Низкоразмерные системы* / Под ред. В.Ф. Стельмаха и А.К. Федотова (Минск, БГУ, 1999) С.29.
- [15] V.S. Varichenko, A.M. Zaitsev, M.S. Rusetskii, V.F. Stelmakh, K.de Weldige. Th. Fries, K. Wandelt, A.Ju. Didyk, V.A. Laptev. Diamond and Rel. Mat., **3**, 711 (1994).
- [16] С.А. Максименко, Г.Я. Слепян, О.М. Евтушенко. В сб. *Фуллерены и фуллереноподобные структуры*, (Минск, БГУ, 2000) С.26.

АГРЕГАЦИЯ N-ИЗОПРОПИЛАКРИЛАМИДА В ЛИПИДНЫХ МЕМБРАНАХ

© 2000 г. Василевская Н.В., Хмельницкий А.И., Черенкевич С.Н.,
Куликович О.Г., Эпштейн О.Л., Сидерко В.М., Лобан В.А.

Белорусский государственный университет

Всё большее внимание исследователей привлекают полимерные вещества, способные обратимо реагировать на небольшие изменения внешних факторов резким изменением своих физических и химических свойств [1–4]. Поли-N-изопропилакриламид (поли-НИПАА) и его сополимеры относятся к группе веществ, функциональные свойства которых (например, растворимость в воде) зависят от температуры. Изменение конформационного состояния поли-N-изопропилакриамида под действием температуры обуславливает встраивание макромолекул в липидные мембраны [5–7] и позволяет использовать поли-НИПАА в качестве термоактивируемого модификатора физико-химических свойств липидных мембран. Экспериментально показано, что сополимеры НИПАА с н-гептадецилвинилкетонем изменяют электрофизические свойства плоских бислойных липидных мембран (ПБЛМ) [8]. Термоиндуцированная модификация проводимости ПБЛМ для катионов, по всей видимости, связана с образованием сополимерами НИПАА трансмембранных каналов. Формирование каналов в ПБЛМ является следствием образования мультимолекулярных агрегатов поли-N-изопропилакриламида. Целью работы является изучение взаимодействия молекул сополимеров поли-НИПАА, приводящего к образованию агрегатов, при установлении в системе динамического равновесия.

При температурах выше критической молекулы сополимеров НИПАА встроены в липидный бислой. Молекула модификатора моделируется цилиндром радиуса r , ось которого расположена перпендикулярно поверхности мембраны, а высота цилиндра соответствует толщине бислоя. Функциональные группы, определяющие дипольный момент, расположены с одной стороны молекулы на поверхности цилиндра (рис. 1).

Вследствие латеральной диффузии в мембране могут образовываться трансмембранные динамические структуры (агрегаты), состоящие из различного числа молекул НИПАА (рис. 2).

Целесообразно предположить, что для молекул НИПАА, содержащих полярные группы, основной вклад в межмолекулярные взаимодействия, приводящие к образованию агрегатов, вносят диполь-дипольные взаимодействия. В модели учитывается взаимодействие данного диполя только с двумя ближайшими диполями, расположенными в одной с ним плоскости па-

параллельно поверхности мембраны и принадлежащими соседним молекулам. Расстояние между двумя соседними диполями в агрегатах r_d равно

$$r_d = 2r \left(1 - \sin \frac{\pi}{i} \right), \quad (1)$$

где i — число молекул НИПАА, входящих в состав определенного агрегата.

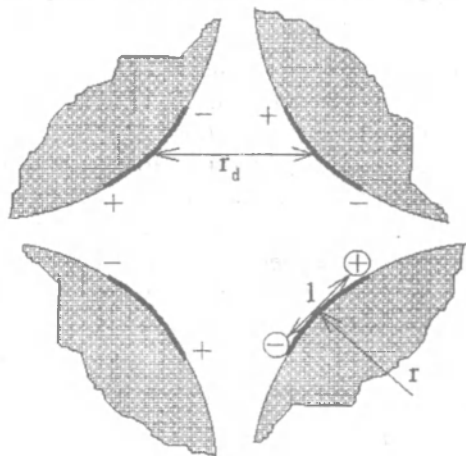


Рис.1. Схема поперечного сечения агрегата, образованного четырьмя молекулами модификатора и плоскостью, параллельной плоскости бислойа

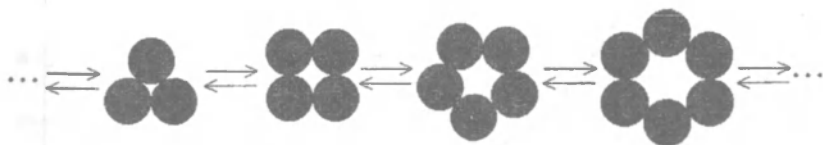


Рис.2. Схема формирования в мембране молекулами поли-N-изопропилакриламида агрегатов разного размера

Расстояние между двумя соседними диполями не может быть меньше некоторого минимально допустимого значения r_m . Значение r_m полагается равным $3\text{ \AA}$, исходя из соображений, что энергия диполь-дипольного взаимодействия меньше энергии водородных связей, а характерные расстояния в случае водородных связей лежат в интервале $2\text{--}3\text{ \AA}$ [9]. Таким образом, в случае, если расстояние между диполями, вычисленное по формуле (1), меньше $3\text{ \AA}$, r_d принимает значение r_m .

Потенциальная энергия притяжения молекул модификатора в составе агрегата, состоящего из i молекул, определяется как

$$U_i = \frac{4e^2\theta^2}{\varepsilon_p} \left(\frac{-r_d}{r_d^2 - l^2 \cos^2 \frac{\pi}{i}} + \frac{1}{\sqrt{r_d^2 + l^2 \sin^2 \frac{\pi}{i}}} \right), i = \overline{3..n}, \quad (2)$$

где e — элементарный заряд; $\pm e\theta$ — заряды диполей; l — длина диполя; ε_p — диэлектрическая проницаемость внутри агрегата. В случае $i = 1$ говорить о взаимодействии нет смысла, считаем $U_1 = 0$.

Потенциальная энергия взаимодействия молекул модификатора в агрегате зависит от числа молекул, входящих в агрегат, размера молекулы, диэлектрической проницаемости внутри агрегата. Как видно из рис. 3, с увеличением размера молекулы уменьшается их количество в составе агрегата. Увеличение диэлектрической проницаемости приводит к уменьшению глубины потенциальной ямы.

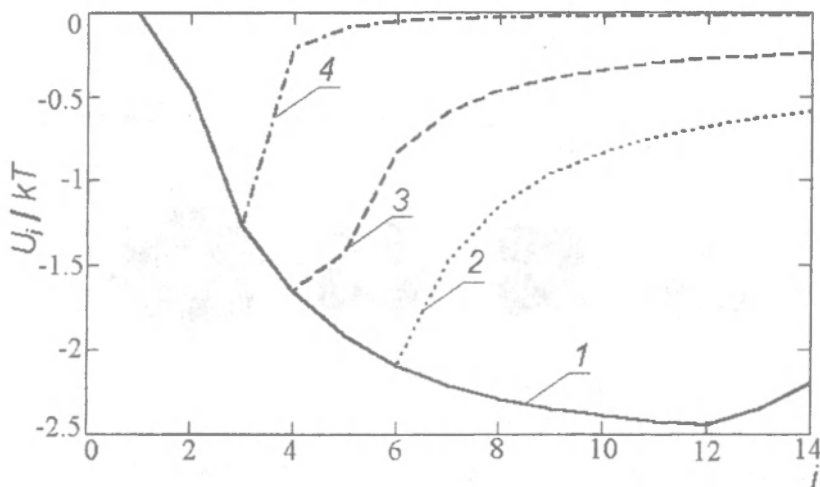
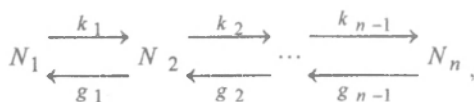


Рис.3. Зависимость потенциальной энергии взаимодействия молекул модификатора, входящих в определённый агрегат, от числа молекул в этом агрегате при различных радиусах молекулы модификатора: $r = 2 \text{ Å}$ (1); $r = 3 \text{ Å}$ (2); $r = 4 \text{ Å}$ (3); $r = 10 \text{ Å}$ (4); $\varepsilon_p = 6$

Потенциальная энергия определяет вероятность нахождения молекулы сополимера НИПАА в определённом агрегате. Изменение размера аг-

регатов происходит за счёт последовательного включения (ухода) лишь одной молекулы.

Схема переходов молекул модификатора выглядит следующим образом:



$N_1, N_2, \dots, N_i, \dots, N_n$ — число структур, образованных одной, двумя, i и n молекулами сополимера НИПАА соответственно; $k_i (i = \overline{1, \dots, n-1})$ — константы скоростей переходов от структур, образованных i молекулами модификатора к структурам, образованным $i+1$ молекулами; g_i — константы скоростей переходов от структур, образованных $i+1$ молекулами модификатора к структурам, образованным i молекулами.

Предполагаем, что в начальный момент времени молекулы модификатора равномерно распределены в мембране. Кинетику изменения числа различных агрегатов можно представить системой уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -k_1 N_1 N_1 + g_1 N_2 \\ \frac{dN_i}{dt} &= -k_i N_i N_1 + g_i N_{i+1} + k_{i-1} N_{i-1} N_1 - g_{i-1} N_i \\ \frac{dN_n}{dt} &= k_{n-1} N_{n-1} N_1 - g_{n-1} N_n. \end{aligned} \quad (3)$$

В стационарном случае левые части уравнений в системе обращаются в нуль.

Согласно теории Эйринга константы скоростей определяются выражениями

$$\begin{aligned} k_i &= \frac{kT}{h} \exp\left(\frac{iU_i - (i+1)U_{i+1}}{kT}\right), \\ g_i &= \frac{kT}{h} \exp\left(\frac{-iU_i + (i+1)U_{i+1}}{kT}\right), \end{aligned} \quad (4)$$

где k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; h — постоянная Планка.

Решение задачи в рамках данной модели позволяет получить вероятность того, что молекула модификатора находится в агрегате, состоящем из определённого числа молекул, в зависимости от радиуса молекулы и диэлектрической проницаемости внутри агрегата (рис. 4). Увеличение диэлек-

трической проницаемости понижает вероятность нахождения молекулы в составе мономолекулярных агрегатов.

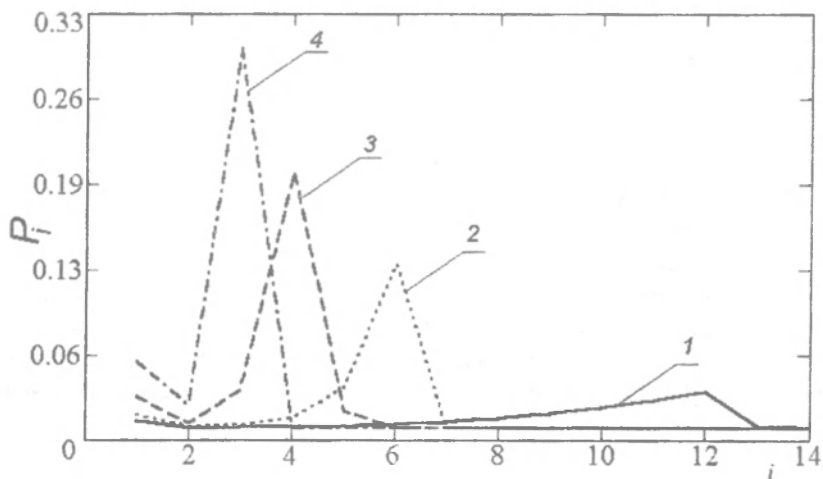


Рис. 4. Вероятность нахождения молекулы модификатора в агрегате, состоящем из определённого числа молекул модификатора при различных радиусах молекулы сополимера НИПАА: $r = 2 \text{ Å}$ (1); $r = 3 \text{ Å}$ (2); $r = 4 \text{ Å}$ (3); $r = 10 \text{ Å}$ (4); $\epsilon_p = 6$

Предложенная математическая модель позволяет оценить число молекул модификатора, образующих агрегат, и размер агрегата в зависимости от радиуса молекулы и диэлектрической проницаемости внутри агрегата.

Список литературы

- [1] F. Ilmain et al. *Nature*, **349**, 400 (1991).
- [2] M. Hirotsu et al. *J. Chem. Phys.*, **87**, 2, 1392 (1987).
- [3] H. Ringsdorf, J. Venzmer, F.M. Winnik. *Macromolecules*, **24**, 1678 (1991).
- [4] И.Ю. Галаев. *Успехи химии*. **64**, 5, 505 (1995).
- [5] K. Otake et al. *Macromolecules*, **23**, 283 (1990).
- [6] K. Ikeuchi, M. Kouchiyama, N. Tomita, Y. Uyama, Y. Ikada *Wear*, **199**, 2, 197 (1996).
- [7] J.C. Kim, S.K. Bae, J.D. Kim. *J. Biochem.*, **121**, 15 (1997).
- [8] М.А. Зайцев, А.И. Хмельницкий, С.Н. Черенкевич, О.Г. Кулинкович, О.Л. Эпштейн, В.А. Лобан, Н.В. Василевская. В сб. *Низкоразмерные системы* / Под ред В.Ф. Стельмаха и А.К. Федотова (Мн., БГУ, 1998), С.49.
- [9] Д.Пиментел, О. Мак-Клеллан. *Водородная связь* (М.: Мир, 1964).

ДИФфуЗИЯ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ И СОБСТВЕННЫХ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛАХ С УЧЕТОМ ДРЕЙФА В ПОЛЕ ВНУТРЕННИХ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ И НЕОДНОРОДНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЕФЕКТОВ В НЕЙТРАЛЬНОМ ЗАРЯДОВОМ СОСТОЯНИИ

© 2000 г. Величко О.И.

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники

В настоящее время моделирование многих диффузионных процессов в полупроводниковых кристаллах не вызывает существенных затруднений. Например, хорошо описывается диффузия мышьяка в кремнии при высокотемпературных обработках минутной длительности. В то же время процессы переноса ряда примесей имеют строго определенные закономерности, которые не описываются существующими моделями диффузии. Например, процессы высококонцентрационной диффузии фосфора в кремнии, бериллия в арсениде галлия и ряда других примесей в сложных полупроводниках сопровождаются формированием протяженной “хвостовой” части в области низкой концентрации на профилях распределения примесных атомов. Аналогичный вид могут иметь и профили распределения ионно-имплантированного бора в кремнии после низкотемпературных отжигов. Для описания этих характерных особенностей профилей распределения примеси необходимо разработать модели диффузии, которые учитывают неоднородность распределения собственных точечных дефектов, ответственных за перенос примесных атомов и находящихся в нейтральном зарядовом состоянии. Причиной формирования неоднородных распределений нейтральных точечных дефектов может служить существование внутренних упругих напряжений, а также процессы поглощения точечных дефектов несовершенствами кристаллической решетки в легированных областях полупроводниковых кристаллов.

В настоящее время можно считать, что большие упругие напряжения формируются в легированном слое при высококонцентрационной диффузии фосфора в силу большой разницы ковалентных радиусов атомов кремния и примесных атомов (0.117 нм и 0.110 нм соответственно). Именно эти напряжения имеют следствием специфический характер диффузии фосфора, так как одновременное легирование кремния германием, атомы которого имеет больший радиус и компенсируют созданные фосфором напряжения, приводит к исчезновению характерной “хвостовой” части. На рис. 1 представлен типичный расчет неоднородного профиля распределения ме-

жузельных атомов кремния, формируемого в результате дрейфа собственных точечных дефектов в поле упругих напряжений в области высокой концентрации атомов фосфора. Для расчета использовалась система обобщенных уравнений диффузии [1]. Предполагалось, что средняя длина пробега межузельных атомов кремния $l_i = 30$ мкм. Как видно из рис. 1, учет неоднородности распределения межузельных атомов кремния позволяет объяснить все характерные особенности высоконцентрационной диффузии фосфора. Предполагается, что при высоконцентрационной диффузии фосфора будет наблюдаться существенное сжатие кристаллической решетки в легированном слое. Также предполагается, что в легированном слое происходит генерация собственных межузельных атомов. В результате дрейфа точечных дефектов в поле упругих напряжений происходит пересыщение объема полупроводника собственными межузельными атомами. Такое пересыщение имеет следствием рост дефектов упаковки и ускоренную диффузию атомов фосфора и других примесных атомов в "хвостовой" области профиля распределения примеси и в объеме полупроводника.

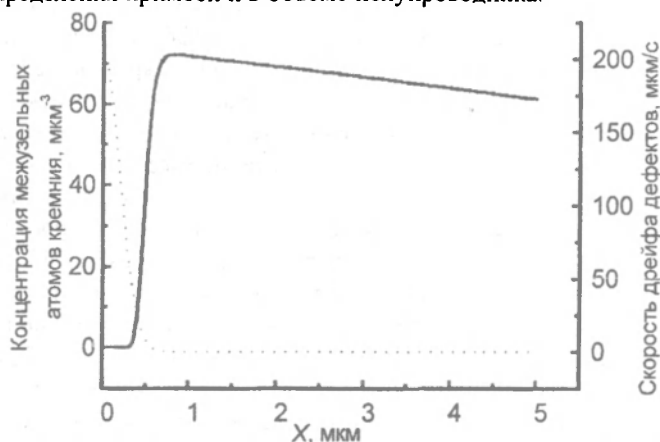


Рис. 1. Рассчитанное распределение межузельных атомов кремния при легировании кремния фосфором из постоянного источника: сплошная кривая — распределение дефектов, пунктирная — распределение скорости дрейфа межузельных атомов кремния

Аналогичное неоднородное распределение собственных точечных дефектов формируется и в результате их поглощения несовершенствами кристаллической решетки. Так, на рис. 2 представлены результаты расчета процесса диффузии бериллия при молекулярно-лучевой эпитаксии слоев арсенида галлия, выполненные в рамках указанного предположения. Температура эпитаксии 1050°C , длительность 60 минут. Как видно из рис. 2, результаты расчетов диффузии примеси из эпитаксиального слоя в ранее сформированный слой

хорошо согласуются с экспериментальными данными [2]. При расчетах были использованы следующие значения параметров, характеризующих диффузию примесных атомов и собственных точечных дефектов: собственный коэффициент диффузии бериллия $D_i = 2.5 \cdot 10^{-4}$ мкм²/с; относительный вклад в процесс диффузии однократно заряженных дефектов по сравнению с точечными дефектами в нейтральном зарядовом состоянии $\beta = 0.32 \cdot 10^{-3}$; собственная концентрация носителей заряда $n_i = 0.657 \cdot 10^6$ мкм⁻³; средняя длина пробега точечных дефектов в области низкой концентрации примеси $l_i = 0.15$ мкм и средняя длина пробега дефектов в области их поглощения $l_i = 0.0116$ мкм. Указанные значения параметров были определены из условия наилучшего согласования расчетной кривой с экспериментальными данными. Отметим, что полученное значение собственного коэффициента диффузии в низкоконтрационной области в эпитаксиальном слое существенно меньше, чем значение коэффициента диффузии бериллия в арсениде галлия $D_i = 2.0 \cdot 10^{-2}$ мкм²/с, которое найдено согласно данным [3].

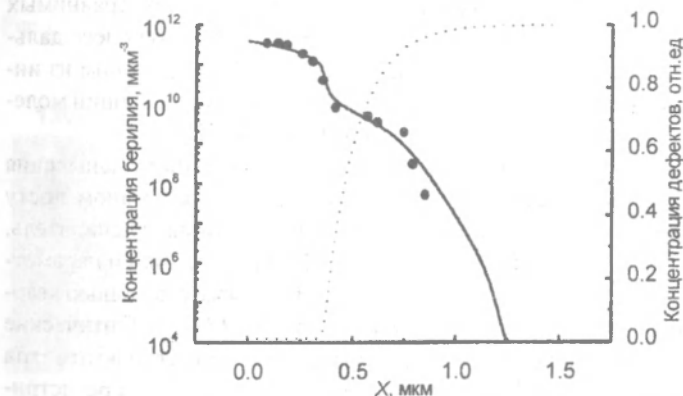


Рис.2. Распределение концентрации атомов бериллия, формируемое при молекулярно-лучевой эпитаксии: сплошная кривая — численное решение; точками показаны экспериментальные данные [2]; пунктирная кривая — распределение точечных дефектов, ответственных за перенос примеси

Список литература

- [1] Н.Т. Квасов, О.И. Величко. В сб. *Низкоразмерные системы* / Под ред. В.Ф.Стедьмаха и А.К. Федотова (Мн., БГУ, 1999) С.58.
- [2] Biing-Der Liu, Tung-Ho Shieh, Meng-Yueh Wu at al. *J.Appl.Phys.*, 72, 7. 2767 (1992).
- [3] *Data in Science and Technology. Semiconductors. Group IV Elements and III-V Compounds. 2.10 Gallium arsenide (GaAs)* / Ed. O. Madelung, (Springer-Verlag. 1991) p.101.

ТОНКИЕ ЗОЛОТЫЕ ПЛЕНКИ КАК СУБСТРАТЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВТОРИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АДСОРБАТОВ, УСИЛЕННОГО ПОВЕРХНОСТЬЮ

© 2000 г. Гачко Г.А., Герман А.Е., Стрекаль Н.Д.

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы

Изучено влияние технологических параметров приготовления тонких золотых пленок (ТЗП) на их оптические свойства, топографию поверхности и возможность применения в качестве субстратов, усиливающих сигнал вторичного излучения (комбинационного рассеяния света (КР) и флуоресценции) молекул, адсорбированных на их поверхности. Морфология поверхности субстрата определяет относительный вклад двух механизмов усиления КР — “химического”, действующего на расстояниях, сравнимых с длинами химических связей, и электромагнитного, намного более дальнегодействующего, в общий эффект гигантского КР (ГКР) [1]. Одним из интересных эффектов также является усиление сигнала флуоресценции молекул, адсорбированных на металлических поверхностях [2].

Тонкие золотые пленки были получены путем вакуумного напыления металла на кварцевые подложки в модернизированном вакуумном посту ВУП-5 при давлении $< 10^{-5}$ Торр. Использовался резистивный испаритель, содержащий 6–12 мг золота (чистота 99.99%). Толщина пленки и параметры напыления контролировались фотометрически, а также с помощью кварцевого толщиномера и атомно-силовой микроскопии (АСМ). Оптические спектры поглощения получены с использованием спектрофотометра SPECORD UV-VIS (Carl Zeiss). Спектры ГКР и флуоресценции регистрировались спектрометром КР ДФС-52 (ЛОМО). Были проанализированы оптические свойства и топография поверхности ТЗП, приготовленных различными методами.

Неотожженная ТЗП имеет спектр ОП с максимумом, лежащим в границах 600–800 нм (рис. 1, спектр 1). После отжига максимум ОП смещается на 100–200 нм в коротковолновую область по сравнению с положением максимума в спектре оптической плотности ТЗП до отжига и уменьшается по интенсивности в 1.5–2 раза и по ширине (рис. 1, спектры 2, 3). Неотожженная пленка представляет собой сплошную, достаточно однородную структуру с перепадами рельефа поверхности до 3 нм. Формирование островковой структуры начинается на последних стадиях отжига (270–340 °С). Процесс отжига ведет почти к 20-кратному увеличению шероховатости ТЗП (рис. 2).

