

Издается с 1999 г.

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫЙ ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И ПРИКЛАДНОЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Журнал выпускается при научно-методическом руководстве Отделения нанотехнологий и информационных технологий Российской академии наук

Журнал включен в перечень научных и научно-технических изданий ВАК России и в систему Российского индекса научного цитирования

Главный редактор Мальцев П. П.

Зам. гл. редактора Лучинин В. В.

Релакционный совет:

Аристов В. В. Асеев А. Л. Асеев А. Л. Волчихин В. И. Гапонов С. В. Захаревич В. Г. Каляев И. А. Квардаков В. В. Климов Д. М. Ковальчук М. В. Нарайкин О. С. Никитов С A. Сауров А. Н. Серебряников С. В. Сигов А. С. Стриханов М. Н. Чаплыгин Ю. А. Шахнов В. А. Шевченко В. Я.

Релакционная коллегия:

Абрамов И. И. Андриевский Р. А. Антонов Б. И. Арсентьева И. П. Астахов М. В. Быков В. А. Горнев Е. С Градецкий В. Г. Гурович Б. А. Кальнов В. А. Карякин А. А Колобов Ю. Р. Кузин А. Ю. Мокров Е. А. Норенков И. П. Панич А. Е. Панфилов Ю. В. Петросянц К. О. Петрунин В. Ф. Путилов А. В. Пятышев Е. Н Сухопаров А. И. Телец В. А. Тимошенков С. П. Тодуа П. А. Шубарев В. А.

Отв. секретарь Лысенко А. В.

Редакция:

Григорин-Рябова Е. В. Чугунова А. В.

Учредитель: Издательство "Новые технологии" СОДЕРЖАНИЕ ____

НАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

Куковицкий Е. Ф., Львов С. Г. Углеродные нанотрубные автокатоды на никеле- вых кернах	2 6
МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ	
Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Коротаев А. Г., Григорьев Д. В., Кульчиц- кий Н. А., Мельников А. А. Радиационные эффекты в кристаллах теллурида кадмия—ртути	10 17
МОДЕЛИРОВАНИЕ И КОНСТРУИРОВАНИЕ МНСТ	
Тарнавский Г. А. Легирование наноколонн рельефа поверхности пластины кремния	20
многоступенчатого микронасоса Кнудсена в плоской геометрии	24
ЭЛЕМЕНТЫ МНСТ	
Тихонов Р. Д. Латеральные и планарные биполярные магнитотранзисторы Драгунов В. П., Остертак Д. И. Электростатический микроэлектромеханиче- ский преобразователь с последовательной схемой включения компонентов	31 37
МОЛЕКУЛЯРНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И БИОЭЛЕКТРОНИКА	
Рзянина А. В., Усанов А. Д., Скрипаль Ан. В., Усанов Д. А. Действие углеродных нанотрубок на клетки млекопитающих при центрифугировании Агафонов В. М., Криштоп В. Г., Сафонов М. В. Измерительные устройства на основе молекулярно-электронного переноса в микро- и наноструктурах	43 47
ИНФОРМАЦИЯ	
Международная научно-техническая конференция и молодежная школа-семинар "Нанотехнологии-2010"	54
Contents.	55

Аннотации на русском и английском языках с 1999 г. по настоящее время находятся в свободном доступе на сайтах журнала (http://novtex.ru) и научной электронной библиотеки (http://elibrary.ru). Электронные версии полнотекстовых статей расположены на сайте журнала: с 1999 г. по 2003 г. в разделе "ПОИСК СТАТЕЙ", а с 2004 г. - в разделе "АРХИВ".

ПОДПИСКА:

- по каталогу Роспечати (индекс 79493); .
 - по каталогу "Пресса России" (индекс 27849)
- Адрес для переписки: e-mail: nmst@novtex.ru
- в редакции журнала (тел./факс: (499) 269-55-10)

© Издательство "Новые технологии", "Нано- и микросистемная техника", 2010

*ФL*анотехнологии и зондовая микроскопия

УДК 537.533 + 549.212

Е. Ф. Куковицкий, ст. науч. сотр., С. Г. Львов, науч. сотр., Казанский физико-технический институт КНЦ РАН им. Е. К. Завойского, e-mail: kuk@kfti.knc.ru

УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБНЫЕ АВТОКАТОДЫ НА НИКЕЛЕВЫХ КЕРНАХ

Разработана недорогая лабораторная технология получения углеродных нанотрубных автоэмиттеров на никелевых кернах небольшого диаметра. Использован нетрадиционный метод CVD для выращивания нанотрубок. Рассмотрены основные процессы в объеме CVDреактора, в результате которых происходит формирование нанотрубного слоя на поверхности массивного каталитически активного металла. Экспериментально и с помощью моделирования установлена неравномерность осаждения каталитического углерода по площади керна. Найден и реализован метод получения однородных нанотрубных слоев с идентичными автоэмиссионными характеристиками.

Ключевые слова: углеродные нанотрубки, автоэмиттеры, никелевые керны, метод CVD, гетерогенные реакции, гомогенные реакции

Введение

Успехи в технологии изготовления источников электронов всегда оказывали сильное воздействие на создание и развитие самых разнообразных электронных устройств. На сегодняшний день наиболее используемыми источниками электронов являются термоионные катоды. Однако требования миниатюризации, потребность в источниках электронов для плоских дисплеев, электронных микроскопов, нанолитографии, компактных микроволновых усилителей и портативных рентгеновских трубок стимулируют поиск альтернативных, меньших по размерам и более эффективных источников. В противоположность термоионной эмиссии, основанной на горячей нити, полевая эмиссия происходит при комнатной температуре из "холодного" катода под действием электрического поля.