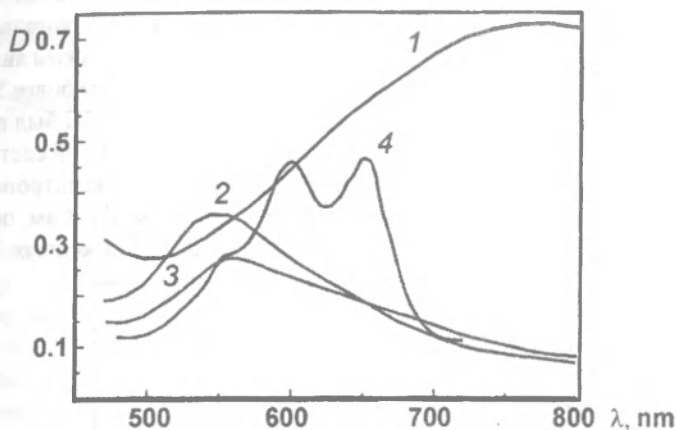


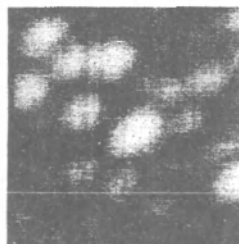
Рис.1. Спектры оптической плотности ТЗП (1–3): 1— до отжига, 2— отжиг при 340 °С. 3— отжиг при 290 °С и митоксантрона в растворе (10^{-6} М) (4)

1200x1200x3 нм



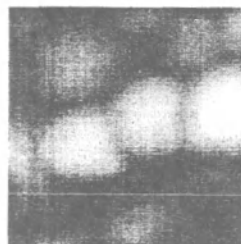
1

450x450x13 нм



2

450x450x55 нм



3

Рис.2. Топография ТЗП: 1— до отжига, 2— отжиг при 290 °С, 3— отжиг при 340 °С

Статистическая обработка данных АСМ показала, что поверхность отожженной ТЗП состоит из плоских эллипсоидальных островков с эксцентриситетом 0.06–0.12 и средними размерами в латеральной плоскости 70–110 нм. Важным следствием термической модификации пленки является значительное увеличение расстояния между соседними частицами на поверхности пленки, поэтому частицы становятся более изолированными. В результате диполь–дипольные взаимодействия между частицами становятся более слабыми, нежели ранее. Термическая обработка, применяемая нами, позволяет проводить модификацию поверхности пленки с целью увеличения ее шероховатости, а также плавной подстройки положения максимума в спектре ОП и его величины.

Отожженные ТЗП с положением полосы плазмонного резонанса 500–700 нм, являются наиболее подходящими для изучения адсорбированных молекул веществ, поглощающих свет в этой же области, и должны являться ГКР-активными при возбуждении излучением с длиной волны более 570 нм [3]. Для тестирования усилительных свойств отожженных ТЗП был применен противоопухолевый препарат митоксантрон, поглощающий свет в требуемом диапазоне. На рис. 1(4), приведен спектр ОП митоксантрона в растворе. Было использовано возбуждение с длиной волны 632.8 нм, попадающее в область поглощения как митоксантрона, так и отожженных ТЗП.

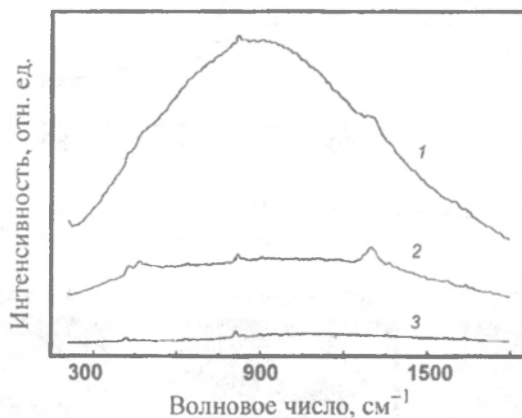


Рис.3. Спектры вторичного излучения митоксантрона на ТЗП (1,2) и кварце (3)

Вторичное излучение митоксантрона, нанесенного на отожженную при 290 °С ТЗП является сигналом усиленной поверхностью флуоресценции (УПФ) (рис.3 (1)). При нанесении митоксантрона на ТЗП, отожженную при 340 °С, спектр представляет сочетание ГКР и УПФ (рис.3, (2)). На рис.3 (3) приведен также спектр излучения молекул митоксантрона, нанесенных на кварцевую подложку.

Таким образом, путем подстройки оптических параметров и топографии поверхности субстрата изменением технологии приготовления, можно выборочно регистрировать спектры ГКР или УПФ адсорбатов на поверхности металлической пленки.

Список литературы

- [1] Р. Ченг, Т. Фуртак. *Гигантское комбинационное рассеяние* (М.: Мир, 1984).
- [2] D.A. Weitz, S.Garoff, J.I. Gersten, A.Nitzan. *J. Chem. Phys.* **78**, 5324 (1983).
- [3] *Физика поверхности: колебательная спектроскопия адсорбатов* / Под ред. Р. Уиллиса (М.: Мир. 1984).

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОБАЛЬТОСОДЕРЖАЩИХ УГЛЕРОДНЫХ ВОЛОКОН

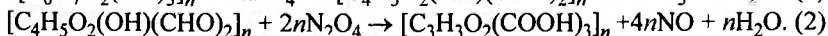
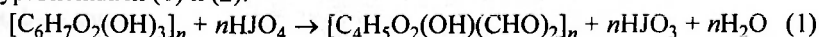
© 2000 г. Доросинец В.А., Лукашевич М.Г., Самуйлов В.А.,
Башмаков И.А., Тихонова Т.Ф.

Белорусский государственный университет

Введение металла в углерод используется для повышения проводимости углерода [1]. В зависимости от концентрации металла, технологии получения металлосодержащего углерода, и режима его термообработки, в углеродной матрице образуются либо отдельные примесные состояния, либо кластеры металла размером от единиц до сотен нанометров. Введенный в фазу углерода металл может двояким образом изменять проводимость углерода: при большом его содержании проводимость углеродных волокон определяется либо прыжками носителей заряда между образованными примесными состояниями либо туннелированием между металлическими кластерами; при малом содержании металла проводимость углеродных волокон изменяется за счет модификации металлом структуры углерода. Каталическое действие кластеров металла на структурирование углерода используется также для получения углеродных нанотрубок [2] и сферических либо полиздрических углеродных наночастиц [3].

В данной работе нами изучалась электропроводность углеродных волокон с кластерными включениями кобальта. Для получения кластеров кобальта в углеродной матрице нами использовался метод термообработки волокон карбоксилированной целлюлозы после замены в ней путем ионообменной сорбции протонов COOH -групп на катионы кобальта. Равномерное на атомарном уровне распределение катионов кобальта по объему волокна карбоксилированной целлюлозы позволяет добиться равномерного распределения кластеров кобальта в отожженных углеродных волокнах.

В качестве карбоксилированной целлюлозы нами использовалась трикарбоксилцеллюлоза (ТКЦ). Ее получение проводили на основе вискозных нитей путем введения в их состав карбоксильных групп [4] в соответствии с уравнениями (1) и (2):



Нами использовалась ТКЦ с содержанием 28.0 мас.% COOH -групп. Введение катионов кобальта в фазу ТКЦ проводилось из водных растворов уксуснокислого кобальта различной концентрации при модуле 1:50 и температуре $20 \pm 0.2^\circ\text{C}$ методом ионообменной сорбции. Концентрация растворов уксуснокислого кобальта составляла 0.075 и 0.125 М, что обеспечивало

поглощение ТКЦ катионов кобальта в количестве 2.5 и 3.1 ммоль/г, соответственно.

Термическая обработка образцов проводилась под вакуумом при остаточном давлении 1.3 Па при скорости подъема температуры 3 град/мин. При достижении конечной температуры термообработки (700 °С) следовала изотермическая выдержка образцов в течение 30 мин. для стабилизации термохимических превращений в продукте отжига. В результате термообработки получены воспроизводящие фактуру целлюлозного предшественника углеродные волокна с включениями кобальта.

В результате термических превращений ТКЦ волокон в данном режиме наблюдается существенное уменьшение размеров и массы волокон (диаметр волокон уменьшается от 3 до 0.3 мм., потеря массы достигает 70 %) за счет удаления летучих низкомолекулярных продуктов в основном в виде моно- и диоксида углерода. С помощью просвечивающей электронной микроскопии установлено формирование кластеров кобальта в углеродной матрице, морфология и характер распределения которых представлен на рис. 1. Из рис. 1 видно, что средний размер кластеров составляет примерно 10 нм, они практически равномерно распределяются по углеродной матрице. Согласно данным просвечивающей электронной микроскопии содержание кобальта в углеродных волокнах не превышало 10 %. Эти данные подтверждаются также методом Оже-спектроскопии и измерением проводимости волокон. Не обнаружен переход к металлической проводимости даже для кобальтосодержащих углеродных волокон, полученных на основе предшественника с максимальной концентрацией катионов кобальта.

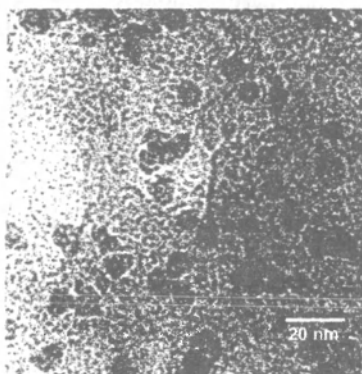


Рис. 1. Кластеры кобальта в углеродной матрице

Зависимость сопротивления углеродных волокон от температуры имеет типичное для аморфного углерода поведение, характеризующееся умень-

шением локальной энергией активации с понижением температуры. На кривых, соответствующих исследованным нами волокнам, содержащим кобальт, характерно также наличие ступенек, соответствующих резкому изменению сопротивления. При циклическом изменении температуры на этих кривых наблюдается также гистерезис сопротивления в температурном интервале 70 – 190 °С. Малое содержание металла в волокнах позволяет заключить, что проводимость осуществляется по углеродной матрице. Кластеры металла изменяют проводимость углеродных волокон лишь путем модификации структуры углерода.

Для установления механизма проводимости исследованных углеродных волокон строились зависимости логарифма сопротивления от температуры в масштабах T^{-1} , $T^{-1/2}$, $T^{-1/3}$, $T^{-1/4}$. Наилучшее спрямление кривых достигается в масштабе $T^{-1/4}$, что соответствует моттовскому закону прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка для трехмерных образцов [5]. Данный механизм обычно используется и для описания проводимости аморфного углерода. Зависимость сопротивления образцов от температуры для него описывается формулой:

$$R(T) = \frac{\exp[(T_0/T)^{1/4}]L}{\sigma_0 S}, \quad (3)$$

где

$$T_0 = \frac{16}{\alpha^3 k_B N(E_F)}, \quad (4)$$

$$\sigma_0 = \frac{e^2 r^2 \nu N(E_F)}{6}, \quad (5)$$

$$r = \left[\frac{9\alpha}{8\pi N(E_F) k_D T} \right]^{1/4}. \quad (6)$$

Здесь α и $N(E_F)$ — радиус локализации волновых функций локализованных состояний в окрестности уровня Ферми E_F и их плотность, соответственно, k_B — постоянная Больцмана, e — заряд электрона, ν — типичная частота фононов, лежащая в интервале $10^{11} - 10^{13} \text{ с}^{-1}$, r — средняя длина прыжка носителей заряда по локализованным состояниям в окрестности уровня Ферми, L — длина волокна, S — площадь поперечного сечения волокна.

Средняя энергия прыжка w рассчитывалась по формуле

$$w = \frac{3}{4\pi r^3 N(E_F)}. \quad (7)$$

Наклон кривых зависимости $R/T^{1/2}$ от $T^{-1/4}$ на рис.2 соответствует величине параметра T_0 . Значения плотности локализованных состояний в ок-

рестности уровня Ферми, $N(E_F)$, рассчитанные из T_0 , при использовании типичных значений $\alpha = 10^{-7}$ см, и $\nu = 10^{13}$ с $^{-1}$, а также соответствующие им значения средней длины прыжка r и средней энергии прыжка w приведены в таблице. В таблице также приведены рассчитанные из формулы (3) значения σ_0 , обозначенные как $\sigma_{0ЭКС}$, и рассчитанные из формулы (5) и обозначенные как $\sigma_{0ТЕОР}$. При выполнении моттовского закона (3) оба значения должны совпадать. Все параметры, зависящие от температуры, рассчитывались для температуры 290 К.

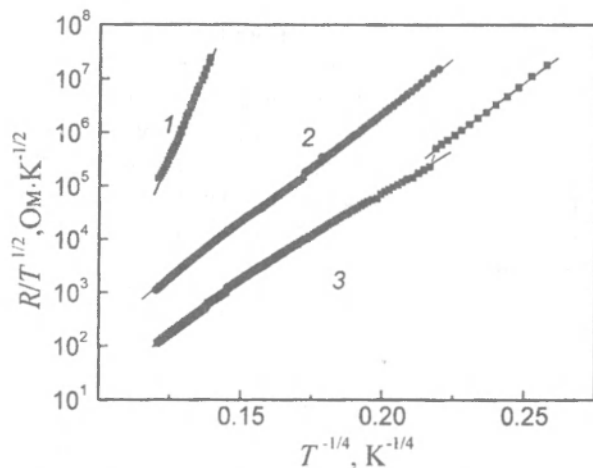


Рис.2. Температурные зависимости сопротивления углеродных волокон для различных значений содержания катионов кобальта в ТКЦ (ммоль/г): 1 — 0; 2 — 2.5; 3 — 3.1

Таблица

Параметры, характеризующие проводимость углеродных волокон, представленных на рис.2.

Образец	T_0 , К	$N(E_F)$, см $^{-3}$ эВ $^{-1}$	$\sigma_{0ЭКС}$, Ом $^{-1}$ см $^{-1}$	$\sigma_{0ТЕОР}$, Ом $^{-1}$ см $^{-1}$	R , 10 7 см,	w , эВ
1	$4.66 \cdot 10^8$	$3.98 \cdot 10^{17}$	$5.97 \cdot 10^{11}$	0.2	13.5	0.24
2	$5.0 \cdot 10^6$	$3.7 \cdot 10^{19}$	$3.25 \cdot 10^3$	1.94	4.3	0.082
3	$4.48 \cdot 10^6$	$4.1 \cdot 10^{19}$	$2.45 \cdot 10^4$	2.05	4.2	0.079

Полученные нами значения $N(E_F)$, r и w для углеродных волокон, содержащих кластеры кобальта, совпадают по порядку величины с их значе-

ниями, приводимыми для аморфного углерода, не содержащего металла, и имеющего близкие значения проводимости. Однако значительное, на несколько порядков, расхождение значений $\sigma_{0ЭКС}$ и $\sigma_{0ТЕОР}$ исключает возможность использования формулы (3) для описания проводимости исследованных углеродных волокон. Подтверждением данного утверждения является также уменьшение значения $\sigma_{0ЭКС}$ с ростом $N(E_F)$ и соответственно проводимости волокон, что также противоречит закону Мотта.

Следовательно, спрямление кривых в масштабе $R/T^{1/2}$ от $T^{-1/4}$ для углеродных волокон, содержащих кластеры кобальта, имеет формальный характер и их проводимость не описывается законом Мотта. Возможной причиной данного явления является сильная неоднородность исследованных волокон. Кластеры кобальта увеличивают степень структурированности граничащих с ними областей углеродной матрицы. Данные области становятся более графитоподобными. Из оптических экспериментов известно, что ширина запрещенной зоны графитоподобных образцов существенно зависит от степени их структурированности. Таким образом, исследованные волокна характеризуются сильной пространственной флуктуацией ширины запрещенной зоны. Проводимость таких волокон осуществляется по каналам с высокой проводимостью, имеющим малое значение ширины запрещенной зоны и высокую плотность локализованных π - состояний. Параметры $N(E_F)$ и $\sigma_{0ТЕОР}$ для данной неоднородной системы определяются в значительной степени их значениями для участков каналов проводимости с наименьшей проводимостью, т.е. имеющими малую плотность локализованных состояний. Неоднородность распределения напряжения вдоль образца приводит к значительному различию значений $\sigma_{0ЭКС}$ и $\sigma_{0ТЕОР}$. Вероятной причиной возникновения скачков и гистерезиса на кривых температурной зависимости сопротивления образцов может быть изменение структуры углеродной матрицы, обусловленное механическими напряжениями, возникающими из-за разности коэффициентов термического расширения углеродной матрицы и кластеров кобальта.

Список литературы

- [1] И.Н. Ермоленко, И.П. Люблинер, И.В. Гулько. *Элементосодержащие угольные волокнистые материалы* (Мн., 1982).
- [2] S. Seraphin, D. Zhou. *Appl.Phys.Lett*, **64**, 2087 (1994).
- [3] R.S. Rouff, D.C. Lorents et al. *Science*. **259**, 346 (1993).
- [4] З.А. Роговин. *Химия целлюлозы* (М., 1972).
- [5] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., 1982).

pH-ЗАВИСИМЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ КОМПЛЕКСОВ ПОРФИРИНОВ И ФОСФОЛИПИДНЫХ ВЕЗИКУЛ

© 2000 г. Зорина Т.Е., Михаловский И.С., Зорин В.П.

Белорусский государственный университет

Включение тетрапиррольных пигментов в матрицу фосфолипидных мембран позволяет получать структуры, сочетающие уникальные фотофизические свойства порфиринов и высокую структурную организацию липидных мембран. Ранее было показано, что структура комплексов ряда тетрапиррольных пигментов с униламеллярными фосфолипидными везикулами сильно зависит от состава и фазового состояния бислоя липидной матрицы [1,2]. В данной работе представлены результаты анализа влияния активности ионов водорода на изменение структуры данных комплексов. В работе использовали липидные везикулы, приготовленные из димиристоилфосфатидилхолина (ДМФХ). Униламеллярные везикулы готовили согласно описанной ранее схеме [1]. Включение порфириновых пигментов (хлорина e_6 и его метиловых эфиров: монометилового эфира хлорина e_6 (ММЭ), диметилового эфира хлорина e_6 (ДМЭ), триметилового эфира хлорина e_6 (ТМЭ)), а также в необходимых случаях флюоресцентных зондов осуществляли на стадии приготовления везикул.

Параметры равновесного связывания производных хлорина e_6 с липидными везикулами были определены на основании результатов исследования характеристик тушения флюоресценции мембраносвязанного зонда 1,6-дифенил-1,3,5-гексатриена (ДФГТ) молекулами связываемого тушителя (производные хлорина e_6) согласно схеме, описанной в работе [3].

Определены коэффициенты распределения мембрана-среда для различных пигментов и везикул, приготовленных в растворах с различными значениями pH (рис.). Полученные результаты свидетельствуют, что снижение pH приводит к значительному увеличению коэффициента распределения мембрана-среда для полярных производных хлорина e_6 . Данный эффект связан с pH-зависимым изменением степени полярности молекул пигментов при протонировании боковых карбоксильных групп. Вследствие этого максимальная амплитуда изменений коэффициента распределения наблюдается для хлорина e_6 , в случае ТМЭ, pH практически не влияет на связывание пигмента.

Так как использованные в работе фосфолипиды и ДФГТ не содержат группы, способные изменять свое ионное состояние в исследуемом диапазоне pH, можно предположить, что изменение активности ионов водорода не оказывает влияния на локализацию ДФГТ в углеводородной фазе внут-

ренного монослоя липидной мембраны. Поскольку спектр возбуждения хлоринов не испытывает значительных изменений, связанных с изменением pH, рост величины константы тушения ДФГТ полярными производными хлорина e_6 может быть отнесен к изменению среднего расстояния между молекулами донора и акцептора в структуре липидной матрицы. Данное заключение предполагает, что протонирование боковых заряженных групп в молекуле хлорина e_6 обеспечивает смещение равновесных центров связывания порфирина в глубину углеводородной фазы липидного бислоя. Кроме того, изменение величины константы тушения в определенной степени может быть связано с изменением при вариациях pH внутримембранного распределения пигмента.

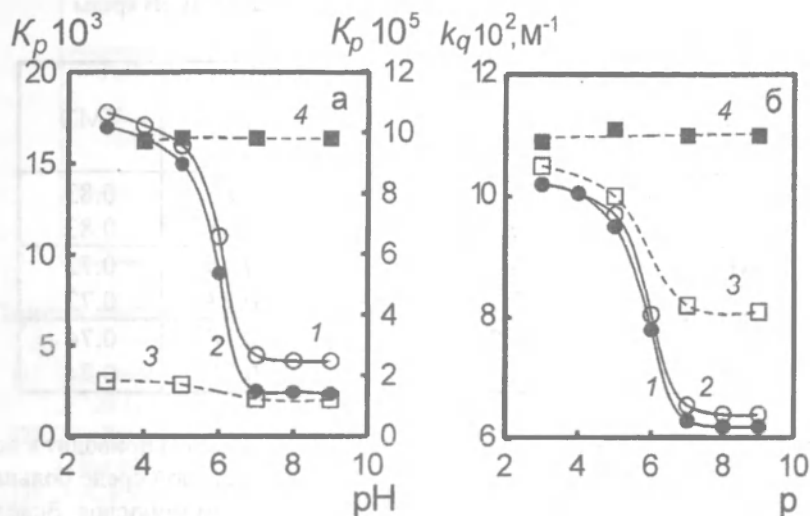


Рис. Влияние pH на характеристики связывания производных хлорина e_6 с биологическими мембранами: а) зависимость коэффициента распределения производных хлорина e_6 между мембранной и водной фазами в суспензии ДМФХ липосом от pH среды; б) зависимость величины истинной константы тушения флуоресценции ДФГТ в составе липосом из ДМФХ производными хлорина e_6 от pH среды. 1 — хлорин e_6 , 2 — ММЭ (левая ось ординат), 3 — ДМЭ, 4 — ТМЭ (правая ось ординат). ДФГТ:ДМФХ — 1:400. Температура среды 12 °С

Для исследования влияния pH на внутримембранное распределение производных хлорина e_6 был использован методический прием, основанный на исследовании эффективности тушения флуоресценции порфиринов в составе липидных мембран водорастворимыми мембранонепроницающими тушителями антрахиондисульфокислотой (АДСК^{2-}) и иодистым кали-

ем (Γ^-), а также катионным тушителем метилвиологеном (MB^{2+}) [4]. Детали использования данного метода для исследования локализации хлоринов в малых униламеллярных везикулах описаны в работах [5,6]. В эксперименте определяли величину фракций молекул пигментов, доступных действию различных непроникающих тушителей, значение кажущейся константы тушения и рассчитанные на их основе значения истинной константы тушения. На основании анализа доли молекул, доступных тушителю, определена зависимость от pH среды доли молекул хлоринов, локализованных во внешнем и внутреннем монослоях везикулярной мембраны (табл. 1).

Таблица 1

Доля молекул производных хлорина e_6 в липосомах из ДМФХ, доступных мембранонепроницающим тушителям при разных значениях pH среды

Тушитель	pH	Хл e_6	ММЭ	ДМЭ	ТМЭ
АДСК ²⁻	7.4	0.91	0.9	0.85	0.83
	4.0	0.84	0.84	0.83	0.83
MB ²⁺	7.4	0.85	0.86	0.75	0.72
	4.0	0.77	0.76	0.73	0.72
Γ	7.4	0.90	0.90	0.78	0.74
	4.0	0.77	0.77	0.75	0.74

Как следует из представленных данных, уменьшение pH приводит к перераспределению молекул пигмента в мембране – в кислой среде больше молекул хлорина e_6 и ММЭ локализуются во внутреннем монослое. Вследствие этого распределение хлорина e_6 и ММЭ в кислой среде соответствует внутримембранному распределению неполярных производных хлорина e_6 .

Относительная величина активности тушителя вблизи центров связывания молекул хлоринов в мембране может быть использована для оценки глубины проникновения молекулы пигмента в бислой. В табл.2 приведены рассчитанные значения коэффициента распределения для использованных тушителей в суспензиях липосом, нагруженных различными производными хлорина e_6 .

Полученные результаты показывают, что уменьшение pH приводит к смещению центров связывания полярных пигментов вглубь мембраны в область, характеризующуюся более низкими концентрациями тушителя. Предположение о pH-зависимых изменениях глубины расположения в бислое центров связывания молекул хлорина e_6 подтверждается результатами, по-

лученными различными методами: данными по изучению переноса энергии возбуждения между ДФГТ и порфиринами, анализом характеристик тушения флуоресценции порфиринов мембранонепроницающими тушителями и зависимости спектральных характеристик пигментов от полярности микроокружения.

Таблица 2

Коэффициенты распределения тушителей АДСК²⁻, MB²⁺ и Г⁻ между липидной и водной фазами $K_q \cdot 10^3$, рассчитанные по тушению флуоресценции производных хлорина e_6 в липосомах из ДМФХ при разных значениях pH среды.

Тушитель	pH	Хл e_6	ММЭ	ДМЭ	ТМЭ
АДСК ²⁻	7.4	3.23	3.20	2.20	2.20
	4.0	2.30	2.30	2.10	2.20
MB ²⁺	7.4	1.80	1.80	0.57	0.39
	4.0	0.60	0.60	0.51	0.39
Г ⁻	7.4	0.19	0.19	0.18	0.18
	4.0	0.17	0.18	0.18	0.18

Список литературы

- [1] В.П. Зорин, И.С. Михаловский, Т.Е. Зорина, С.Н. Черенкевич. Биофизика, **40**, 2, 328 (1995).
- [2] Т.Е. Зорина, И.С. Михаловский, В.П. Зорин. В сб. *Низкоразмерные системы* / Под ред. В.Ф. Стельмаха и А.К. Федотова (Мн., БГУ. 1999) С.52.
- [3] A.A. Frolov, E.I. Zenkevich. J. Photochem. Photobiol., **48**, 13 (1988).
- [4] F. Ricchelli, D. Stevanin, G. Jori. Photochem. Photobiol., **48**, 13 (1988).
- [5] V. Zorin, T. Zorina, I.S. Mikhlovskyy, I.I. Khludayev. Proceedings SPIE. "Photodynamic therapy of cancer II". 1994. **2325**. 47.
- [6] В.П. Зорин, Т.Е. Зорина, И.С. Михаловский, И.И. Хлудеев, С.Н. Черенкевич. Журнал прикладной спектроскопии. **62**. 2, 179 (1995).

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И МЕССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СУСПЕНЗИИ НИКЕЛЯ В МИНЕРАЛЬНОМ МАСЛЕ И НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ОКСИДОВ ЖЕЛЕЗА

© 2000 г. Зубко В.И.,* Лесникович А.И.,* Воробьева С.А.,**
Холмецкий А. Л.,* Сицко Г.Н.,* Зубко Д.В.,* Собаль Н.С.*

**Белорусский государственный университет*

***НИИ физико-химических проблем БГУ*

Одним из важных эксплуатационных параметров суспензий и коллоидных растворов является их седиментационная устойчивость, для оценки которой используются различные физико-химические методы.

Целью настоящего исследования явилось изучение возможности использования диэлектрической спектроскопии для оценки седиментационной стабильности суспензий высокодисперсного никеля в минеральном масле, которые применяются в качестве антифрикционных и противоизносных присадок.

Высокодисперсный никель получали химическим осаждением из водного раствора сульфата никеля борогидридом натрия. После отмывки и отделения воды никель диспергировали в минеральном масле в присутствии поверхностно-активного вещества — олеиновой кислоты. Содержание никеля и соотношение Ni:олеиновая кислота в исследуемом образце составляло, соответственно, 17 мас. % и 3:1. В соответствии с данными электронной микроскопии и рентгенофазового анализа дисперсная фаза изучаемой суспензии образована рентгеноаморфными сферическими частицами никеля размером 5–10 нм.

Изменения, происходящие с суспензией никеля в минеральном масле в процессе ее старения, изучали путем контроля изменения во времени частотных зависимостей электрофизических характеристик — относительной диэлектрической проницаемости ϵ , удельного электросопротивления ρ и тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta$. Диапазон частот электрического поля составлял $10^2 - 10^6$ Гц.

Результаты электрофизических исследований представлены на рис. 1, 2.

Общей тенденцией является понижение абсолютных величин ϵ , ρ и $\operatorname{tg}\delta$ с повышением частоты электрического поля. При различных частотах электрического поля наблюдается повышение абсолютных величин относительной диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь, а также понижение удельного электросопротивления исследуемых суспензий никеля в минеральном масле в процессе их старения, что обусловлено характером прохождения переменного тока и связано с накоплением зарядов на границе раздела фаз исследуемых низкоразмерных систем. При

этом тангенс угла диэлектрических потерь следует рассматривать как результирующий показатель отдельных физических процессов, характеризующих пространственное перераспределение свободных и связанных зарядов в суспензии никеля в минеральном масле в процессе ее старения.

Сравнительный анализ полученных данных показал, что величина ϵ в исследованном частотном диапазоне оказывается наиболее информативной на частотах 10^2 , 10^3 и 10^4 Гц, а тангенс угла диэлектрических потерь — на частотах 10^2 и 10^3 Гц (рис. 1).

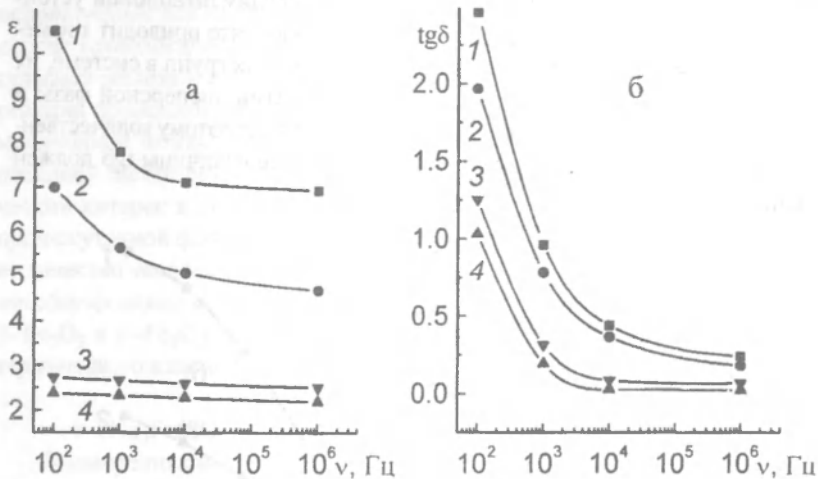


Рис. 1. Изменение относительной диэлектрической проницаемости (а) и тангенса угла диэлектрических потерь (б) суспензии никеля в минеральном масле в процессе старения при различных частотах электрического поля. 1 — суспензия никеля в минеральном масле после 200-часового старения; 2 — свежеприготовленная суспензия никеля в минеральном масле; 3 — минеральное масло после 200-часового старения; 4 — свежее минеральное масло

Полученные закономерности изменения электрофизических свойств суспензий мелкодисперсного никеля в минеральном масле при их старении могут иметь следующее объяснение. Согласно теории Дебая, между концентрацией C полярных молекул и $\text{tg}\delta$ существует определенная зависимость:

$$\text{tg}\delta = \frac{4\pi N_A (\epsilon + 2)}{27kT} \frac{\omega\tau}{\epsilon} \frac{\mu^2 C}{1 + \omega^2 \tau^2}$$

где N_A — число Авогадро; μ — величина дипольного момента; k_B — постоянная Больцмана; T — температура.

Из этой зависимости видно, что при постоянной температуре величина $(4\pi/27kT)$ является постоянной. То же самое справедливо и для третьего множителя, в случае, если измерения проводятся на фиксированной частоте ω и положение дисперсионной области (определяемой величиной $\tau = 1/\omega_{кр}$) остается неизменным. Также величина дипольного момента μ полярных групп не сильно изменяется в течение времени наблюдения образца. Таким образом, изменения в значения $\text{tg}\delta$ могут вносить ϵ и C . Величина ϵ описывает поляризационные явления, протекающие в системе. При хранении образца, вероятно, происходит постепенное нарушение его седиментационной устойчивости, выпадение частиц дисперсной фазы в осадок, что приводит к изменениям величины ϵ . Изменение концентрации полярных групп в системе, их превращения в результате взаимодействия с частицами дисперсной фазы и взаимные превращения требуют специального изучения, поэтому количественный вклад каждой составляющей, ϵ и C , в изменение величины $\text{tg}\delta$ должен стать предметом более детального изучения.

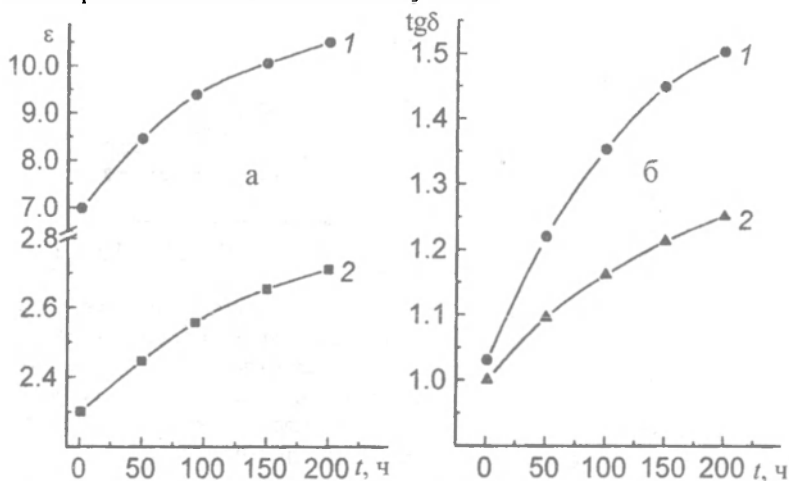
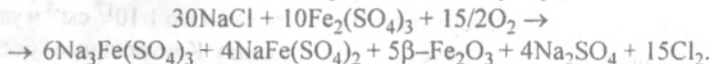


Рис.2. Изменение относительной диэлектрической проницаемости (а) и тангенса угла диэлектрических потерь (б) суспензии никеля в минеральном масле (1) и минерального масла (2). Измерительная частота 10^2 Гц

Таким образом, на основании полученных данных может быть предложена методика оценки седиментационной стабильности низкоразмерных систем, заключающаяся в анализе смещения частотной зависимости относительной диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь суспензии никеля в минеральном масле. Для этого строятся зависимости как для свежего минерального масла, так и для суспензии металла в минеральном масле. При этом, чем круче кривые, характеризующие зависимость

ти $\epsilon(t)$ и $\text{tg}\delta(t)$, тем более выражена склонность суспензии никеля в минеральном масле к старению, выражающемуся в нарушении седиментационной стабильности образца. Оценка состояния исследуемой низкоразмерной системы осуществляется по электрофизической величине (ϵ и $\text{tg}\delta$), определяемой на частоте 10- Гц как наиболее чувствительной к процессам, происходящим в суспензии никеля во времени (рис. 2).

Были продолжены мессбауэровские исследования по выявлению особенностей формирования низкоразмерных порошковых структур на основе Fe_2O_3 , используемых для получения красителей на ряде химических комбинатов. В основе технологического процесса лежит реакция термического разложения сульфата железа в оксид железа. Ранее нами было показано, что при такой реакции происходит образование α -, β - форм Fe_2O_3 , а также некоторой промежуточной между ними формы, дающей мессбауэровский спектр с суперпозицией шести секстетов магнитного сверхтонкого расщепления. Практический интерес к этим результатам обуславливается тем, что наличие β - и промежуточной формы низкоразмерного оксида железа существенно снижает качество получаемых красителей. С этой целью нами были проведены мессбауэровские исследования по выявлению механизмов трансформации β - Fe_2O_3 в α - Fe_2O_3 , для чего низкоразмерный β - Fe_2O_3 получали в реакции термического взаимодействия поваренной соли с сульфатом железа:



В измерениях использовался мессбауэровский спектрометр постоянных ускорений со спектрометрическим трактом на основе сцинтилляционного детектора $\text{YAlO}_3\text{:Ce}$. Обработка полученных мессбауэровских спектров производилась в дискретном приближении программой NORMOS. При температурах образцов от 200 °С до 400 °С измерялись мессбауэровские спектры оксидов железа и строилась функция изменения со временем соотношения β - Fe_2O_3 / α - Fe_2O_3 . Полученные данные показали, что скорость превращения β - Fe_2O_3 в α - Fe_2O_3 является функцией температуры и размера частиц оксида железа. Определено оптимальное сочетание этих факторов для обеспечения оптимального качества красителей в условиях их промышленного производства.

Список литературы

- [1] В.И. Зубко, А.И. Лесникович, С.А. Воробьева, Г.Н. Сицко, А. Л. Холмецкий, В.В. Мушинский, Н.С. Собаль. В сб. *Низкоразмерные системы* / Под ред. В.Ф. Стельмаха и А.К. Федотова (Мн., БГУ. 1999) С. 55.
- [2] В.В. Мушинский, Н.С. Собаль, А.Л. Холмецкий, С.А. Воробьева, А.И. Лесникович. Вестник БГУ. Сер. 2. Химия. Биология. География. 2. 16 (1999).

ФОРМИРОВАНИЕ ДОНОРНЫХ ЦЕНТРОВ В ГЕРМАНИИ ПРИ ОБРАБОТКЕ В ПЛАЗМЕ ВОДОРОДА

© 2000 г. Ключко А.А., Ермолаев О.П., Казючич Н.М., Литвинов В.В.

Белорусский государственный университет

1. Примесь водорода содержится в большом количестве в полупроводниковых кристаллах. Не являясь электрически и рекомбинационно активной, она, тем не менее, может влиять на электрические и рекомбинационные параметры полупроводников. Это влияние осуществляется через пассивацию мелких или глубоких уровней в запрещенной зоне [1]. С другой стороны, атомы водорода оказывают каталитическое воздействие на скорость протекания реакций и формирование низкоразмерных кластеров в твердых растворах. Так, например, гидрогенизация кремния при термической обработке (ТО) в водородной плазме приводит к ускоренному формированию кислородосодержащих термодоноров (ТД) [2]. Механизм такого ускорения до сих пор не установлен, что делает целесообразным сравнительное изучение этого эффекта в германии.

2. Исследования проводились на кристаллах Ge *p*- и *n*- типов проводимости с концентрацией междоузельного кислорода около $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и удельным сопротивлением 8 и 10 Ом см, соответственно. Контрольные “бескислородные” образцы Ge обоих типов проводимости имели приблизительно такое же удельное сопротивление и концентрацию кислорода меньше, чем $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Обработка образцов в плазме водорода или гелия проводилась в диапазоне температур 200–350 °С в газоразрядной камере стандартного устройства для ионного травления, входящего в состав вакуумного универсального поста ВУП-4. Напряжение разряда не превышало 800 В, плотность тока разряда составляла 300–400 мкА/см². Отжиг образцов проводился на воздухе в трубчатой печи при температурах 350–500 °С. На обработанных в плазме и (или) отожженных образцах приготавливались косые шлифы для измерения распределения сопротивления растеканию по глубине. Для измерений использовалась двухзондовая установка с зондами из карбида вольфрама.

3. Типичные профили распределения сопротивления растеканию в кислородосодержащем *p*-Ge после обработки в водородной плазме представлены на рис. 1. Гидрогенизация при температурах 200–350 °С приводит к формированию *pn*-переходов с глубиной залегания 2–3 мкм. Это является следствием введения в приповерхностную область кристаллов дополнительных доноров. Такие доноры не образуются в процессе ТО без плазмы при

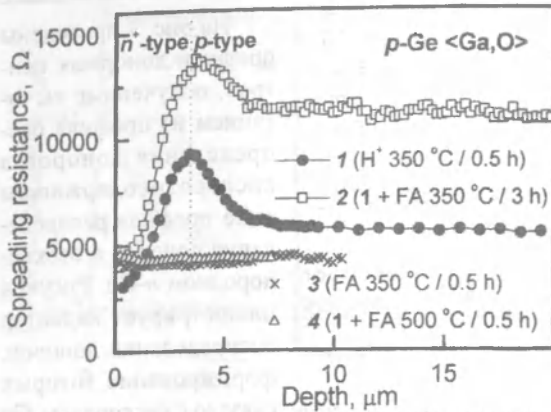


Рис. 1. Профили распределения сопротивления растеканию в обогащенном кислородом p -Ge. 1 — после обработки в H^+ -плазме при 350°C 0,5 часа, 2 — 1 + отжиг в печи при 350°C 3 часа, 3 — отжиг в печи при 350°C 0,5 часа, 4 — 1 + отжиг в печи при 500°C 0,5 часа.

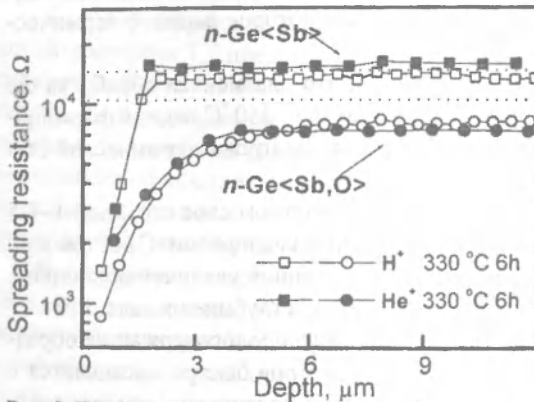


Рис. 2. Профили распределения сопротивления растеканию в обедненном и обогащенном кислородом n -Ge, обработанном в H^+ - или He^+ -плазме при 330°C в течение 6 часов. Штриховой линией указаны исходные значения сопротивления образцов.

тех же температурах. Дополнительный отжиг при 350°C после гидрогенизации не меняет профиль распределения доноров в приповерхностном слое, но вызывает рост сопротивления по всему объему кристаллов за счет термического введения ТД. ТО гидрогенизированных образцов при 500°C восстанавливает их исходные электрические параметры.

На рис. 2 показаны профили распределения сопротивления растеканию в бескислородном и кислородосодержащем n -Ge после обработки в плазме водорода или гелия при 330°C . Видно, что n -слой образуется как в обогащенных, так и в обедненных кислородом образцах независимо от типа ионов. Однако характер распределения доноров по глубине зависит от концентрации кислорода в кристаллах. В образцах с низким содержанием кислорода донорные центры формируются

непосредственно у поверхности на глубине 1–1,5 мкм. Их концентрация монотонно растет с ростом времени экспозиции в плазме. Наряду с этим в обогащенном кислородом Ge n -слой движется вглубь кристалла.

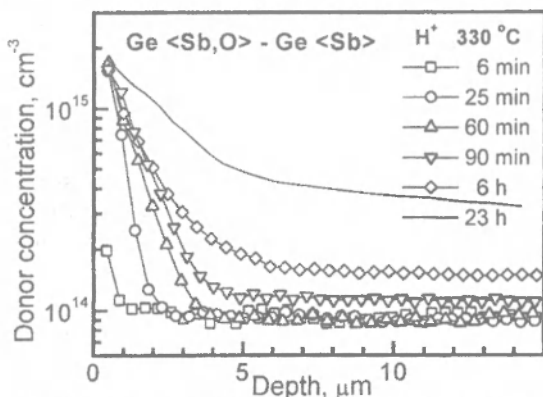


Рис. 3. Разность профилей распределения донорных центров в кислородосодержащем и бескислородном *n*-Ge в зависимости от времени обработки в H⁺-плазме при 330 °C.

На рис. 3 приведены профили донорных центров, полученные вычитанием из профиля распределения доноров в кислородосодержащем *n*-Ge профиля распределения доноров в бескислородном *n*-Ge. Рисунок иллюстрирует характер распределения доноров, формирование которых связано с кислородом. Со временем плазменной обработки наблюдается быстрое насыщение кон-

центрации этих центров у поверхности и рост глубины их распространения. При больших длительностях обработки имеет место повышение концентрации доноров во всем объеме образцов, которое вызвано термическим введением кислородосодержащих ТД.

4. Полученные результаты показывают, что плазменная обработка Ge ионами водорода или гелия при температурах 200–350 °C ведет к формированию, по крайней мере, двух типов донорных центров с термической стабильностью до 450–500 °C.

Первый тип доноров образуется в поверхностном слое глубиной 1–1,5 мкм независимо от уровня легирования образцов кислородом. С ростом времени экспозиции в плазме наблюдается монотонное увеличение концентрации этих центров при практически неизменной глубине их залегания.

Второй тип доноров образуется только в кислородосодержащих образцах Ge. Поверхностная концентрация этих центров быстро насыщается с ростом длительности плазменной обработки и достигает в исследуемых образцах предельного значения $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Профиль распределения связанных с кислородом доноров распространяется вглубь кристалла со временем обработки в плазме и практически не меняется при последующей термообработке в печи при температуре 350 °C.

Природа вводимых доноров не может быть связана с влиянием атомарного водорода на процесс формирования ТД, как это имеет место в кислородосодержащих кристаллах Si. Во-первых, образование доноров первого и второго типов идет и в процессе плазменной обработки ионами гелия. Во-вторых, глубина распространения этих доноров намного ниже ожидае-

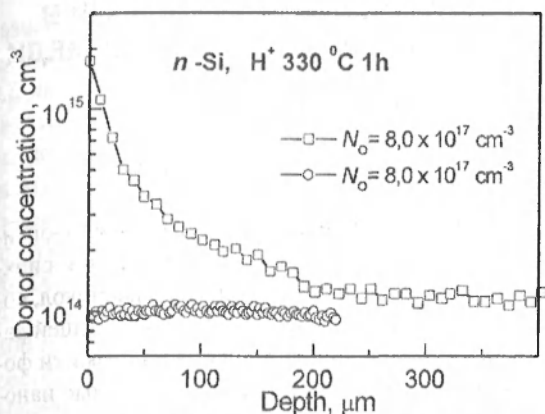


Рис. 4 Распределение донорных центров в кислородо-содержащем и бескислородном *n*-Si после обработки в H^+ -плазме при $330^\circ C$ в течение 1 часа.

коренное формирование ТД на глубине более 200 мкм, которая увеличивается в течение последующей ТО образцов в печи в режиме формирования ТД.

С другой стороны, тождественность доноров второго типа с кислородосодержащими ТД представляется весьма вероятной из-за совпадения их термической стабильности и наблюдения в обогащенных кислородом кристаллах. Их формирование может быть вызвано ускоренной диффузией кислорода в присутствии радиационных дефектов, генерируемых в процессе плазменной обработки. В пользу такой интерпретации свидетельствует наблюдение радиационно-ускоренного формирования ТД в Ge, облученном γ -квантами ^{60}Co или быстрыми ($E = 4$ МэВ) электронами [3, 4].

Формирование доноров первого типа в приповерхностном слое кристаллов с низким и повышенным содержанием кислорода может быть следствием имплантации примесей в процессе плазменной обработки образцов. В качестве таких примесей могут выступать как непосредственно водород или гелий, так и неконтролируемые атомы кислорода, азота, углерода и др.

Список литературы

- [1] Hydrogen in Crystalline Semiconductors, By S.J. Pearton, J.W. Corbett, M. Stavola. 1992.
- [2] В.П. Маркевич, Л.И. Мурин. ФТП, **30**, 148 (1996).
- [3] В.В. Литвинов, В.И. Урсев. ФТП, **18**, 445 (1984).
- [4] А.А. Клечко, В.В. Литвинов, В.П. Маркевич, Л.И. Мурин. ФТП, **33**, 1163 (1999).

мой для диффузии водорода при использованных термических условиях обработки. И, наконец, дополнительная ТО образцов при температуре $350^\circ C$ не приводит к заметному изменению глубины залегания доноров.

Следует отметить, что контрольные эксперименты на Si с использованием тех же режимов обработки в плазме водорода (рис. 4) показывают у-

ДИНАМИКА ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ В ОКСИДИРОВАННЫХ НАНОЧАСТИЦАХ СЕЛЕНИДА МЕДИ

© 2000 г. Маляревич А. М.

Белорусская государственная политехническая академия

В настоящее время одним из направлений в развитии нелинейно-оптических материалов, предназначенных для модуляции добротности и синхронизации мод твердотельных лазеров, является использование стекол, содержащих наночастицы полупроводниковых соединений. В настоящей работе сообщается об исследовании насыщения поглощения и динамики фотовозбужденных состояний в стеклах, содержащих оксидированные наночастицы селенида меди, и использовании их в качестве пассивных затворов для модуляции добротности лазеров на иттрий-алюминиевом гранате, активированном ионами неодима YAG:Nd^{3+} (длина волны излучения 1.06 мкм).

Стекла, исследуемые в данной работе, были приготовлены с использованием золь-гель технологии по методике, описанной ранее [1]. О химическом составе наночастиц можно было судить по полученным ранее данным для кварцевых пленок, приготовленных по аналогичной методике, в которых с помощью рентгеновского анализа зарегистрировано образование фазы Cu_2Se [2], и спектры оптического поглощения которых подобны спектрам исследуемых в данной работе стекол. Средний радиус наночастиц, определенный с помощью электронной микроскопии, составил 25 нм при среднеквадратичном разбросе наночастиц по размеру $\sim 30\%$ от среднего значения.

Спектр поглощения исследуемого образца стекла, содержащего оксидированные наночастицы (ОНЧ) Cu_2Se приведен на рис. 1. Объемное соединение Cu_2Se , согласно данным [3], имеет ширину запрещенной зоны 1.2 эВ (1.03 мкм), обусловленную непрямыми переходами. В результате оксидирования НЧ появляется широкая полоса поглощения (А) с максимумом при ~ 1.0 мкм, имеющая спектральную ширину на полувысоте ~ 450 нм. Аналогичные полосы поглощения с максимумами в области 1.0–1.2 мкм наблюдались для ОНЧ CuS , CuInS_2 , CuFe_2S_3 , CuFeS_2 (исследованных нами ранее) и были приписаны переходам с глубоких уровней, появляющихся внутри “запрещенной зоны” в результате оксидирования [1]. Природа данных глубоких уровней предположительно связывалась с особенностями состояний меди, возникающими при оксидировании наночастиц [1].

На рис. 2 представлены результаты измерения спектров дифференциального поглощения (СДП) $\Delta OD = OD - OD_0$ исследуемого образца стекла с ОНЧ Cu_2Se по методике “возбуждения-зондирования”. OD и OD_0 — оптические плотности соответственно возбужденного и невозбужденного об-

разца. Возбуждение осуществлялось в максимум полосы поглощения (А) импульсами длительностью 15 пс с длиной волны 1.08 мкм. В области $\lambda_{PR} > 0.8$ мкм (рис. 2 а) наблюдалось просветление ($\Delta OD < 0$), которое по своему спектральному положению соответствовало коротковолновому краю полосы поглощения (А). Для $\lambda_{PR} < 0.8$ мкм наблюдалось наведенное поглощение ($\Delta OD > 0$), которое доминировало над просветлением полосы (А). Спектральная форма $\Delta OD(\lambda_{PR})$ не зависела от времени задержки t_d между зондирующим и возбуждающим импульсами. Время разгорания сигнала $\Delta OD(t_d)$ определялось аппаратурной функцией измерительной системы (~ 20 пс), а релаксация $\Delta OD(t_d)$ происходила с характерным временем $t \sim 300$ пс (рис. 2 б, в). При возбуждении происходит опустошение основного состояния перехода (А), что проявляется в СДП как сигнал просветления. Наведенное поглощение, вероятнее всего, связано с электронами, захваченными на ловушки, расположенные на поверхности НЧ.

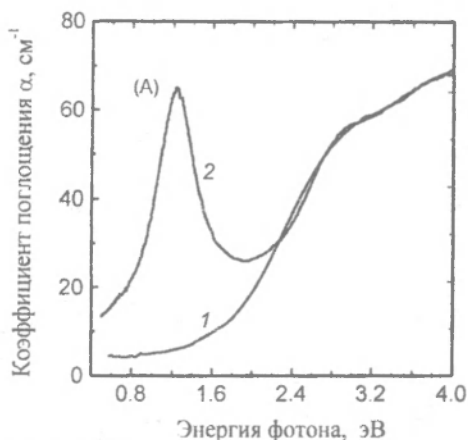


Рис.1. Спектры поглощения приготовленных методом золь-гель технологии стекол, содержащих ОНЧ (кривая 1) и не подвергавшихся окислению НЧ (кривая 2) Cu_2Se

Насыщение поглощения стекла, содержащего ОНЧ Cu_2Se , исследовалось на длине волны 1.06 мкм путем измерения пропускания образца T как функции интенсивности I_0 падающих на него импульсов. На рис. 3 представлены результаты измерений, полученные при использовании излучения лазера на YAG:Nd^{3+} с электрооптической модуляцией добротности (длительность импульса 20 нс). Кинетические измерения показали, время релаксации $t \sim 300$ пс значительно меньше длительности лазерного импульса 20 нс. Это позволило анализировать экспериментальную зависимость $T(I_0)$ в рамках модели быстрорелакси-

рующего поглотителя, учитывающей поглощение из возбужденного состояния:

$$\alpha(I_0) = \alpha_0 [1 + (\sigma_2 / \sigma_1)(I_0 / I_S)] / (1 + I_0 / I_S) \quad (1)$$

где α — коэффициент поглощения, α_0 — коэффициент начального поглощения, σ_1 и σ_2 — поперечные сечения поглощения соответственно из основного и возбужденного состояний, $I_S = h\nu / \sigma_1 \tau$ — интенсивность насыщения. Наилучшее согласие расчетной кривой с экспериментальными данными наблюдалось при значениях параметров $I_S = 2 \text{ МВт/см}^2$ и $\sigma_2 / \sigma_1 = 0.36$. Исходя из полученных значений I_S и τ , можно оценить поперечное сечение поглощения из основного состояния на длине волны 1.06 мкм $\sigma_1 \approx 1.6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$.

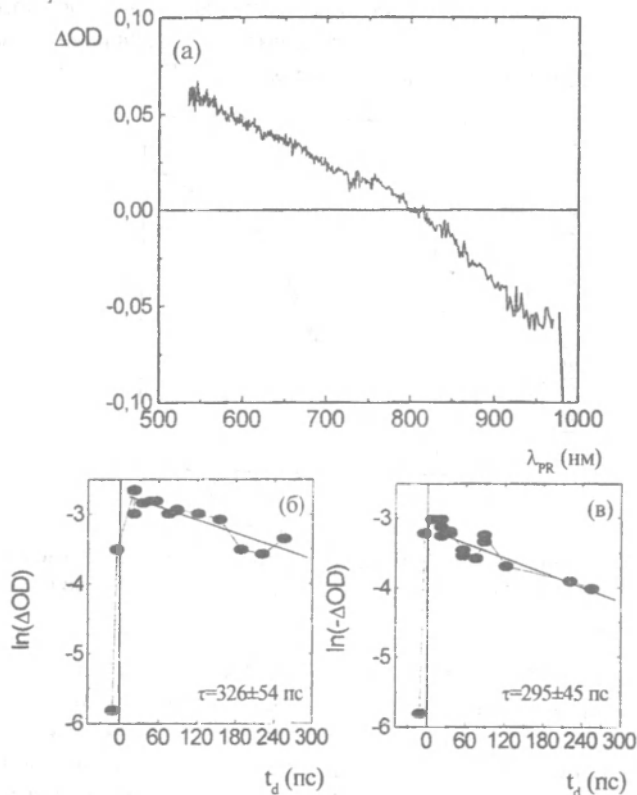


Рис.2. Спектр (а) поглощения (б, в) дифференциального поглощения $\Delta OD = OD - OD_0$ образца стекла, содержащего ОНЧ Cu_2Se , полученные при возбуждении лазерными импульсами длительностью 15 пс с длиной волны 1.08 мкм. Время задержки между возбуждающим и зондирующим импульсами $t_d = 90 \text{ пс}$ (а). Длина волны зондирующего излучения $\lambda_{PR} = 590 \text{ нм}$ (б) и 900 нм (в).

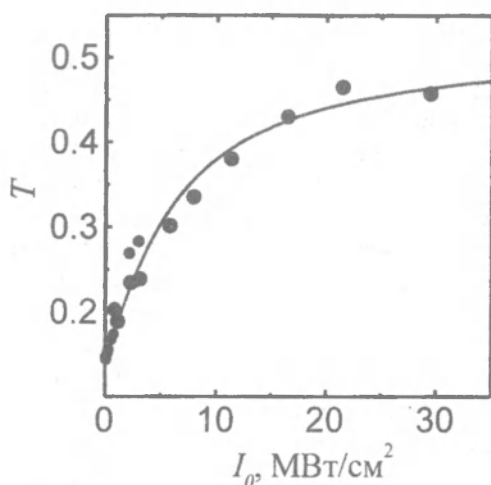


Рис.3. Пропускание T образца стекла с ОНЧ Cu_2Se в зависимости от интенсивности I_0 падающих на него импульсов длительностью 20 нс с длиной волны 1.06 мкм. Точки и сплошная линия — соответственно экспериментальные и расчетные данные

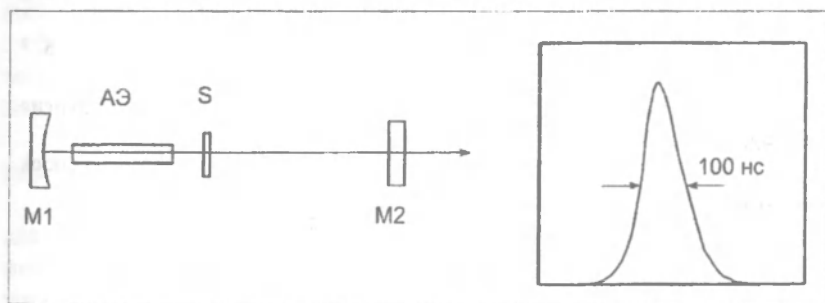


Рис.4. Схема резонатора и временная форма выходных импульсов лазера на YAG:Nd^{3+} с пассивной модуляцией добротности стеклом, содержащим ОНЧ Cu_2Se . M1, M2 — зеркала; АЭ — активный элемент; S — образец стекла с ОНЧ Cu_2Se

При использовании в качестве пассивного затвора стекол, содержащих ОНЧ Cu_2Se , получен режим модуляции добротности лазеров на YAG:Nd^{3+} (длина волны излучения 1.06 мкм). Резонатор лазера на

YAG:Nd³⁺ (рис. 4) был образован высокоотражающим зеркалом М1 с радиусом кривизны $r = 1$ м и плоским выходным зеркалом М2 с коэффициентом отражения $R = 60\%$. Длина резонатора составляла $L \approx 0.95$ м. Активный элемент размером $\varnothing 5$ мм $\times$ 50 мм размещался вблизи зеркала М1. Пассивный затвор имел начальное пропускание $\sim 50\%$ и располагался между активным элементом и выходным зеркалом М2. Модуляция добротности достигалась при параметре внутрирезонаторной фокусировки $A_g/A_d = 1.4$ (A_g и A_d — площади поперечного сечения моды резонатора соответственно на активном элементе и пассивном затворе). Наблюдались импульсы длительностью 100 нс (рис. 4) с энергией до 5 мДж. Необходимо отметить, что полученные в данной работе значения энергии и длительности выходных импульсов не являются предельными для пассивных затворов на основе стекла с ОНЧ Cu_2Se . Они могут быть существенно улучшены при нанесении антиотражающего покрытия на поверхности пассивного затвора, а также оптимизации его начального пропускания и коэффициента отражения выходного зеркала лазера.

Список литературы

- [1] I.A. Denisov, K.V. Yumashev, A.M. Malyarevich, P.V. Prokoshin, V.S. Gurin, V.P. Mikhailov. In *Technical Digest of X Symposium Ultrafast Phenomena in Spectroscopy* (Tartu, Estonia, 1997) P.136.
- [2] V.S. Gurin, V.B. Prokopenko, A.A. Alexeenko et al. *Functional Materials*, 6, 3, 464 (1999).
- [3] В.В. Горбачев. *Полупроводниковые соединения А₃В₂* (М, Металлургия, 1980).
- [4] S.V. Gaponenko. *Optical properties of semiconductor nanocrystals* (Handbook, Wiley, 1998).
- [5] V.I. Klimov, V.A. Karavanskii. *Phys. Rev. B*, 54, 8087 (1996).

ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫМИ ИОНАМИ КРИПТОНА НА ТОКОПЕРЕНОС В АЛМАЗЕ

© 2000 г. Мельников А.А., Русецкий М.С.

Белорусский государственный университет

Инжекционные токи в алмазе с одной стороны являются физической основой создания электронных приборов с диэлектрической рабочей областью, с другой стороны являются мощным методом исследования локализованных состояний в этом материале [1–3]. Ранее было показано, что облучение алмаза высокоэнергетичными ионами приводит к образованию протяженных, ориентированных вдоль направления облучения дефектных структур (треков), диаметр которых оценивался для ионов криптона около 3.2 нм [4–6]. В данной работе исследуется влияние облучения высокоэнергетичными ионами криптона на электронные параметры алмаза.

Токоперенос инжектированных носителей заряда изучался в изготовленных ионной имплантацией *p-i-p*-структурах на предварительно отполированной поверхности пластины природного алмаза. Структуры *p-i-p* представляли собой две прямоугольные легированные бором области *p*-типа шириной 300 мкм, разделенные между собой диэлектрическим промежутком длиной около 7 мкм. Облучение исследуемых пластин природного алмаза проводилось ионами криптона с энергией 245 и 210 МэВ и дозой $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $6.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ соответственно. Исследование оптического поглощения проводилось при комнатной температуре в спектральном диапазоне 200–900 нм. Термический отжиг образцов проводился в вакууме.

На рис. 1 представлены вольтамперные характеристики *p-i-p*-структур до и после облучения ионами криптона и последующего отжига.

Вольтамперная характеристика *p-i-p*-структуры имеет вид, типичный для тока униполярной инжекции в присутствии ловушек. В области напряжений 10–80 В наблюдается резкий рост тока, что приводит к смещению уровня Ферми к валентной зоне и заполнению ловушек в *i*-области инжектированными дырками. При дальнейшем повышении напряжения зависимость имеет степенной вид, характерный для стандартного режима тока, ограниченного объемным зарядом инжектированных носителей заряда. Протекание тока в таких структурах обусловлено термоэлектронной эмиссией через потенциальный барьер, формируемый в прямосмещенном *p-i*-переходе [7,8]. Высота этого барьера зависит от концентрации и энергетического распределения ловушек в *i*-области. Напряжение V_{on} , при котором начинается резкий рост тока, можно оценить согласно $V_{on} = eN_T L^2 / 2\epsilon\epsilon_0$, где N_T — концентрация заряженных ловушек, L — длина *i*-промежутка. Концентрация

ловушек в исходной структуре, рассчитанная таким образом, составляла около $1.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. По методике [8] из вольтамперной характеристики было рассчитано энергетическое распределение ловушек (рис.2).

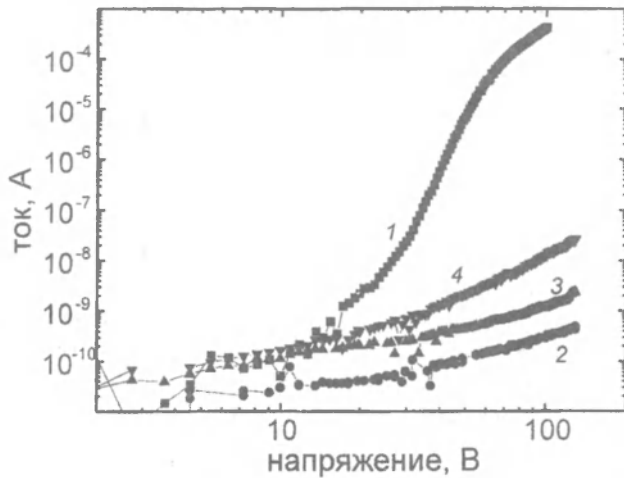


Рис. 1. Вольтамперные характеристики $p-i-p$ -структуры при 300 °С до облучения (1), после облучения ионами криптона, 245 МэВ, $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (2), после последующего отжига при 600 °С (3), после последующего отжига при 800 °С (4)

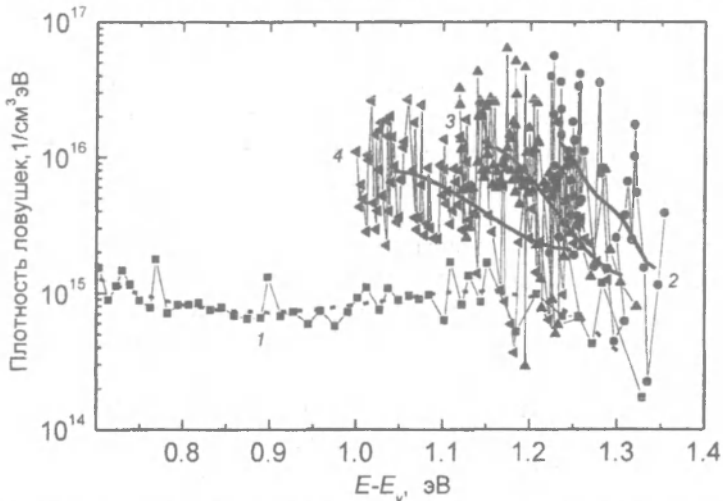


Рис.2. Энергетическое распределение ловушек в алмазе, рассчитанное из вольтамперных характеристик рис. 1 по методике [8]. (1) — до облучения, (2) — после облучения ионами криптона, 245 МэВ, $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. (3) — после отжига при 600 °С, (4) — после отжига при 800 °С

Отмечается наличие глубоких уровней вплоть до 1.3 эВ от потолка валентной зоны с плотностью состояний $7 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$, обусловленных, по-видимому, наличием примеси азота в кристалле природного алмаза. Облучение ионами криптона уже дозой $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ приводит к практически полному исчезновению инжекционного тока вплоть до напряжений пробоя, что указывает на появление ловушечных состояний в больших концентрациях. Рассчитанное энергетическое распределение ловушек после высокоэнергетического ионного облучения (рис. 2) принципиально отличается от исходного и имеет вид резко убывающей кривой с концентрацией около $1.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$ при 1.24 эВ и $1.8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$ при 1.33 эВ от потолка валентной зоны. Отжиг при 600 °С и 800 °С приводит к росту тока при больших напряжениях, увеличивающемуся с ростом температуры отжига, что обусловлено уменьшением концентрации ловушек. Кривая энергетического распределения сдвигается к потолку валентной зоны и имеет концентрацию около $8.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$ при 1.06 эВ и $1.6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$ при 1.21 эВ от потолка валентной зоны после отжига при 800 °С. Следует отметить, что происходит уменьшение наклона кривой энергетического распределения плотности состояний с ростом температуры отжига.

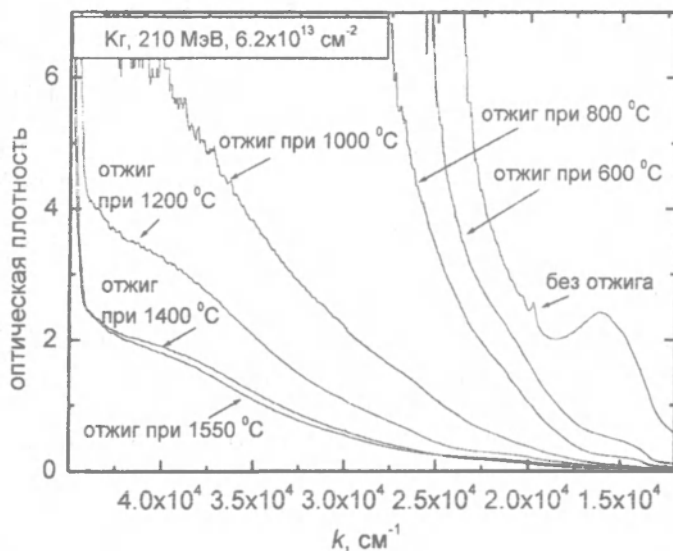


Рис.3. Спектры поглощения алмаза, облученного ионами криптона 210 МэВ, $6.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, при различных температурах отжига

Исследование оптического поглощения показали, что облучение ионами криптона приводит к появлению широкой полосы поглощения во всей

ультрафиолетовой части спектра и полосы поглощения при 16000 см^{-1} (рис. 3), обусловленных всем комплексом радиационных дефектов и нейтральной вакансией соответственно.

Полоса, обусловленная вакансией, полостью исчезает до температуры отжига $800\text{ }^{\circ}\text{C}$, в то время как отжиг дефектов, обуславливающих полосу в ультрафиолетовой части спектра, продолжается вплоть до температур $1400\text{ }^{\circ}\text{C}$. Сопоставляя характер изменения энергетического распределения ловушек в запрещенной зоне и спектров поглощения, можно предположить, что основной вклад в образование локализованных состояний при высокоэнергетичной имплантации криптона вносят не изолированные вакансии. Основываясь на модели трека, как вакансионного ядра, окруженного комплексом других дефектов, можно сделать вывод об определяющем вкладе в образование локализованных состояний оболочки трека высокоэнергетического иона, и, как следствие, его влиянии на токоперенос в таком материале.

Список литературы

- [1] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1973)
- [2] A.M. Zaitsev, A.V. Denisenko, G. Kosaca, R. Job, W.R. Fahrner, A.A. Melnikov, V.S. Varichenko, B. Burhard, J.von Borany and M. Werner. *J of Wide Bangap Materials.*, 7, 1, 4 (1999).
- [3] *Diamond: Electronic Properties and Applications* /Eds. L.S. Pan and D.R. Kania (Kluwer, Boston, 1995).
- [4] В. Вариченко, А. Зайцев, В. Мартинович, В. Стельмах, Н. Лапчук, Д. Ерчак. *Низкоразмерные системы* / Под ред. В.Ф.Стельмаха и А.К.Федотова (Минск, БГУ, 1999) С.29.
- [5] В. Вариченко, А. Зайцев, В. Мартинович, М. Русецкий, Н. Пенина. В сб. *Низкоразмерные системы* / Под ред. В.Ф.Стельмаха и А.К.Федотова (Минск, БГУ, 1997) С.41.
- [6] А. Мельников, В. Вариченко, А. Зайцев, Н. Казючиц. В сб. *Низкоразмерные системы* / Под ред. В.Ф.Стельмаха и А.К.Федотова (Минск, БГУ, 1998) С.36.
- [7] A. Denisenko, A. Melnikov, A. Zaitsev, B. Burchard, W.R. Fahrmer. *Diamond Films and Technol.*, 5, 4, 189 (1995).
- [8] A. Denisenko, W.R. Fahrner, U.Strahle, H. Henshel, R. Job. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 43, 6, 3081 (1996).

ВЛИЯНИЕ УФ–ОБЛУЧЕНИЯ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ С АЛЬДЕГИДСОДЕРЖАЩИМИ ПОЛИМЕРАМИ

© 2000 г. Могильный В.В., Лазарева А.М.

Белорусский государственный университет

Исследованные ранее материалы на основе полиметакриловой кислоты [1] позволяют регистрировать поглощенную дозу УФ и более высокоэнергетичных излучений по изменению электропроводности на постоянном токе, однако, отличаются невысокой стабильностью при хранении. Значительно более стабильны полимерные диэлектрики. К числу их электрических характеристик, существенно зависящих от состава и структуры полимерного материала относится фактор диэлектрических потерь [2]. В настоящей работе рассмотрено изменение тангенса угла диэлектрических потерь полимерных материалов на основе полиметилметакрилата (ПММА) с альдегидсодержащими молекулярными фрагментами при УФ–облучении.

В экспериментах использовались полимерные композиции, содержащие 9-антральдегид (9-АА) и сополимеры метилметакрилата с п-формилфенилметакрилатом (ФФМ). Последние содержат бензальдегидную группу в боковой цепи макромолекул. Полимерные пленки (30–40 мкм) готовили поливом растворов полимеров в хлороформе или бензоле с последующей сушкой до постоянной массы в вакууме, а затем отделяли от подложек. Тангенс угла диэлектрических потерь ($\text{tg}\delta$) на частоте $\dot{1}$ кГц определяли с помощью измерителя емкости Е8-4, помещая пленку в ячейку с двумя прозрачными электродами (ИТО). Контроль фотохимических превращений осуществляли спектрофотометрически.

Введение в полимерный материал молекул и молекулярных фрагментов, содержащих подвижную полярную альдегидную группу ($\mu = 9.9 \cdot 10^{-30}$ Кл·м) увеличивает $\text{tg}\delta$, создания дополнительные дипольно–групповые потери (рис. 1). Концентрационные зависимости $\text{tg}\delta$ практически линейны для 9-АА (рис. 1, кривые 1,2), но имеют максимум в случае компонентов бензальдегидного типа (кривая 3). Последняя особенность указывает на различие в характере межмолекулярных взаимодействий между альдегидными производными антрацена и бензола. В используемом диапазоне концентраций ($0.1\text{--}0.5$ моль·л $^{-1}$) молекулы 9-АА находятся в слое в виде сэндвич–пар [3], т.е. взаимодействуют преимущественно через антраценовые структуры. Подвижность и дипольный момент альдегидных групп при этом не испытывают существенных концентрационных изменений. Рост концентрации бензальдегидных групп также вызывает возникновение слабых

комплексов между ними [4]. Немонотонная концентрационная зависимость $\text{tg } \delta$, по-видимому, отражает накопление в полимерном слое комплексов, участники которых связаны диполь-дипольным взаимодействием альдегидных групп. Комплексообразование такого типа ведет к компенсации дипольных моментов альдегидных групп, уменьшению их подвижности и вносимых ими диэлектрических потерь.

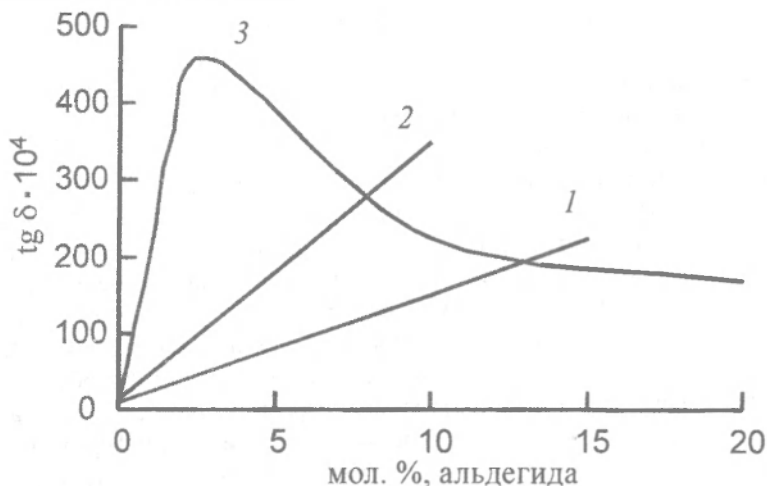
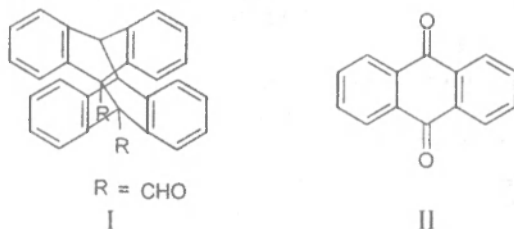


Рис. 1. Изменение диэлектрических потерь в зависимости от содержания альдегида в полимере. 1 — 9-АА в ПММА; 2 — 9-АА в ПС; 3 — сополимер ФФМ-ММА

Основными продуктами фотопревращений 9-АА в полимерах являются фотодимер (I) и антрахинон (II) [5].



Последний возникает в реакции фотоокисления в присутствии молекулярного кислорода. Фотодимер сохраняет альдегидные группы, при образовании антрахинона альдегидная группа исчезает, но образуются две противоположно направленные карбонильные группы хинона. Эти фотопревращения в полимерном слое сопровождаются изменением $\text{tg } \delta$ (рис. 2, кривые 1, 2). При экспонировании в атмосфере азота, когда происходит лишь фотодимеризация, наблюдается рост $\text{tg } \delta$ (кривая 1), присутствие кислорода возду-

ха ведет, напротив, к уменьшению этой величины в процессе экспонирования. Возрастание $\lg \delta$ с накоплением фотодимера объясняется, по-видимому, увеличением дипольного момента альдегидных групп в результате нарушения их сопряжения с системой ненасыщенных связей ароматических колец. Естественным представляется и падение $\lg \delta$ при переводе 9-АА в антрахинон, полярные карбонильные группы которого малоподвижны.

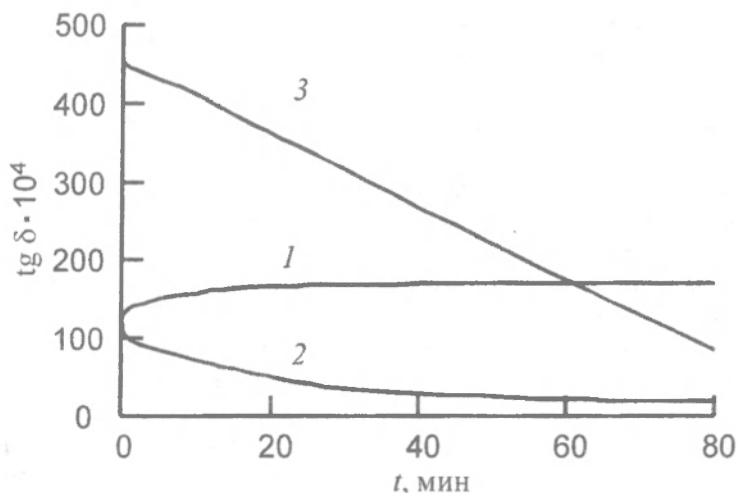
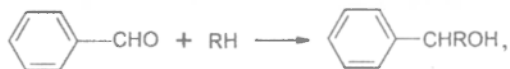


Рис. 2. Зависимость диэлектрических потерь альдегидов в полимере от времени экспонирования УФ излучением. 1 — 10 мол. % 9-АА в ПММА в атмосфере азота; 2 — 10 мол. % 9-АА в ПММА в воздухе; 3 — 3 мол. % ФФМ-97 мол. % ММА

Необходимо, однако, отметить, что в подобных образцах и условиях облучения доля продуктов окисления не превышает 10 % [5] из-за расходования кислорода в фотореакции и ограниченной диффузией скорости его поступления в слой. Наблюдающееся фотоиндуцированное уменьшение в атмосфере воздуха вносимых 9-АА потерь до значений, близких к нулю (рис. 2, кривая 2), с учетом этого обстоятельства может означать падение потерь, вносимых матрицей ПММА в результате ее вероятных физико-химических изменений (преобразование фрагментов при взаимодействии с синглетным кислородом, сшивание и т.д.).

Бензальдегидные группы сополимеров ФФМ при возбуждении УФ излучением вступают в реакцию фотовосстановления [4]:



где R — полимерная цепь. Реакция фотовосстановления преобразует альдегид в третичный спирт с существенным уменьшением дипольного момента ($\sim 9.9 \cdot 10^3$ до $\sim 5.7 \cdot 10^3$ [6]). При этом также происходит присоединение бензальдегидного фрагмента к функциональной группе — донору водорода с образованием макромолекулярной сетки (фотосшиванием). Совокупность эффектов (уменьшение дипольного момента фрагментов-участников реакции, ограничение их подвижности в результате присоединения и сшивания макромолекул) вызывает падение $\text{tg}\delta$ при облучении (рис. 2, кривая 3). Кинетика $\text{tg}\delta$ линейна по времени экспонирования, в то время как накопление продуктов фотореакции описывается сублинейной зависимостью. Это, по-видимому, отражает развитие в слое процессов, компенсирующих замедление роста концентрации фотопродуктов. К ним могут относиться фотосшивание и образование дефектов структуры полимерного стекла [7], способные вызвать избыточное давление в полимерном материале.

Полученные экспериментальные результаты показывают, что на используемой частоте (1000 Гц) наибольший вклад в диэлектрические потери полимерных материалов на основе ПММА вносят макромолекулярные фрагменты бензальдегидного типа при их содержании 3–5 мол.%. Их превращение в электронно-возбужденном состоянии не подвержено влиянию колебаний концентрации кислорода и обеспечивает уменьшение $\text{tg}\delta$ пропорционально экспозиции на величину до $4 \cdot 10^{-2}$. Сополимеры ФФМ позволяют регистрировать поглощенную дозу УФ излучения в диапазоне значений 0.3–30 Дж/см².

Список литературы

- [1] В.В.Могильный, А.М.Лазарева. В сб. *Низкоразмерные системы* / Под ред. В.Ф. Стельмаха и А.К. Федотова (Мн.: БГУ. 1999) С. 64.
- [2] Г.М.Бартенев, Д.С.Сандитов. *Релаксационные процессы в стеклообразных системах* (Новосибирск, Наука. 1986) С.56.
- [3] О.Д.Асенчик, В.В.Могильный. ЖПС. **54**, 5, 793 (1991).
- [4] И.П.Зятков, В.В.Могильный. ЖПС. **41**, 3, 466 (1984).
- [5] А.М.Лазарева, Л.А.Мазуренок, В.В.Могильный, А.И.Станкевич. *Химия высоких энергий*. **23**, 5, 430 (1989).
- [6] А.Гордон, Р.Форд. *Спутник химика*. М.: Мир. 1976. С.150.
- [7] V.V. Mogilny, Yu.V. Gritsai, A. Lazareva. Proc. SPIE. **2890**, 64 (1996).

ОСОБЕННОСТИ СИНТЕЗА И ОБЪЕМНОГО ФОРМОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ КОМПОЗИТОВ ЗОЛЬ–ГЕЛЬ МЕТОДОМ

© 2000 г. Подденежный Е.Н., Бойко В.А.

Гомельский государственный университет им. Ф.Скорины

Оптические композиты представляют собой новый класс оптических двух- или многофазных материалов, состоящих из прозрачной матрицы и активного однородно-диспергированного наполнителя

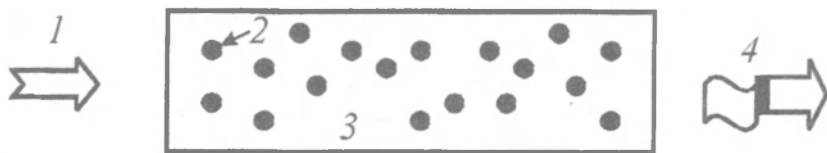


Рис. 1. Схема оптического композита: 1 — входящее излучение; 2 — активный наполнитель; 3 — прозрачная матрица; 4 — модифицированное излучение

Матрицей могут служить полимеры, прозрачные гели, кристаллические или стеклообразные материалы.

Луч света, входящий в среду оптического композита, может претерпевать ряд превращений (рассеиваться, усиливаться, флюоресцировать, изменять фазу, поляризовываться и т.п.) (рис. 1) [1].

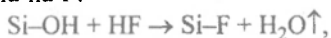
Наиболее привлекательной средой-матрицей для формирования оптических композитов является кварцевое стекло, т.к. оно обладает высокой прозрачностью в диапазоне длин волн от 200 до 3000 нм, термостойкостью и высокой радиационной устойчивостью. Кроме того, кварцевое стекло является основой оконно-оптических световодов, позволяющих расширить диапазон применения оптических композитов на волоконную сенсорику и связь. Однако традиционные методы получения кварцевого стекла основаны на высокотемпературных методах, включающих электровакуумное плавление, газовакуумный наплав и т.п., требующих температуры выше 1700 °С. Кроме того, кварцевое стекло в расплавленном состоянии имеет очень высокую вязкость, что препятствует введению и однородному распределению в его составе частиц второй фазы.

Альтернативным методом синтеза оптических композитов на основе кварцеподобных матриц является прямой золь-гель синтез, позволяющий формировать стеклообразный материал, минуя стадию варки. Частицы второй фазы в состав стекла можно вводить как на стадии золя — твердо-жидкой системы, состоящей из коллоидных частиц, дис-

пергированных в жидкости, так и путем их формирования методом термохимических реакций в различных газовых атмосферах на последних стадиях золь-гель процесса.

Кобальт- и железосодержащие композиты перспективны в качестве магнитооптических материалов с нелинейными свойствами. Такие материалы были получены путем импрегнирования фторированных формованных ксерогелей растворами солей кобальта и железа. Ксерогели SiO_2 представляют собой мезо-пористые структуры с системой взаимосвязанных пор, размеры которых лежат в диапазоне 4–16 нм.

После термообработки в порах ксерогеля происходит реакция замещения ионов гидроксила на F:



а пропитка фторсодержащих гелей ацетоновыми растворами CoCl_2 и FeCl_3 и дальнейшая термообработка при 1200°C на воздухе приводят к формированию оксифторидов кобальта и железа в форме низкоразмерных аморфных кластеров, однородно распределенных в матрице кварцеподобного опалесцирующего материала.

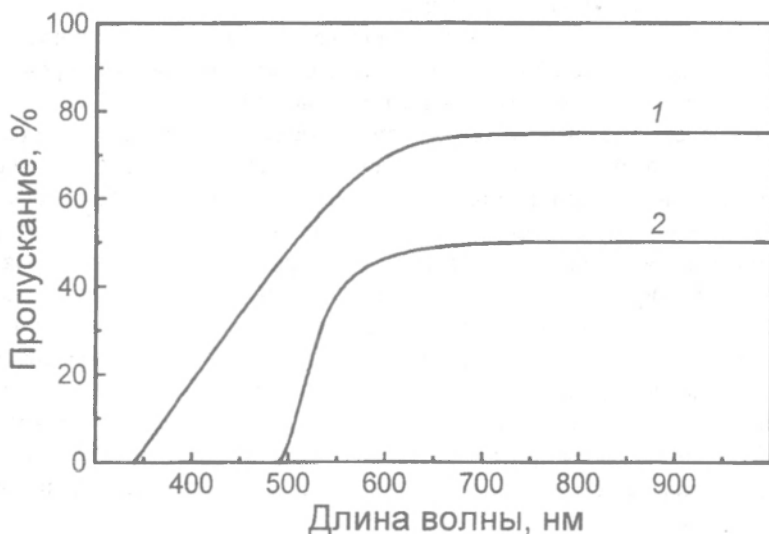


Рис.2. Спектр пропускания Fe-содержащего стекла (1) и оптического композита (2), с концентрацией Fe_2O_3 3,5 мас.%

ИК-спектроскопия Со- и Fe-содержащих композитов в области основных колебаний ОН-групп показала их уменьшенное содержание (100 – 150 ppm). Спектры пропускания Fe-содержащих стекол и оптических композитов приведены на рис.2, а схема структурных переходов ионов железа в пористой структуре ксерогелей, импрегнированных растворами, содержащими Fe^{3+} носит, по-видимому, следующий характер [2]:



где $2.3 < x < 2.5$, а $n \approx 400$

Из рассмотрения спектральных кривых пропускания Fe-содержащих стекол и композитов можно сделать заключение, что ионы Fe^{3+} , равномерно распределенные в матрице гель-стекла, встраиваются в непрерывную сетку и, взаимодействуя с элементами основы, дают широкую полосу поглощения ниже 350 нм с пологим краем, а Fe-содержащие композиты, обладая большим диффузным рассеянием, демонстрируют более резкий край полосы поглощения и ее сдвиг в длинноволновую область спектра (~ 500 нм). Это связано, по-видимому, с формированием кластеров железосодержащих оксидов и оксифторидов, и фазовой сегрегацией в гелем кварцевом стекле. Отмечена также повышенная способность ионов Fe^{3+} к диффузии по поверхности пор в макрообъемах формованного ксерогеля, приводящая при определенных условиях к созданию гетерогенных (слоистых) структур внутри стеклозаготовки.

Список литературы

- [1] F. Bentivegna, M. Nyvit, J. Ferre et al. J. Of Applied Physics. **85**, 4. 2270 (1999).
- [2] D.L. Segal. J. Non-Cryst. Solids, **63**, 183 (1984).

АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ИЗ 2D-СЛОЯ

© 2000 г. Поклонский Н.А., Вырко С.А., Кисляков Е.Ф.

Белорусский государственный университет

Введение

При количественном описании автоэлектронной эмиссии из объемных (массивных) образцов используют формулу Фаулера-Нордгейма (см., например, [1 – 8]), которая, однако, не применима к эмиттерам с квантоворазмерными ограничениями на движение электронов в них.

В работе [9] в квазиклассическом приближении [10] исследуется автоэлектронная эмиссия из квантоворазмерного полупроводникового 2D-слоя в направлении, перпендикулярном плоскости образца; рассмотрен гипотетический случай эмиссии при температуре $T \rightarrow 0$ в приближении бесконечно глубокой ямы без учета сил электростатического изображения. Отметим, что туннелирование в направлении нормали к 2D-слою представляет собой распад квазистационарных электронных состояний [11 – 14]. С этой точки зрения в [13] рассматривается экзоэлектронная эмиссия из приповерхностной области кристаллического полупроводника при его нагревании.

Цель работы — расчет и сопоставление плотностей токов автоэлектронной эмиссии по нормали (вдоль оси OZ , рис. 1) и из торца (вдоль оси OX) квантоворазмерного полупроводникового 2D-слоя с учетом сил электростатического изображения.

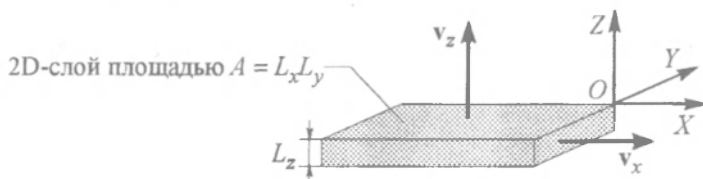


Рис. 1. Схема эмиссии электронов из квантоворазмерного полупроводникового слоя площадью $A = L_x L_y$ и толщиной L_z ; $v_{x(z)} = p_{x(z)}/m_0$ — скорость эмиттированного электрона вдоль оси OX (OZ)

Для выхода из 2D-слоя электрон проводимости должен преодолеть потенциальный барьер на границе полупроводник–вакуум (рис. 2). Пунктиром на рис. 2 изображен треугольный потенциальный барьер $\chi - eFx$, где χ — энергия сродства к электрону 3D-образца. F — напряженность внешнего электрического поля в направлении OX ; $e > 0$ — модуль заряда электрона. Следуя оценкам работы [15], считаем, что внешнее электрическое поле

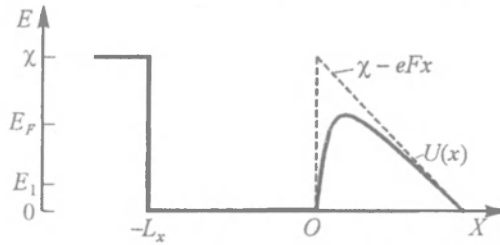


Рис. 2. Профиль потенциальной энергии для расчета эмиссии электронов из 2D-слоя: сплошная линия — барьер с учетом сил электростатического изображения, E_F — уровень Ферми, E_1 — энергия первого квантового уровня поперечного движения электрона; F — напряженность внешнего электрического поля вдоль оси OX

F внутри сильно легированного полупроводника не проникает.

Электрон проводимости преодолевает барьер с вероятностью $D(E_x)$, где E_x — кинетическая энергия движения электрона проводимости вдоль оси OX .

Основные соотношения

Рассмотрим 2D-слой кристаллического полупроводника n -типа толщиной L_z . Зависимость энергии от квазиимпульса для электрона проводимости с энергией поперечного движения E_v есть:

$$E(\mathbf{k}) = E_x + E_y + E_v = \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2) + E_v, \quad (1)$$

где $E_{x(y)} = (\hbar k_{x(y)})^2 / (2m) = p_{x(y)}^2 / (2m)$ — кинетическая энергия движения электрона вдоль оси $OX(OY)$ с квазиимпульсом $p_{x(y)} = \hbar k_{x(y)}$.

Энергию поперечного движения электрона находим из трансцендентного уравнения [16 – 18]:

$$E_v = \left(\frac{\pi \hbar}{L_z} \right)^2 \frac{1}{2m} \left(v - \frac{2}{\pi} \arccotg \sqrt{\frac{m}{m_0} \left(\frac{\chi}{E_v} - 1 \right)} \right)^2, \quad (2)$$

где $v = 1, 2, \dots, v_t$ — номер квантового уровня; m — изотропная эффективная масса электрона в 2D-слое, m_0 — масса свободного электрона.

Двумерная концентрация электронов в 2D-слое с площадью боковой поверхности $A = L_x \cdot L_y$ и числом электронов $N = n_{3d} A L_z$ есть [18, 19]:

$$n_{2d} = \frac{N}{A} = \frac{m}{(\pi \hbar)^2} \sum_{v=1}^{v_t} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{p_x} \int_0^{\infty} f_{FD} (E_x + p_y^2 / (2m) + E_v) dp_y dE_x, \quad (3)$$

где $f_{FD}(E) = \{1 + \exp[(E - E_F)/(k_B T)]\}^{-1}$ — функция Ферми-Дирака, $k_B T$ — тепловая энергия, $m A(\pi \hbar)^{-2}$ — одноэлектронная плотность состояний в 2D-слое с учетом спинового вырождения.

Плотность тока автоэлектронной эмиссии вдоль оси OX (OZ), создаваемая электронами с энергией E_x (E_v) с учетом размерного квантования их поперечного движения, имеет вид:

$$dJ_x(p_x) = e \frac{n_{2d}(p_x)}{2L_z} \frac{p_x}{m} D(E_x) dp_x; \quad J_z(v) = e \frac{n_{2d}(v)}{2L_z} \frac{p_z}{m} D(E_v),$$

где $p_z = v \pi \hbar / L_z$ — квазиимпульс поперечного движения электрона, $D(E_{x(v)})$ — прозрачность барьера на границе 2D-слоя с вакуумом.

Плотности токов автоэлектронной эмиссии вдоль осей OX и OZ есть:

$$J_x = \frac{e}{(\pi \hbar)^2 L_z} \sum_{v=1}^{v_f} \int_0^\infty \int_0^\infty D(E_x) f_{FD}(E_x + E_y(p_y) + E_v) dp_y dE_x, \quad (4)$$

$$J_z = \frac{e}{2 \hbar L_z^2} \sum_{v=1}^{v_f} v D(E_v) \int_0^\infty f_{FD}(E_{||} + E_v) dE_{||}, \quad (5)$$

где $E_F > 0$ — уровень Ферми, отсчитанный от дна c -зоны объемного кристалла; $E_{||} = E_x + E_y$ — энергия движения электрона в плоскости 2D-слоя.

Заменой переменных интегрирования $p_y^2 / 2mk_B T = \alpha_y$, $E_{||} / k_B T = \alpha_{||}$ выражения (4) и (5) приводятся к виду:

$$J_x = \frac{e}{(\pi \hbar)^2 L_z} \sqrt{\frac{\pi m k_B T}{2}} \sum_{v=1}^{v_f} \int_0^\infty D(E_x) F_{-1/2} \left(\frac{E_F - E_x - E_v}{k_B T} \right) dE_x, \quad (6)$$

$$J_z = \frac{e k_B T}{2 \hbar L_z^2} \sum_{v=1}^{v_f} v D(E_v) F_0 \left(\frac{E_F - E_v}{k_B T} \right), \quad (7)$$

где $F_j(\beta) = \frac{1}{\Gamma(j+1)} \int_0^\infty \frac{\alpha^j d\alpha}{1 + \exp(\alpha - \beta)}$ — интеграл Ферми-Дирака,

$\Gamma(j) = \int_0^\infty t^{j-1} \exp(-t) dt$ — гамма-функция Эйлера.

Плотность тока автоэлектронной эмиссии из объемного образца ($L_z \rightarrow \sqrt{A}$) в соответствии с формулами (6) и (7) есть:

$$J_b = \frac{e m k_B T}{2 \pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty D(E_x) F_0 \left(\frac{E_F - E_x}{k_B T} \right) dE_x. \quad (8)$$

Прозрачность барьера для электрона с кинетической энергией E_x в квазиклассическом приближении выражается формулой [10, 17]:

$$D(E_x) = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U(x) - E_x)} dx \right\}, \quad (9)$$

где $x_{1,2} = \frac{1}{2eF} \left(\chi - E_x \pm \sqrt{(E_x - \chi)^2 - 4e^3 F / 16\pi\epsilon_r'\epsilon_0} \right)$ — координаты точек поворота для классического движения электрона проводимости; χ — энергия сродства к электрону.

С учетом сил электростатического изображения [20] потенциальную энергию электрона вне 2D-слоя (или объемного образца) на расстоянии x от его поверхности приближенно можно записать в виде:

$$U(x) = \chi - eFx - e^2 / (16\pi\epsilon_r'\epsilon_0 x), \quad (10)$$

где F — напряженность внешнего электрического поля; $\epsilon_r' = (\epsilon_r + 1) / (\epsilon_r - 1)$; ϵ_r — диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки 2D-слоя, ϵ_0 — электрическая постоянная.

Далее полагается, что прозрачность барьера вдоль оси OZ для электрона с энергией E_x описывается формулой (9) с учетом (10).

Анализ полученных соотношений

На рис. 3 дан расчет по (6) – (8) плотностей токов автоэлектронной эмиссии J_z (кривая 1) и J_x (кривая 2), нормированных на плотность тока эмиссии J_b из объемного образца, от толщины квантоворазмерного слоя L_z . Расчет проводился для 2D-слоев n^+ -GaAs со следующими параметрами: $\chi = 4$ эВ, $m = 0.063m_0$, $\epsilon_r = 12.8$, $n_{3d} = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $A = \bar{L}_x \times \bar{L}_y = 100 \times 100 \text{ мкм}^2$; $T = 300$ К. Напряженность внешнего электрического поля $F = 3 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ типична при измерениях автоэлектронной эмиссии.

Двумерную концентрацию электронов n_{2d} находим, исходя из того, что объемная концентрация электронов остается постоянной для слоев разной толщины L_z , т. е. $n_{2d} = n_{3d} L_z$.

Ток из объемного образца $I_b = J_b A$; из 2D-слоя вдоль оси OZ — $I_z = J_z A$; из торца структуры, состоящей из изолированных 2D-слоев с эквивалентным объемом полупроводникового материала $A^{3/2}$, есть $I_x = J_x A$.

Из рис. 3 видно, что плотность эмиссионного тока 2D-слоя монотонно зависит от его толщины, что связано с “пересечением” уровнем Ферми (рис. 4) квантовых уровней E_n . Резкий рост тока эмиссии J_z поперек 2D-слоя с уменьшением его толщины L_z объясняется ростом энергии E_x , поперечного движения электронов. Плотность же тока эмиссии J_x вдоль плоскости слоя зависит от энергии E_x движения электронов вдоль оси OX . Электроны

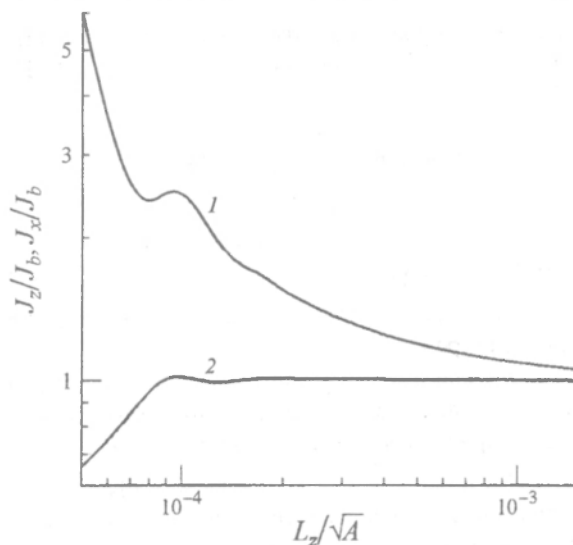


Рис. 3. Зависимость плотности тока эмиссии из квантоворазмерного слоя n^+ -GaAs от его толщины L_z для $n_{3d} = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $A = 100 \times 100 \text{ мкм}^2$, $T = 300 \text{ К}$; $F = 3 \cdot 10^6 \text{ В/см}$; 1 — J_z/J_b ; 2 — J_x/J_b

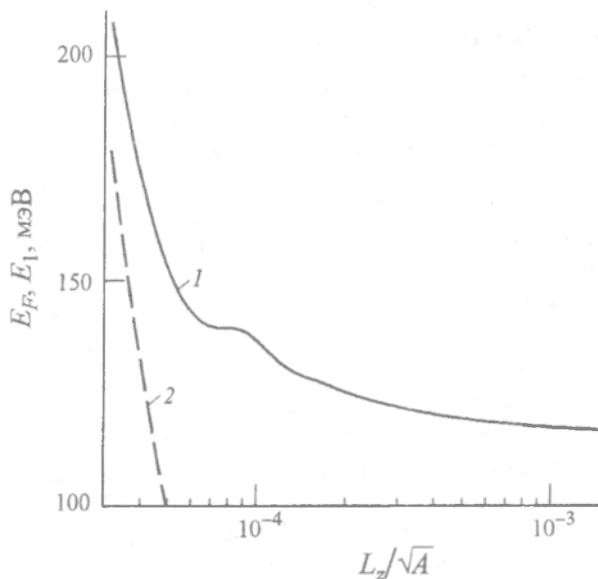


Рис. 4. Рассчитанные по (2) и (3) зависимости энергии Ферми E_F и первого квантового уровня E_1 от толщины 2D-слоя L_z : 1 — E_F при $T = 300 \text{ К}$, $n_{2d}/L_z = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; 2 — E_1

проводимости с энергией E_v обладают кинетической энергией $E_x > 0$.

Итак, в работе рассмотрена автоэлектронная эмиссия из торца 2D-слоя, где применимость квазиклассического приближения представляется наиболее обоснованной. Следует ожидать, что снижение сродства к электрону χ при нанесении адатомов на торец проявляется в большей мере, чем на поверхность 2D-слоя. Тогда ток автоэлектронной эмиссии из стопки 2D-слоев с эффективной торцевой площадью всех слоев A может превышать эмиссию из плоскости одного слоя.

Список литературы

- [1] Г. А. Месяц. УФН, **165**, 6, 601 (1995).
- [2] R. Gomer. *Field emissions and field ionization* (Berlin, Springer-Verlag, 1993).
- [3] А. Модинос. *Авто-, термо-, и вторичноэлектронная эмиссионная спектроскопия* (М., Наука, 1990).
- [4] К. А. Валиев. *Физика субмикронной литографии* (М., Наука, 1990).
- [5] Р. Л. Белл. *Эмиттеры с отрицательным электронным сродством* (М., Энергия, 1978).
- [6] А. М. Бродский, Ю. Я. Гуревич. *Теория электронной эмиссии из металлов* (М., Наука, 1973).
- [7] Р. Фишер, Х. Нойман. *Автоэлектронная эмиссия полупроводников* (М., Наука, 1971).
- [8] Л. Н. Добрецов, М. В. Гомоюнова. *Эмиссионная электроника* (М., Наука, 1966).
- [9] С. Majumdar, M. K. Bose, A. B. Maity, A. N. Chakravarti. *Phys. Stat. Sol. (b)*, **141**, 2, 435 (1987).
- [10] В. В. Толмачев. *Квазиклассическое приближение в квантовой механике* (М., МГУ, 1980).
- [11] А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов. *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике* (М., Наука, 1971).
- [12] В. С. Полюв, В. Д. Мур, А. В. Сергев. *Письма в ЖЭТФ*, **53**, 9, 433 (1991).
- [13] Л. И. Гурский, А. И. Покрышкин, И. Е. Тралле. *ЖТФ*, **53**, 11, 2209 (1983).
- [14] В. Г. Долуденко, Б. С. Муравский. *Поверхность*, **12**, 28 (1985).
- [15] М. Б. Паргтенский, Я. Г. Смородинский. *ФТТ*, **16**, 3, 644 (1974).
- [16] А. А. Афоненко, В. К. Кононенко, И. С. Манах. *Теория полупроводниковых лазеров* (Мн., БГУ, 1995).
- [17] Л. Д. Ландау, Лифшиц Е.М. *Квантовая механика (нерелятивистская теория)* (М., Наука, 1989).
- [18] P.Y. Yu, M. Cardona. *Fundamentals of Semiconductors: Physics and Materials Properties*. 2nd ed. (Springer-Verlag, Berlin 1999).
- [19] А. Я. Шик. *ФТП*, **29**, 8, 1345 (1995).
- [20] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред* (М., Наука, 1982).

РАДИАЦИОННОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ АНАЛОГОВ ИНДУКТИВНОСТИ НА ОСНОВЕ ПЛАВНОГО $p\bar{n}$ -ПЕРЕХОДА В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ

© 2000 г. Поклонский Н.А.*, Горбачук Н.И.*, Ластовский С.Б.**

**Белорусский государственный университет*

***Институт физики твердого тела и полупроводников НАНБ*

Введение

Катушки индуктивности используются в колебательных контурах автогенераторов, полосовых фильтрах усилителей, в цепях коррекции частотных характеристик усилителей, аналоговых интегральных схемах [1, 2]. В микроэлектронике основными способами формирования элемента цепи с индуктивным импедансом является создание пленочных металлических “катушек” индуктивностей и имитация индуктивной нагрузки с помощью схемотехнических приемов [3–5]. Величина индуктивности пленочных планарных “катушек” при максимальной площади $10 \times 10 \text{ мм}^2$ практически не превышает 15 мкГн [6], что приводит к нерациональному использованию площади чипа. Имитация индуктивности на операционных усилителях [5], имеет тот же недостаток. Кроме того, схемотехнические аналоги индуктивности характеризуются низкой добротностью и малой запасенной магнитной энергией, что требует дополнительных конструкторских решений при создании приборов с заданными свойствами.

Импеданс индуктивного типа (иначе, отрицательная емкость) наблюдался в диодах Шоттки на кремнии [7] и арсениде галлия [8, 9], в гетероструктуре $\text{Ni-TiO}_2\text{-}p\text{-Si}$ [10], а также в аморфных и компенсированных полупроводниках [11]. Однако, с точки зрения планарной технологии, несомненный интерес представляет возможность получения индуктивности на основе кремниевых $p\bar{n}$ -переходов. Так в работе [12] рассмотрена отрицательная емкость $p\bar{n}$ -перехода с горячими носителями заряда при его прямом смещении. Использование $p\bar{n}$ -переходов в данном режиме для имитации индуктивности нежелательно ввиду вероятного возникновения колебаний тока [12].

Одним из возможных механизмов возникновения индуктивного импеданса является инерционно-релаксационный характер электропроводности [13], в том числе и при переносе заряда через барьерные структуры. Облучение быстрыми электронами кристаллов полупроводников приводит к

формированию в них ансамблей низкоразмерных элементов (точечных дефектов). Инерционность процессов захвата и рекомбинации носителей заряда на радиационных ловушках должна изменять реактивные составляющие электропроводности. Поэтому можно ожидать, что облучение электронов кремниевых pn -переходов будет эффективным технологическим приемом формирования индуктивностей.

Цель работы — изучение реактивной составляющей электропроводности кремниевых плавных диодов до и после облучения электронами с энергией 3.5 МэВ, создающими только точечные дефекты кристаллической решетки.

Методика эксперимента

Исследуемые pn -структуры формировались на подложках n -Si:P с удельным сопротивлением 45 Ом·см (концентрация атомов фосфора порядка 10^{14} см $^{-3}$) и толщиной 230 мкм. Область p -типа и омический контакт к ней создавались диффузией алюминия из ограниченного источника при $T = 1250$ °C в течение 40 часов; коэффициент диффузии $D \approx 2 \cdot 10^{-11}$ см 2 /с [14]. Омический контакт к базе создавался диффузией фосфора. Пластина разделялась на чипы с площадью pn -перехода $S = 0.13$ см 2 .

Диоды облучались электронами с энергией 3.5 МэВ. Режим облучения — импульсный; частота повторения импульсов — 200 Гц, длительность импульса — 5 мкс, плотность потока электронов в импульсе — $2 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$; доза облучения $\Phi = 3.3 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$.

Измерения активной и реактивной составляющих электропроводности на переменном токе трех диодов до и после облучения электронами выполнялись при комнатной температуре в отсутствие освещения на измерителе иммитанса E7-12 (частота измерительного сигнала $f = 1$ МГц, амплитуда — 25 мВ, постоянное смещение от 0 до –190 В). При обратном включении диода сопротивление его базы значительно меньше сопротивления области пространственного заряда, поэтому эквивалентная схема диода представлялась в виде параллельно соединенных конденсатора и резистора. При прямом включении эквивалентная схема структуры после перехода емкости от положительных значений к отрицательным представлялась в виде последовательно соединенных индуктивности и сопротивления.

Сопротивления базовых областей R_b необлученных и облученных диодов определялись из зависимости действительной части дифференциального сопротивления диода R_d от величины постоянного тока I через смещенный в прямом направлении диод [15–17]:

$$R_b \approx R_d - m \frac{k_B T}{qI}, \quad (1)$$

где R_b — сопротивление базовой области, m — фактор качества, учитывающий рекомбинацию электронов и дырок в области объемного заряда pn -перехода, $k_B T$ — тепловая энергия, q — модуль заряда электрона.

Вольт-амперные характеристики диодов регистрировались по стандартной методике с использованием стабилизированного, программноуправляемого источника тока. Падение напряжения и величина силы тока через диод контролировались вольтметрами В7-40/5.

С помощью двухзондового метода на косом шлифе (угол косого шлифа 5.4° , расстояние между зондами из карбида вольфрама 27 мкм, шаг сканирования 30 мкм) изучалось распределение удельного сопротивления ρ в направлении, перпендикулярном плоскости pn -перехода.

Результаты измерений и их обсуждение

Результаты измерения распределения удельного сопротивления ρ по глубине исходного (1) и облученного (2) диодов показаны на рис. 1.

Для необлученного диода видно четкое разделение области пространственного заряда и базовой области. Для облученного диода значения удельного сопротивления ρ как для области пространственного заряда, так и для "базы" вышли за верхний предел рабочего диапазона зондовой установки (10^3 Ом·см). На рис. 1 видно, что за счет накопления радиационных дефектов, включающих легирующие примеси [18, 19], на месте базы n -типа исходного диода фактически создавалась i -область.

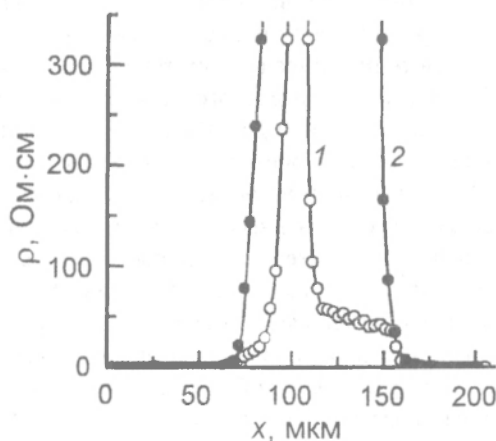


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления ρ исходного (1) и облученного (2) диодов на постоянном токе от координаты x вдоль оси, перпендикулярной плоскости pn -перехода

Измерения на прямой ветви ВАХ зависимости $R_d(I)$ и расчет по (1) показали, что удельное сопротивление базы исходных диодов составило $\rho_b \approx 42 \text{ Ом}\cdot\text{см}$.

На рис. 2 в координатах $(S/C)^3$ и $(S/C)^2$ от U , где S — площадь pn -перехода, C — емкость, U — напряжение смещения, представлена типичная вольт-фарадная характеристика исходного диода.

При напряжении смещения $0 > U > -30 \text{ В}$ экспериментальная зависимость $C(U)$ имеет вид, характерный для pn -перехода с линейным распределением по координате разностной концентрации доноров и акцепторов:

$$(S/C)^3 = 12(\Phi_g - U)/qa(\epsilon_r\epsilon_0)^2, \quad (2)$$

где $\epsilon_r = 11.5$ — относительная диэлектрическая проницаемость кремния, $\epsilon_0 = 8.85 \text{ пФ/м}$ — электрическая постоянная, a — параметр распределения примесей, Φ_g — градиентное напряжение [16, 17].

При напряжении $-100 > U > -190 \text{ В}$, когда граница области объемного заряда pn -перехода находится в базе диода с независимой от координаты концентрацией доноров N_d , зависимость $C(U)$ типична для резкого pn -перехода:

$$(S/C)^2 = 2(\Phi_j - U)/qN_d\epsilon_r\epsilon_0, \quad (3)$$

где Φ_j — высота потенциального барьера в модели резкого pn -перехода со ступенчатым распределением разности концентраций доноров и акцепторов [16, 17].

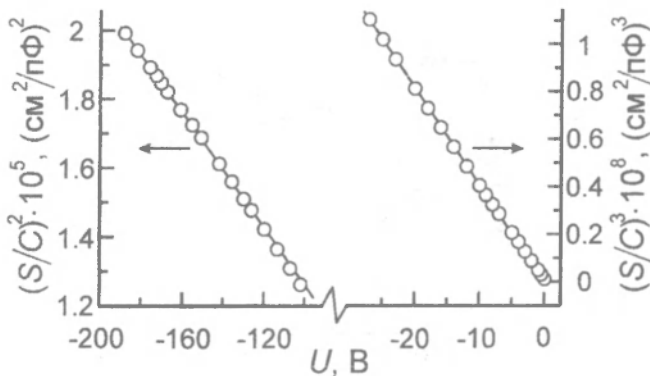


Рис. 2. Вольт-фарадная характеристика необлученного диода на частоте 1 МГц

Из аппроксимации (2) рассчитаны: параметр распределения примесей $a \approx 1.8 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-4}$, градиентное напряжение $\Phi_g \approx 0.17 \text{ В}$, толщина двойного электрического слоя $x_c = (12\epsilon_r\epsilon_0\Phi_g/qa)^{1/3} \approx 4.2 \text{ мкм}$. Из аппроксимации (3) получено $N_d \approx 1.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что близко к концентрации фосфора в исходной подложке.

Распределение акцепторов в подложке (в приближении диффузии в полубесконечное тело из ограниченного источника) описывается выражением [20]:

$$N_a(x, t) = \frac{N_s}{\sqrt{\pi Dt}} \exp(-x^2/4Dt), \quad (4)$$

где N_s — поверхностная концентрация Al на кремниевой подложке до начала диффузионной разгонки, t — время диффузии.

Глубину залегания x_j плавного pn -перехода по [16] находим из (4) с учетом того, что на металлургической границе pn -перехода $N_a(x, t) = N_d$ и $N_d - N_a(x) = a(x - x_j)$, так что:

$$x_j = 2a(Dt/N_d). \quad (5)$$

Согласно результатам расчетов по (5) глубина залегания pn -перехода $x_j \approx 100$ мкм. Это согласуется с данными, полученными с помощью двухзондового метода (см. рис. 1).

Таким образом, при напряжениях смещения $0 > U > -30$ В необлученные диоды хорошо описываются моделью плавного (линейного) pn -перехода.

На рис. 3 приведены значения индуктивности L , усредненные по трем прямосмещенным диодам, до и после облучения в зависимости от постоянного тока смещения I . Видно, что даже для больших токов облучение приводит к увеличению индуктивности приблизительно на два порядка. Причем для облученных диодов зависимость индуктивности от прямого тока имеет максимум.

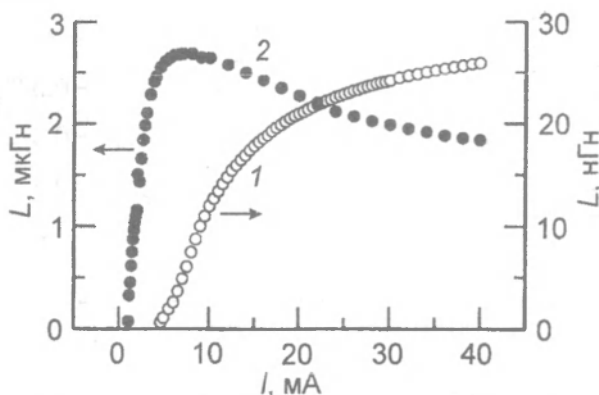


Рис. 3. Зависимость высокочастотной индуктивности от постоянного тока прямосмещенных диодов: исходных (1) и после облучения (2) электронами ($\Phi = 3.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$). Значения усреднены по трем диодам

Вольт-амперные характеристики характерные для облученных и необлученных диодов приведены на рис. 4. Видно, что облучение приводит к

увеличению рекомбинационных и генерационных токов (правый верхний и левый нижний квадранты, соответственно).

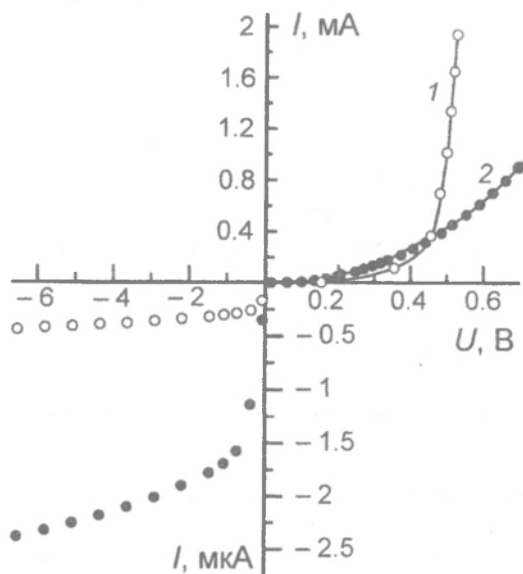


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики диода на постоянном токе до (1) и после облучения (2)

Известно [18], что радиационные дефекты резко уменьшают время жизни неосновных носителей заряда в Si. Наблюдаемое нами снижение диффузионной емкости диодов происходит наряду с изменением сдвига фазы напряжения относительно тока в сторону положительных значений за счет инерционности процессов захвата инжектируемых в базовую область носителей заряда на радиационно-введенные ловушки. В результате, переход емкости в индуктивность происходит при значительно меньшем, по сравнению с необлученными диодами, уровне инжекции. Рост примерно на два порядка максимального значения индуктивности после облучения связан с накоплением радиационных дефектов [18, 19] во всем объеме диодов и формированием фактически $p-i-n$ -структуры (см. рис.1). При столь высокой концентрации радиационных дефектов частота захвата и рекомбинации носителей заряда на ловушках превышает частоту измерительного сигнала ($f = 1 \text{ МГц}$) уже при небольших уровнях инжекции. Спад индуктивности при постоянных токах инжекции $I > 8 \text{ мА}$ обусловлен заполнением ловушек неосновными носителями заряда, в результате чего время их перезарядки становится значительно больше $1/f = 10^{-6} \text{ с}$.

Следует отметить, что при облучении увеличивается сопротивление слаболегированных базовых областей и, как следствие, добротность барь-

ерной структуры снижается до значений порядка единицы, что ограничивает возможности практического использования полученного аналога индуктивности.

Заключение

Итак, в работе продемонстрирована возможность увеличения импеданса индуктивного типа кремниевых диодов с плавным p - n -переходом при облучении их электронами с энергией 3.5 МэВ. Выполнены измерения, подтверждающие инерционно-релаксационный характер индуктивности в облученных диодах.

Список литературы

- [1] Дж. Гринфилд. *Транзисторы и линейные ИС: Руководство по анализу и расчету* (М., Мир. 1992).
- [2] K. Board. *Rep. Prog. Phys.* **48**, 12, 1595 (1985).
- [3] Э. Ред. *Справочное пособие по высокочастотной схемотехнике* (М., Мир. 1990).
- [4] У. Титце, К. Шенк. *Полупроводниковая схемотехника* (М., Мир. 1982).
- [5] Л.Н. Степанова. *Зарубежная радиоэлектроника*. 5, 79 (1991).
- [6] Э.А. Матсон, Д.В. Крыжановский. *Справочное пособие по конструированию микросхем* (Мн., Вышэйш. шк. 1982).
- [7] J. Weener, A.F. Levi, R.T. Tung, M. Anzlowar, M. Pinto. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1, 53 (1988).
- [8] X. Wu, T.S. Yang, H.L. Evans, J. Appl. Phys. **68**, 6, 2845 (1990).
- [9] K. Steiner, N. Uchitomi, N.I. Toyoda. *Vac. Sci. Technol.*, **B**, 8, 5, 1113 (1990).
- [10] А.П. Болтаев, Т.М. Бурбаев, Г.А. Калюжная, В.А. Курбатов, Н.А. Пенин. *Микроэлектроника*. **24**, 4, 291 (1995).
- [11] А.И. Вейнгер. *ФТП*. **12**, 10, 1986 (1978).
- [12] А.С. Дешевой, Л.С. Гасанов. *ФТП*. **11**, 10, 1995 (1977).
- [13] Н.А. Пенин. *ФТП*. **30**, 4, 626 (1996).
- [14] Б.Н. Грессеров, Н.А. Соболев, Ю.В. Выжигин, В.В. Елисеев, В.М. Липунова. *ФТП*. **25**, 5, 807 (1991).
- [15] В.В. Батавин, Ю.А. Концевой, Ю.В. Федорович. *Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур* (М., Радио и связь. 1985).
- [16] Н.А. Поклонский, Н.И. Горбачук, Т.М. Лапчук, Д.А. Кириленко. *Емкость и электропроводность полупроводниковых структур на переменном токе* (Мн., Белгосуниверситет. 1997).
- [17] K. Seeger. *Semiconductor Physics* (Berlin. Springer. 1999).
- [18] В.С. Вавилов, Н.П. Кекелидзе, Л.С. Смирнов. *Действие излучений на полупроводники*. (М., Наука. 1988).
- [19] В.В. Болотов, Г.Н. Камаев, Л.С. Смирнов. *ФТП*. **22**, 2, 210 (1988).
- [20] З.Ю. Готра. *Технология микроэлектронных устройств* (М., Радио и связь. 1991).

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ НИТИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ СЛОЕ

© 2000 г. Поклонский Н.А., Жоховец В.С., Кисляков Е.Ф.

Белорусский государственный университет

Низкоразмерные системы в настоящее время интенсивно исследуются как теоретически, так и экспериментально [1 – 3]. Одной из таких систем является детектор (датчик) высокоэнергетичных частиц [4]. Вариант детектора (рис. 1) состоит из слоя слабо легированного кристаллического полупроводника, расположенного между электродами из металла или сильно легированного полупроводника (n^+ – или p^+ –типа).

При прохождении высокоэнергетичной частицы через слой полупроводника в нем образуется трек, в известном смысле аналогичный линейному дефекту решетки. Вдоль трека находятся вакансии, междоузельные атомы и оборванные химические связи, которые сами по себе или при взаимодействии с атомами примеси проявляют донорные (акцепторные) свойства. В результате трек заряжается и “формирует” вокруг себя противоположно заряженное облако из подвижных носителей заряда и ионов. При этом внутри полупроводникового слоя изменяется распределение потенциала, а, следовательно, и электрическая емкость всей структуры металл–полупроводник–металл. Это, в принципе, позволяет судить о количестве треков, т. е. о процессах взаимодействия с материалом детектора высокоэнергетичных частиц.

Отметим, что рассматриваемая задача представляет интерес для изучения влияния заряженных краевых дислокаций на электрические свойства полупроводниковых приборных структур [5], а также при анализе рассеяния света в волноводах [3].

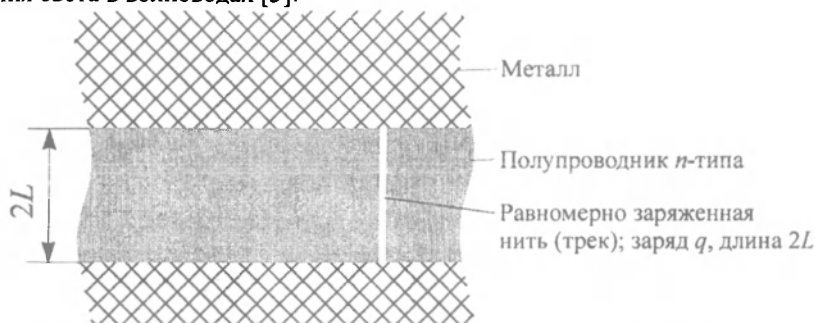


Рис. 1. Полупроводниковый слой с треком, оставленным высокоэнергетичной частицей

Линейный заряженный дефект (трек, краевая дислокация) — нить — совместно с облаком экранирующих зарядов создает в некоторой точке пространства (с радиус-вектором $\mathbf{r}$) электрический потенциал $\varphi(\mathbf{r})$. Для теоретического определения емкости структуры необходимо определить распределение потенциала в полупроводниковом слое, т. е. нужно знать закон экранирования заряженной нити. Эта задача и решается в данной работе.

Во всем полупроводниковом слое кроме самой заряженной нити электростатический потенциал $\varphi(\mathbf{r})$ удовлетворяет уравнению Пуассона:

$$\Delta\varphi(\mathbf{r}) = -\frac{\rho(\mathbf{r})}{\epsilon_r\epsilon_0}, \quad (1)$$

где Δ — лапласиан, $\rho(\mathbf{r})$ — плотность наведенного заряда, ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводникового слоя, ϵ_0 — электрическая постоянная.

В полупроводниковом слое n -типа проводимости плотность заряда $\rho(\mathbf{r})$ вокруг заряженной нити равна:

$$\rho(\mathbf{r}) = -e [n(\mathbf{r}) - n_0], \quad (2)$$

где n_0 — концентрация делокализованных электронов в отсутствие заряженной нити, e — модуль заряда электрона.

Подставляя (2) в (1), получим для потенциала $\varphi(\mathbf{r})$ уравнение:

$$\Delta\varphi(\mathbf{r}) = \frac{e}{\epsilon} [n(\mathbf{r}) - n_0], \quad (3)$$

где $\epsilon = \epsilon_r\epsilon_0$; концентрация электронов $n(\mathbf{r})$ зависит от радиус-вектора $\mathbf{r}$ только через зависимость от $\mathbf{r}$ потенциала φ .

При условии $e|\varphi| \ll k_B T$ (для невырожденного электронного газа в полупроводниковом слое) зависимость $n(\varphi(\mathbf{r}))$ можно линеаризовать по φ , и тогда из (3) получим линейное уравнение (уравнение Гельмгольца [6–8]):

$$\Delta\varphi(\mathbf{r}) = \lambda^{-2} \varphi(\mathbf{r}), \quad (4)$$

$$\text{где } \lambda = \left[-\frac{1}{\epsilon} \frac{d\rho}{d\varphi} \Big|_{\varphi=0} \right]^{-1/2} = \left[\frac{e^2}{\epsilon} \frac{dn(\mathbf{r})}{dE_F} \Big|_{\varphi=0} \right]^{-1/2} \quad \text{— электростатическая длина}$$

экранирования [1, 5]; E_F — уровень Ферми для электронов, $k_B T$ — тепловая энергия.

Рассматриваемая система зарядов обладает цилиндрической симметрией, поэтому введем цилиндрические координаты $\{r, z\}$, так что точка $\{r=0; z=0\}$ соответствует центру нити.

Решая уравнение (4) методом разделения переменных [7, 8] с граничными условиями $\varphi(r, \pm L) = 0$, $\lim_{r \rightarrow \infty} |\varphi(r, z)| < \infty$ и $\lim_{r \rightarrow 0} \frac{\partial \varphi(r, z)}{\partial r} = -\frac{\chi}{2\pi\epsilon r}$, где последнее условие означает, что электрическое поле волизи нити с плотностью заряда $\chi = q/2L$ чисто кулоновское, получаем:

$$\varphi(r, z) = \frac{2\chi}{\pi^2 \epsilon} \sum_{v=0}^{\infty} \frac{(-1)^v}{2v+1} K_0(k_v r) \cos\left[\frac{\pi}{L}(v+1/2)z\right], \quad (5)$$

где $k_v = \sqrt{\lambda^{-2} + \frac{\pi^2}{L^2}(v+1/2)^2}$; $K_0(k_v r)$ — функция Макдональда нулевого порядка [9].

На удалении от нити $r \gg \frac{1}{k_0} = \frac{1}{\sqrt{\lambda^{-2} + (\pi/2L)^2}}$ функция $K_0(k_v r) \rightarrow \sqrt{\frac{\pi}{2k_v r}} \exp(-k_v r)$, и для $\varphi(r, z)$ из (5) имеем:

$$\varphi(r, z) = \frac{2\chi}{\pi^2 \epsilon} \sum_{v=0}^{\infty} \frac{(-1)^v}{2v+1} \sqrt{\frac{\pi}{2k_v r}} \exp(-k_v r) \cos\left[\frac{\pi}{L}(v+1/2)z\right],$$

где в сумме по v при $(k_1 - k_0)r \gg 1$ можно ограничиться первым членом, так что

$$\varphi(r, z) = \frac{2\chi}{\pi^2 \epsilon} \sqrt{\frac{\pi}{2k_0 r}} \exp(-k_0 r) \cos\left(\frac{\pi z}{2L}\right)$$

с относительной погрешностью не больше чем $\exp(-(k_1 - k_0)r)$.

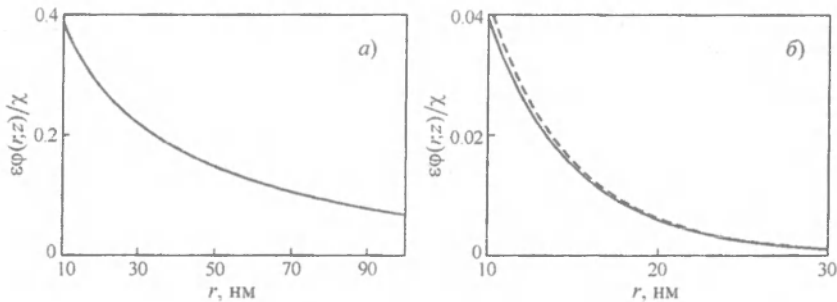


Рис.2. Зависимость $\varphi(r, z=0)$ в единицах χ/ϵ от расстояния r до центра заряженной нити в плоскости слоя: (а) $L = 1000$ нм, $\lambda = 100$ нм (линия — расчет по формулам (5) и (6)); (б) $L = 10$ нм, $\lambda = 100$ нм (сплошная линия — расчет по (5), штриховая — по (7))

В случае толстого слоя ($L \gg \lambda$) предельный переход в (5) при $z = 0$ дает известный вид функции Грина уравнения Гельмгольца в двумерном случае [10]:

$$\lim_{L \rightarrow \infty} \varphi(r, z=0) = \frac{\chi}{2\pi\epsilon} K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right), \quad (6)$$

т. е. скорость спадания потенциала определяется длиной (радиусом) экранирования λ заряженной нити (см. рис. 2а).

В случае тонкого слоя ($L \ll \lambda$) имеем $\kappa_z \approx \frac{\pi}{L}(v + 1/2)$, и условие $(\kappa_1 - k_0)r \gg 1$ принимает вид $r \gg \frac{L}{\pi}$. Тогда (5) существенно упрощается:

$$\varphi(r, z) = \frac{2\chi}{\pi^2\epsilon} \sqrt{\frac{L}{r}} \exp\left(-\frac{\pi}{2L}r\right) \cos\left(\frac{\pi z}{2L}\right), \quad (7)$$

т. е. скорость спадания потенциала при удалении от нити в плоскости слоя определяется не параметрами полупроводника, входящими в λ , а только расстоянием $2L$ между заземленными металлическими электродами (см. рис. 2б).

Список литературы

- [1] А. Я. Шик. ФТП, **29**, 8, 1345 (1995).
- [2] *Nanotechnology* / Ed. G. L. Timp (N.Y., Springer, 1999).
- [3] J.T. Londergan, J.P. Carini, D.P. Murdock. *Binding and scattering in two-dimensional systems: applications to quantum wires, waveguides and photonic crystals* (Berlin, Springer-Verlag, 1999).
- [4] М. Лорикян. УФН, **165**, 11, 1323 (1995).
- [5] В.Б. Шикин, Ю.В. Шикина. УФН, **165**, 8, 887 (1995).
- [6] Дж. Уэрмер. *Теория потенциала* (М., Мир, 1980).
- [7] С. Фарлоу. *Уравнения с частными производными для научных работников и инженеров* (М., Мир, 1985).
- [8] В.Н. Русак. *Математическая физика* (Мн., Дизайн ПРО, 1998).
- [9] *Справочник по специальным функциям* / Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган. (М., Наука, 1979).
- [10] В. М. Галицкий, Б. М. Карнаков, В.И. Коган. *Задачи по квантовой механике* (М., Наука, 1981) С. 218.

ВЗАИМОПРОНИКНОВЕНИЕ НУЛЬМЕРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ ОСАЖДЕНИИ НИЗКОРАЗМЕРНОЙ СРЕДЫ НА ОСНОВУ В УСЛОВИЯХ САМОРАДИАЦИИ

© 2000 г. Ташлыков И.С., Бобрович О.Г., Касперович А.В.,
Тульев В.В.

Белорусский государственный технологический университет,

Эксперименты по ионно-ассистированному нанесению покрытий в условиях саморадиации (ИАНПУС) проводились с использованием вакуумного резонансного дугового источника [1]. Этот тип ионного источника с электродами, изготовленными из материала наносимого покрытия, позволяет получить поток ионов металла (Me^+) и нейтральных атомов (А). Энергия ассистирующих ионов в экспериментах была 7–20 кэВ, давление остаточных газов при осаждении покрытий составляло $\approx 10^{-2}$ Па. Средняя скорость нанесения покрытий на основе металла находилась в пределах от 0.16 нм/мин до 0.48 нм/мин. В таких условиях покрытие наносится на мишень в режиме атомного перемешивания, в результате чего обеспечивается высокая адгезия покрытия на изделии и формируется плотная структура покрытия.

Подложки представляли собой Si (111) пластины кристалла. Предварительно перед осаждением покрытия в подложку вводился маркер. Для этого половина пластины защищалась маской, во вторую половину имплантировался ксенон с энергией 40 кэВ. Интегральные потоки составляли от $1 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$ до $9 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$.

Подложки второго типа были из резины марки 7-ИРП-1068-24 ГОСТ 8752-79, на которые наносились покрытия на основе циркония и вольфрама.

Для изучения состава исходного и модифицированных образцов применен неразрушающий метод резерфордского обратного рассеяния (ROR) ионов гелия [2] с $E_0 = 1.8$ и 2.0 МэВ. Для проведения элементного послойного анализа состава покрытий, осажденных методом ИАНПУС на кремний или эластомер, нами была применена компьютерная программа моделирования спектров RUMP [3].

Как и в предыдущих работах [4, 5], установлено, что в состав покрытий, осаждаемых на эластомер, входят, кроме металла – водород, углерод и кислород из остаточных газов в мишенной камеры. Кроме указанных элементов, в составе покрытия идентифицируются Zn и S. Эти химические элементы входят в состав основы эластомера. Поэтому мы полагаем, что их появление в покрытии можно объяснить восходящей диффузией из матери-

ала основы в покрытие при радиационном воздействии ускоренных ионов W, ассистирующих осаждение покрытий. Данные послойного анализа осажденного покрытия на основе W представлены на рис. 1.

Полученные данные свидетельствуют о том, что поверхность резины под покрытием "очищается" от серы. Это может способствовать снижению реакционной способности резинотехнических изделий (РТИ) с агрессивной средой, в которой они работают, что будет способствовать увеличению срока службы РТИ в узлах машин и агрегатов.

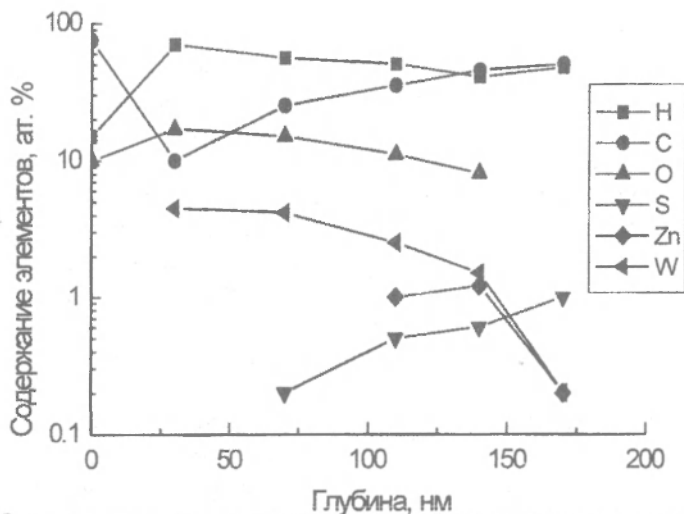


Рис. 1. Относительное содержание химических элементов в покрытии на основе W, осажденного на эластомер методом ИАНПУС

В данной работе изучались две серии образцов кремния с покрытиями. Одна серия образцов имела имплантированные маркеры Хе, который, как известно [6], нерастворим в кремнии. Покрытия осаждались одновременно на обе половины Si пластин. Экспериментальные спектры РОР от образцов Si с имплантированным маркером Хе, и модифицированных затем методом ИАНПУС изображены на рис. 2. Стрелками отмечены положения пиков элементов Si и Хе, которые находятся на поверхности. Данные положения пиков определены по спектрам РОР ионов гелия от исходных образцов кремния с имплантированным маркером ксенона. На спектрах РОР наблюдается смещение в сторону меньших номеров каналов сигналов выхода обратного рассеяния от кремния и ксенона, что указывает на некоторое изменение толщины пленки на поверхности кремния, предварительно облученного ионами Хе с разной дозой.

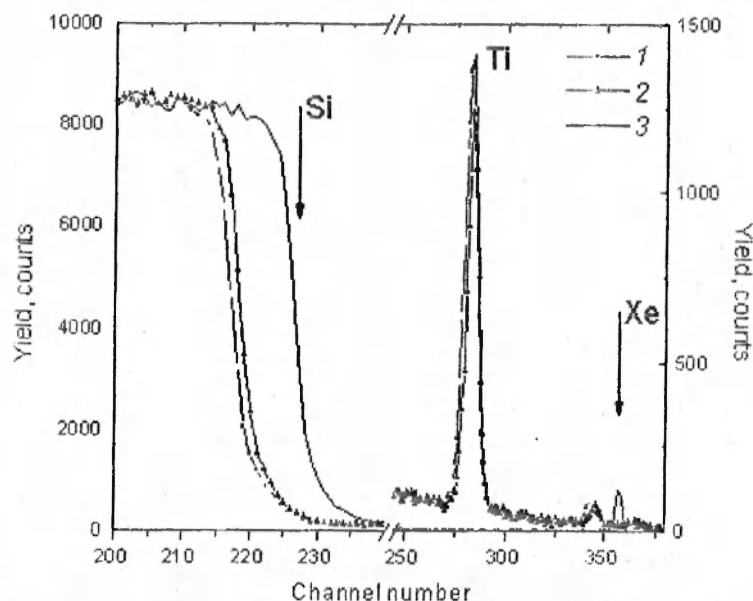


Рис.2. Спектры обратного рассеяния ионов гелия от образцов Si с имплантированным маркером Xe интегральными потоками: 1 — $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$; 2 — $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$; 3 — $9 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и модифицированных затем методом ИАНПУС

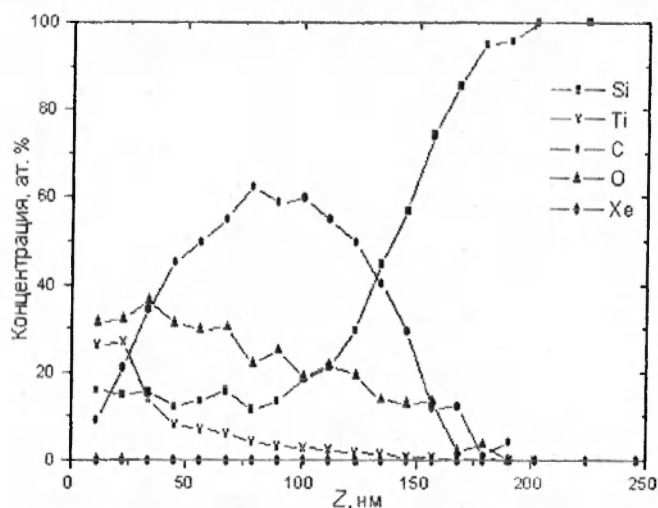


Рис.3 Профили распределения Si, Ti, C, O, Xe по глубине в образце кремния с имплантированным маркером Xe интегральным потоком $9 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, и модифицированного затем методом ИАНПУС

Расчет относительных концентраций углерода и кислорода (по отношению к титану) показывает уменьшение значений $(Nt)_C/(Nt)_{Ti}$ и $(Nt)_O/(Nt)_{Ti}$ с увеличением дозы ксенона в матрице кремния.

Используя компьютерное моделирование, были построены концентрационные профили исследуемых образцов после обработки ионно-ассистированным нанесением покрытий в условиях саморадиации (рис. 3). Отметим, что глубина проникновения кислорода и углерода сравнима с глубиной проникновения титана в кремний [7].

Определяемое по спектрам ROP расстояние между пиками ксенона и кремния для образца кремния, имплантированного ионами He^+ и затем обработанного методом ИАНПУС в сравнении с этим же расстоянием для образцов кремния с имплантированным Хе, позволяет судить о взаимопроникновении элементов матрицы в покрытие и элементов покрытия в матрицу (табл.).

Таблица

Номера каналов пиков обратного рассеяния элементов n_i , содержащихся на поверхности, и расстояние между пиками ксенона и кремния Δn_{Si-Xe} в образцах, имплантированных Хе и обработанных методом ИАНПУС (№ 1–3), только с осажденными покрытиями (№ 4–6), и в образцах с только имплантированным Хе (№ 7)

№	Поток Хе, см ⁻²	Номера каналов пиков элементов n_i , содержащихся на поверхности			Δn_{Si-Xe}
		n_{Ti}	n_{Si}	n_{Xe}	
1	$1 \cdot 10^{14}$	287	223	350	127
2	$3 \cdot 10^{14}$	283	219	345	126
3	$9 \cdot 10^{14}$	284	218	343	125
4	-	287	224	-	-
5	-	284	221	-	-
6	-	283	220	-	-
7	$1 \cdot 10^{14}$	-	228	357	129

Как видно из приведенных в таблице результатов, расстояние между пиками ксенона и кремния Δn_{Si-Xe} в исходных образцах с только имплантированным Хе (№ 7) составляет 129 каналов, и это расстояние уменьшается

в образцах, имплантированных Хе и затем обработанных методом ИАНПУС (№ 1–3). Далее, если рассчитать, на сколько сместились пики ксенона и кремния после модификации методом ИАНПУС по сравнению с исходным образцом кремния с имплантированным Хе, то можно судить о характере миграции элементов матрицы и покрытия на межфазной границе. Например, для образца № 2 смещение пика Хе составляет $\Delta N_{\text{Хе}} = 357 - 345 = 12$ каналов, а смещение пика Si — $\Delta N_{\text{Si}} = 228 - 219 = 9$ каналов. Это указывает на то, что при модификации образцов методом ИАНПУС кроме ожидаемой диффузии элементов покрытия в матрицу возникает встречный поток Si в пленку. Компьютерное моделирование показывает, что в покрытие входит до 10–15 ат.% атомов кремния.

В результате выполненных экспериментов удалось установить, что кроме наличия потоков элементов покрытия в матрицу при ионно-ассистированном осаждении покрытий в условиях саморадиации включаются механизмы, обеспечивающие встречные потоки элементов матрицы в покрытие на межфазной границе покрытие/подложка.

Список литературы

- [1] И.С. Ташлыков, И.М. Белый. Патент РБ №2324 на “Способ нанесения покрытий”.
- [2] А.В. Касперович, В.С. Куликаускас, И.С. Ташлыков, М.Г. Шадрухин. Поверхность, 9, 54 (1995).
- [3] L. Doolittle. Nucl. Instrum. Meth. В 15, 227 (1986).
- [4] А.В. Касперович, И.С. Ташлыков. Материалы 3-ей Междунар. конф. “Взаимодействие излучений с твердым телом” (Минск, 1999) 2, 49.
- [5] А.В. Касперович, И.С. Ташлыков. Физика и химия обработки материалов, 5, 53 (1999).
- [6] P. Villars, A. Prince and H. Okamoto. *Handbook of Ternary Alloy Phase Diagrams*. 1996.
- [7] J.P. Biersack and L.G. Haggmark. Nucl. Instr. and Meth. 174, 250 (1980).

НАНОЧАСТИЦЫ СЕЛЕНИДА СВИНЦА В СТЕКЛЯННОЙ МАТРИЦЕ КАК ПАССИВНЫЕ ЗАТВОРЫ ДЛЯ ГОЛЬМИЕВЫХ ЛАЗЕРОВ

© 2000 г. Юмашев К.В.

Международный лазерный центр при БГУА

Наночастицы (НЧ) полупроводниковых соединений активно исследуются в настоящее время, поскольку представляют интерес как с точки зрения физики наноразмерных систем, так и в прикладном аспекте. Одной из областей, в которой они нашли применение, является лазерная физика. Использование НЧ полупроводниковых соединений (CdSSe , CdTe , CuInSSe , PbS , InAs) внедренных в стеклянную матрицу, в качестве нелинейных просветляющихся сред в твердотельных лазерах ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$, $\text{LiSAF}:\text{Cr}^{3+}$, $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$, $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$, $\text{Mg}_2\text{SiO}_4:\text{Cr}^{4+}$) позволяет получить импульсы нано- и пикосекундной длительности, а также инициировать режим самосинхронизации мод на основе керровской нелинейности [1–5]. В этой связи особо притягательны НЧ селенида свинца PbSe . Большая величина боровского радиуса экситона ($a_B = 46$ нм) и узкая ширина запрещенной зоны ($E_g = 0.28$ эВ) для объемного PbSe позволяют получать пик поглощения для первого квантоворазмерного перехода в области от ~ 2.5 мкм до 900 нм при уменьшении размера НЧ до ~ 1.5 нм. При этом размер НЧ, с одной стороны, достаточно мал, чтобы обеспечить режим сильного пространственного ограничения и существенный коротковолновой сдвиг края поглощения, а с другой стороны, достаточно велик, чтобы доля поверхностных атомов была относительно невелика и поверхностные эффекты не играли существенную роль в оптических свойствах НЧ. В настоящей работе исследованы спектрально-люминесцентные свойства НЧ PbSe , диспергированных в фосфатном стекле, и осуществлен режим генерации наносекундных импульсов в 2.1-мкм лазере на $\text{YAG}:\text{Ho}^{3+}$ при его использовании стекла с НЧ PbSe 8.5-нм размера в качестве пассивного затвора.

НЧ PbSe приготавливались в фосфатном стекле по методике, описанной в [6]. Среднеквадратичный разброс НЧ по размеру составлял 15–20 % от среднего значения. На рис. 1 показаны спектры поглощения исследованных образцов PbSe -содержащих стекол. Средний диаметр НЧ, определенный с помощью просвечивающей электронной микроскопии, составил 5.0, 4.0, 3.0 и 1.5 нм. Спектры люминесценции (рис. 1) были получены при возбуждении непрерывным излучением аргонового лазера с длиной волны 488 нм. Регистрация производилась охлаждаемым германиевым *p-i-n* диодом.

Стоксов сдвиг максимума полосы люминесценции ΔE_{Stokes} увеличивается от 16 мэВ до 330 мэВ при уменьшении размера НЧ с 5.0 нм до 1.5 нм, что можно объяснить увеличением электрон-фононного взаимодействия.

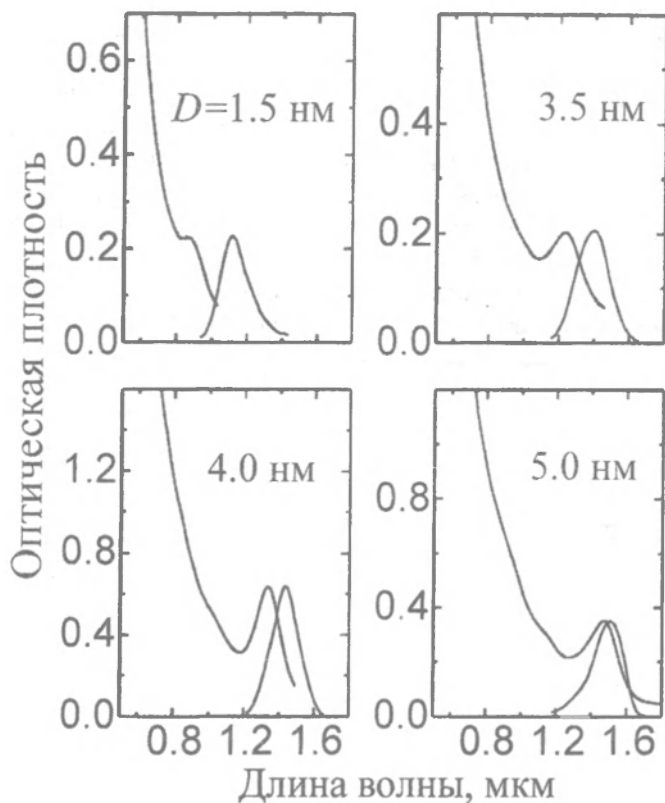


Рис.1. Спектры поглощения и люминесценции НЧ PbSe, внедренных в фосфатное стекло. D – средний размер НЧ

Эксперименты по модуляции добротности лазера на YAG:Ho^{3+} (длина волны генерации 2.13 мкм) проводились с использованием образца стекла, содержащего НЧ PbSe среднего размера 8.5 нм (рис. 2) и имеющего максимум поглощения для первого квантово-размерного перехода при ~ 2.1 мкм. На рис. 2 показана диаграмма энергетических уровней и разрешенных переходов для НЧ PbSe, предложенная в [7]. В рамках этой модели пик поглощения при 2.1 мкм можно отнести переходу $|j_v=1/2 \pi_v=1\rangle \rightarrow |j_c=1/2 \pi_c=-1\rangle$, а плечо в спектре поглощения в области 1.4 мкм – к переходам $|j_v=1/2 \pi_v=-1\rangle$

$|m|=1/2 \rightarrow |j_c=1/2 \pi_c=1$ $|m|=1/2>$, $|j_v=1/2 \pi_v=-1$ $|m|=1/2> \rightarrow |j_c=3/2 \pi_c=1$ $|m|=1/2>$, $|j_v=3/2 \pi_v=-1$ $|m|=1/2> \rightarrow |j_c=1/2 \pi_c=1$ $|m|=1/2>$.

Резонатор лазера на YAG:Ho³⁺ был образован высокоотражающим зеркалом с радиусом кривизны 1 м и плоским выходным зеркалом с коэффициентом отражения 70 % на длине волны 2.13 мкм. Длина резонатора составляла 0.89 м. Образец стекла с НЧ PbSe в виде плоскопараллельной пластинки (антиотражающее покрытие отсутствовало) имел начальное пропускание 50 % на $\lambda = 2.13$ мкм и располагался вблизи выходного зеркала резонатора. Параметр внутрирезонаторной фокусировки (отношение поперечных размеров моды на активном элементе и пассивном затворе) составлял ~ 2.4 . Генерировались импульсы длительностью 60 нс с энергией до 20 мДж. Зависимость выходной энергии от электрической энергии накачки активной среды показана на рис. 3. Эффективность модуляции добротности (отношение выходных энергий лазера, работающего в режиме модуляции добротности и свободной генерации при одинаковой энергии накачки) составляла ~ 6 %.

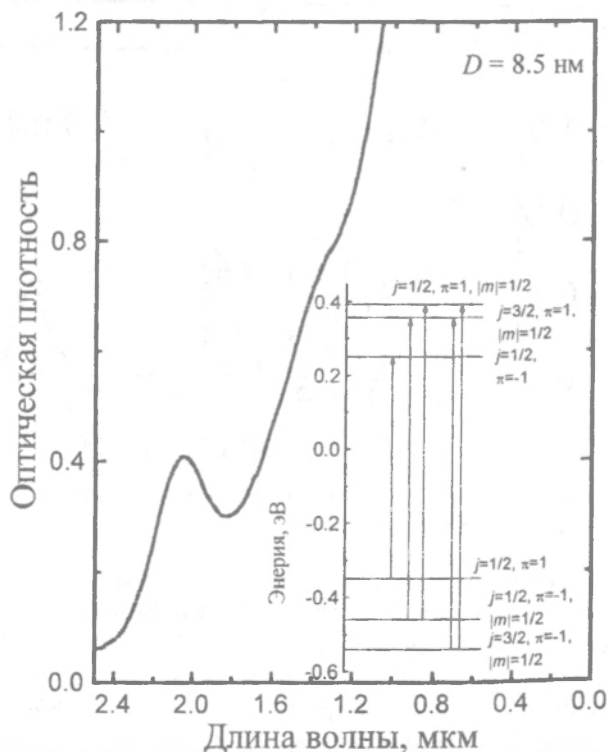


Рис.2. Спектр поглощения и диаграмма энергетических уровней НЧ PbSe ($D = 8.5$ нм), внедренных в фосфатное стекло

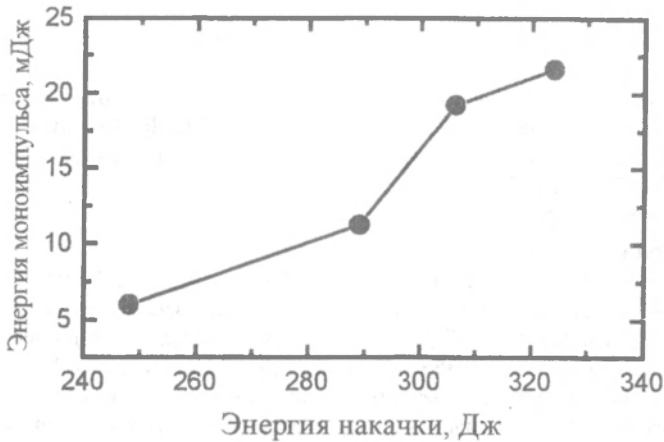


Рис. 3. Зависимость выходной энергии лазера на Ho^{3+} :YAG с модуляцией добротности с помощью стекла, содержащего НЧ PbSe ($D = 8.5$ нм), от электрической энергии накачки активного элемента

Список литературы

- [1] N. Sarukura, Y. Ishida, T. Yanagawa, H. Nakano. Appl. Phys. Lett., **57**, 229 (1990).
- [2] E. Munin, A.B. Villaverde, M. Bass. Opt. Commun. **108**, 278 (1994).
- [3] I.P. Bilinsky, B.E. Bouma, J.G. Fujimoto. In *Conference on Lasers and Electro-Optics*, **6**, 1998 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, DC, 1998), P.333.
- [4] K.V. Yumashev, V.P. Mikhailov, P.V. Prokoshin. S.P. Imako. I.V. Bodnar. Appl. Phys. Lett., **65**, 2768 (1994).
- [5] P.T. Guerreiro, S. Ten, N.F. Borrelli, J. Butty, G.E. Jabbour, N. Peyghambarian. Appl. Phys. Lett., **71**, 1595 (1997).
- [6] A.A. Lipovskii, E.V. Kolobkova, V.D. Petrikov. Electronics Letters, **33**, 101 (1997).
- [7] I. Kang, F.W. Wise, "Electronic structure and optical properties of PbS and PbSe quantum dots", JOSA B **14**, 1632 (1997).

К АВТОРАМ СБОРНИКА „НИЗКОРАЗМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ“

В статье должны сжато и четко излагаться современное состояние вопроса, цель работы, описание методики исследования и обсуждение полученных данных. Статьи должны быть тщательно отредактированы. Рекомендуется стандартизировать структуру статьи, используя подзаголовки: ВВЕДЕНИЕ, ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ, МЕТОДИКА, ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ, РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ, СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

Статьи представляются в двух экземплярах.

Оформление рукописи

Текст печатается через 2 интервала на белой бумаге (формат 297×210 мм) с одной стороны листа. Размер всех букв, индексов должен соответствовать стандартному шрифту пишущей машинки (при наборе на компьютере — не менее 12pt). Слева должно быть оставлено поле не менее 35 мм; справа, сверху, снизу — не менее 20 мм. Шрифт Times New Roman. Все листы должны быть пронумерованы. В начале статьи указываются: название; авторы (фамилия автора, с которым следует вести переписку подчеркивается); полное наименование и адрес учреждений, в которых работают авторы; адрес электронной почты для переписки. В материалах должны использоваться единицы и обозначения, принятые в Международной системе единиц СИ, и относительные атомные массы элементов по шкале ^{12}C . При названии соединений следует использовать терминологию ИЮПАК. Все сокращения должны быть расшифрованы.

Символы, индексы и формулы

Для обозначения физических и математических величин, включая индексы, следует использовать только латинские (курсивом) и греческие (прямые) буквы, векторные величины — полужирные, прямые латинские или греческие, размерности величин — прямые (в тексте и подписях к рисункам русские, на рисунках — в латинской транскрипции). В числах с десятичными дробями следует употреблять точку, а не запятую. Постарайтесь писать формулы таким образом, чтобы они не были „многоэтажными“. Для этого используйте $\exp$ вместо e^x , а также изображение дробей через косую черту, не забывая при этом четко расставлять скобки, чтобы без труда можно было отличить числитель от знаменателя. Формулы в тексте нумеруются подряд. Нумерованные формулы пишутся с новой строки, центрируются, номер прибивается к правому краю.

$$x + y = z. \quad (1)$$

До и после формулы не должно быть пробелов. (см. Рекомендации. Выравнивание формул).

Оформление иллюстраций.

Рисунки представляются в двух экземплярах, на отдельных листах. На обороте указывается номер рисунка, фамилия первого автора, название статьи (сокращенно). Рисунки нумеруются в порядке их упоминания в тексте. На отдельном листе представляются подписи к рисункам. Графики должны быть выполнены четко и таким образом, чтобы все точки и кривые были видны и не слились при уменьшении. График не следует перегружать точками и кривыми. Старайтесь ограничивать надписи на самом

рисунке: следует по возможности использовать цифровые или буквенные обозначения и переносить все пояснения в подпись или текст.

Риски (деления) на осях должны быть ориентированы внутрь рисунка, стрелки на концах осей не ставятся. Цифры у делений пишутся горизонтально. В десятичных дробях ставятся точки, а не запятые. Не допускается обозначение чисел с указанием их порядков в стиле 2Е6 (неправильно), должно быть $2 \cdot 10^6$ (правильно, знак умножения выполняется в виде центрированной точки /символы 183 (Times) или 215 (Symbol)). Надписи по осям абсцисс выполняются горизонтально и центрируются. Надписи по осям ординат выполняются вдоль осей (вертикально снизу вверх) и центрируются. Название отложенной по оси величины отделяется от ее размерности запятой. Номера кривых и номера частей рисунков следует писать курсивом. Также курсивом следует писать обозначения физических величин или части формульных выражений как по осям графиков, так и внутри рисунка, за исключением цифр, символов химических элементов и единиц измерения, которые всегда следует писать прямым шрифтом.

Использование в подписи к рисункам специальных символов (кружки, треугольники, отрезки линий и т. п.) не допускается. Обозначьте такие элементы цифрами на рисунке.

Оформление числового материала

Числовой материал следует давать в форме таблиц. Таблицы нумеруются по порядку упоминания их в тексте арабскими цифрами. После номера должно следовать название таблицы. Все графы в таблице должны иметь заголовки. Сокращение слов в таблицах не допускается.

Список литературы

Список литературы должен быть составлен в порядке упоминания. В тексте дается ссылка числом в квадратных скобках: [1,2] или [3-6]. Оформляется список следующим образом:

- Для статьи в журнале: И.О. Фамилии авторов. Название журнала, том, номер, страница (год).
- Для книги: И.О. Фамилии авторов. Название (город, издательство, год).
- Для статьи в сборнике: И.О. Фамилии авторов. Название сборника [можно указать: под ред. И.О. Фамилия] (город, издательство, год) страница.

Далее дан пример оформления списка литературы

- [1] А. Н. Гкачев, С. И. Яковленко. ЖТФ, 69, 1, 53 (1999).
- [2] Ю. С. Бараш. *Силы Ван-дер-Ваальса* (М., Наука, 1988).
- [3] Е.Н. Подденежный, В.А. Бойко. В сб.: *Низкоразмерные системы* / Под ред. В.Ф. Стельмаха и А.К. Федотова (Минск, БГУ, 1999) С. 67.
- [4] И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов. Тез. докл. 2-й Росс. конф. по физике полупроводников (СПб., 1996) т.1, С.152.

Требования к электронному варианту статьи

Рукопись статьи в обязательном порядке должна сопровождаться электронным вариантом. Текст статьи, список литературы и таблицы должны быть оформлены в редакторе MS Word версии не ниже 6.0. Формулы необходимо набирать в редакторе Microsoft Equation версии 3.0 или ниже (приложение MS Word) и вставлять в текст статьи. Графики и рисунки представляются отдельными файлами. Причем графики.

диаграммы, гистограммы желательно представлять в формате векторной графики в приложениях: Word 97, Excel 97, Origin 5.0, Grapher 1.06, Corel Draw 7.0, Corel Xara 1.2 или более ранних версиях этих же приложений (только если это не возможно — в формате Windows Metafile (filename.wmf)). Фотографии могут быть представлены в любом из графических форматов точечной (растровой) графики без снижения качества (.bmp, .gif, .tif, .tiff, .psx) 256 оттенков серого или черно-белые.

РЕКОМЕНДАЦИИ

Редактор формул Equation

Интегралы по возможности набирайте „растягивающимися“ (держите нажатым Shift при выборе соответствующего символа интеграла в линейке символов). Для быстрого набора математических символов удобно использовать следующие *клавиатурные сокращения*: a/b – Ctrl -, „ $\frac{a}{b}$ “ или Ctrl-Shift-„ $\frac{a}{b}$ “ – Ctrl-F (fraction), $\sqrt{a}$ – Ctrl-R (root), a^b – Ctrl-H (high), a_b – Ctrl-L (low), (a) – Ctrl-„(“ или „)“, интервалы между символами $a\ b$ – Ctrl-SpaceBar(Пробел) (столько раз сколько необходимо), греческие α – Ctrl-G (greek) + „а латинское“, векторы **a** – Ctrl-B (bold), прямые a – Ctrl-Shift-E, многоточие ... – Левый Alt + 0133 на дополнительной цифровой клавиатуре.

Выравнивание формул

Для выравнивания до и после формулы ставится один символ табуляции (виден как стрелка в режиме просмотра спецсимволов MS Word /Ctrl-Shift-8/), пишется номер формулы. Затем используется выравнивание первой табуляции по центру строки (выбираем значок $\perp$, щелкая слева от горизонтальной линейки Word'a, щелкаем один раз посередине линейки), номер прибавляется к правому краю (выбираем значок $\lrcorner$, щелчок вблизи правого края линейки, перемещаем по линейке значок $\lrcorner$ до правого поля страницы).

Редактор MS Word

Для быстрого вызова редактора формул из Word'a удобно использовать сокращение Alt-„F“. Для того чтобы ассоциировать вызов редактора формул по этому сокращению через меню Сервис/Настройка/Клавиатура выберите в категории Вставка команду InsertEquation и назначьте для нее Новое сочетание клавиш: Alt-F (для сохранения настроек закройте и снова запустите Word).

Для вставки одиночных греческих символов удобно, повторив предыдущие действия с меню Настройка, назначить сочетание Alt-G для команды SymbolFont категории Формат. После нажатия на это сочетание клавиш печатаем один символ в латинской раскладке (символу ϕ соответствует j, χ – c, θ – q, ϑ – J, ξ – x).

Для того чтобы автоматически использовать описанное выше выравнивание формул удобно использовать *стили*. Чтобы запомнить оформление текущего абзаца в *стиле* через меню Формат/Стиль нажимаем кнопку Создать, пишем без кавычек *Имя* нового *стиля*, например „Нумерованная формула“. Для того чтобы оформить новую формулу с помощью *стиля*, печатаем до и после формулы по одному символу табуляции, в конце строки ставим номер формулы, в завершение мышкой выбираем *стиль* Нумерованная формула из выпадающего меню *Стили*.

СОДЕРЖАНИЕ

Краткий отчет о выполнении Межвузовской программы фундаментальных исследований Министерства образования Республики Беларусь <i>“Физические основы получения, диагностики, функционирования и применения низкоразмерных элементов и систем”</i> за 1999 год	3
<i>Абрамов И.И., Гончаренко И.А., Новик Е.Г.</i> Влияние параметров материалов и конструкции на предельные и вольт-амперные характеристики металлических одноэлектронных транзисторов	8
<i>Борздов В.М., Галенчик В.О., Жевняк О.Г., Комаров Ф.Ф.</i> Расчет методом Монте-Карло электрофизических параметров квазиодномерных МОП-структур	13
<i>Бринкевич Д.И., Петров В.В., Просолович В.С., Янковский Ю.Н.</i> Распад пересыщенного твердого раствора золота в кислородсодержащем кремнии	17
<i>Вариченко В.С., Зайцев А.М., Мартинович В.А., Лапчук Н.М., Стельмах В.Ф.</i> Ионный трек в алмазе	20
<i>Василевская Н.В., Хмельницкий А.И., Черенкевич С.Н., Куликович О.Г., Эпштейн О.Л., Сидерко В.М., Лобан В.А.</i> Агрегация N-изопропилакриламида в липидных мембранах	24
<i>Величко О.И.</i> Диффузия примесных атомов и собственных точечных дефектов в полупроводниковых кристаллах с учетом дрейфа в поле внутренних упругих напряжений и неоднородности распределения дефектов в нейтральном зарядовом состоянии	29
<i>Гачко-Г.А., Герман А.Е., Стрекаль Н.Д.</i> Тонкие золотые пленки как субстраты для исследования вторичного излучения адсорбатов, усиленного поверхностью	32
<i>Доросинец В.А., Лукашевич М.Г., Самуйлов В.А., Баишаков И.А., Тихонова Т.Ф.</i> Электрофизические свойства кобальтосодержащих углеродных волокон	35

<i>Зорина Т.Е., Михаловский И.С., Зорин В.П.</i> pH-зависимые изменения структуры комплексов порфиринов и фосфолипидных везикул	40
<i>Зубко В.И., Лесникович А.И., Воробьева С.А., Холмецкий А. Л., Сицко Г.Н., Зубко Д.В., Собаль Н.С.</i> Электрофизические и мессбауэровские исследования суспензии никеля в минеральном масле и низкоразмерных оксидов железа	44
<i>Клечко А.А., Ермолаев О.П., Казючиц Н.М., Литвинов В.В.</i> Формирование донорных центров в германии при обработке в плазме водорода	48
<i>Маляревич А. М.</i> Динамика фотовозбужденных состояний в оксидированных наночастицах селенида меди	52
<i>Мельников А.А., Русецкий М.С.</i> Влияние облучения высокоэнергетичными ионами криптона на токоперенос в алмазе	57
<i>Могильный В.В., Лазарева А.М.</i> Влияние УФ-облучения на диэлектрические потери полимерных материалов с альдегидсодержащими полимерами	61
<i>Подденежный Е.Н., Бойко В.А.</i> Особенности синтеза и объемного формования оптических композитов золь-гель методом	65
<i>Поклонский Н.А., Вырко С.А., Кисляков Е. Ф.</i> Автоэлектронная эмиссия из 2D-слоя	68
<i>Поклонский Н.А., Горбачук Н.И., Ластовский С.Б.</i> Радиационное формирование твердотельных аналогов индуктивности на основе плавного <i>pn</i> -перехода в кристаллическом кремнии	74
<i>Поклонский Н.А., Жоховец В.С., Кисляков Е. Ф.</i> Электростатическое экранирование заряженной нити в полупроводниковом слое	81
<i>Ташлыков И.С., Бобрович О.Г., Касперович А.В., Тульев В.В.</i> Взаимопроникновение нульмерных элементов при осаждении низкоразмерной среды на основу в условиях саморадиации	85
<i>Юмашев К.В.</i> Наночастицы селенида свинца в стеклянной матрице как пассивные затворы для гольмиевых лазеров	90
К авторам сборника „Низкоразмерные системы“	94

Научное издание

НИЗКОРАЗМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОЛУЧЕНИЯ, ДИАГНОСТИКИ,
ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ И ПРИМЕНЕНИЯ
НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И СИСТЕМ

Сборник научных трудов

Под реакцией
Вячеслава Фомича Стельмаха
и Александра Кириловича Федотова

Ответственный за выпуск *А.П. Аношко*
Технический редактор *Н.И. Горбачук*
Компьютерная верстка *Н.И. Горбачук, С.А. Вырко*

Подписано к печати 30.09.00. Формат 60×84/16. Бумага офс. № 1.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 6,4. Тираж 105 экз. Заказ № 267
УП "Технопринт". Лицензия ЛВ № 380 от 28.04.1999 г.
220027. Минск, пр. Ф. Скорины, 65, корп.14.

Отпечатано на УП „Технопринт“.
Лицензия ЛП №203.