Полевой эмиттер энергетически более выгоден, чем термоэмиссионный, который требует нагрева. Кроме того, полевой источник имеет такие привлекательные свойства, как мгновенный отклик на изменения электрического поля, устойчивость к тем-

пературным колебаниям и радиационному воздействию, высокая степень фокусировки с помощью электронной оптики, нелинейная вольт-амперная характеристика, при которой малые изменения напряжения вызывают большие изменения эмиссионного тока. Полевая эмиссия требует, однако, очень больших локальных электрических полей с напряженностью до нескольких вольт на нанометр, чтобы получить приемлемые для использования токи. Обычный способ получения таких полей состоит в использовании тонких заостренных игл с радиусом закругления в несколько сот нанометров, но даже это требует применения нескольких тысяч вольт для получения необходимого тока.

Уникальные геометрия и свойства углеродных нанотрубок сразу привлекли внимание к этим объектам как к потенциальным полевым эмиттерам. Нанотрубки имеют цилиндрическую форму и характеризуются высоким аспектным отношением (отношение длина/диаметр). Они обладают высокой электропроводностью при комнатной температуре. Атомы углерода, составляющие нанотрубку, связаны прочными ковалентными связями, в результате чего они не подвергаются электромиграции даже при 2000 К. В отличие от металлов электросопротивление нанотрубок уменьшается с температурой и поэтому они меньше нагреваются с ростом эмиссионного тока. Это предотвращает явление заострения одиночного эмиттера под действием поверхностной диффузии в условиях высокой температуры при наложенном электрическом поле, что в случае металлических острий приводит к нестабильности эмиссии и, в конечном счете, к разрушению эмиттера. Отмеченные свойства делают нанотрубки стабильными эмиттерами в условиях высоких температур. Эксперименты показали, что эта стабильность сохраняется даже в условиях технического вакуума $\sim 10^{-6}$ мм. рт. ст., как результат высокой химической инертности нанотрубок. Все это делает углеродные нанотрубы непревзойденным на сегодняшний день материалом для изготовления автокатодов различных устройств

вакуумной эмиссионной электроники. Использование уникальных автоэмиссионных свойств углеродных нанотрубок в микро- и наноэлектронике в значительной степени зависит от возможности формирования на подходящих подложках различных структур как на основе одиночных нанотрубок, так и с применением массивов нанотрубок. Практическое значение в связи с этим приобретает разработка эффективных методов получения углеродных нанотрубных пленок и слоев на проводящих подложках. Такие слои получали вначале используя нанотрубки, синтезированные в дуговом разряде между графитовыми электродами, путем наклеивания их на подходящие подложки [1]. Очень скоро, однако, широкое распространение получил метод химического осаждения из пара (CVD), благодаря возможности выращивания углеродных нанотрубок различной морфологии на поверхности подложек из самых разных материалов. Реализуется такая возможность, как правило, с помощью нанесения на поверхность подложки тонкой пленки или монослоя наноразмерных частиц металла каталитически активного в реакциях разложения углеводородов с выделением элементарного углерода при высоких температурах (500...1000 °C). Чаще всего в качестве металла-катализатора используются Ni, Fe, Co и их сплавы.

При использовании углеродных нанотрубных слоев на подложках с нанесенным катализатором в качестве автоэмиттеров серьезной проблемой зачастую является слабая адгезия нанотрубок к подложке. В электрических полях высокой напряженности может происходить отрыв от подложки отдельных нанотрубок и целых фрагментов углеродного слоя. Экспериментальные исследования показали, что углеродные нанотрубки, выращенные непосредственно на поверхности массивных каталитически активных металлов, значительно прочнее связаны с основой, чем нанотрубные слои, полученные на подложках с нанесенным катализатором в виде тонких пленок [2].

Для получения нанотрубных автокатодов использование в качестве основы массивных металлов-катализаторов имеет целый ряд преимуществ: 1) устраняется трудоемкая процедура нанесения катализатора; 2) в силу особенностей механизма роста углеродных нанотрубок на поверхности металла достигается прочная связь нанотрубного слоя с основой; 3) как показал эксперимент, при выращивании на массивном металле реализуется рост нанотрубок от основания, а значит свободные концы трубок не имеют каталитических частиц, что значительно улучшает эмиссионные характеристики; 4) использование металла автоматически обеспечивает высокую электропроводность, необходимую для работы автокатода; 5) имеется широкий спектр методов модификации металлической поверхности, что может быть использовано для контроля каталитической активности поверхности металла и морфологии углеродных нанотрубок; 6) использование пластических свойств металлов позволяет легко придавать необходимую форму автокатодам и обеспечить хорошую совместимость с современными технологиями вакуумной электроники (например, керны для термоэмиссионных катодов вакуумных электронных приборов в большинстве случаев изготовляют из никеля).

Физико-химические процессы, определяющие формирование нанотрубных слоев

При реализации конкретного варианта метода термического CVD для осаждения углерода на каталитически активных металлических поверхностях приходится рассматривать следующие основополагающие процессы, протекающие в реакторе CVD:

1. Гомогенные реакции, имеющие место в газовой фазе. Основными реакциями являются реакции дегидрогенизации алифатических и ароматических соединений и реакции разрыва С—С связей. Эти реакции термического пиролиза углеводородов протекают по неразветвленному радикально-цепному механизму, состоящему из трех стадий: инициирования радикалов (цепи), продолжения цепи и обрыва цепи [3]. Последовательность реакций состоит в превращении неароматических соединений в ароматические и зависит от резидентного времени молекул углеводорода в горячей зоне реактора.

2. Процессы транспорта в газовой атмосфере, включающие газовые потоки в реакторе и диффузию активных компонентов через граничный слой, прилегающий к подложке. Характер газовых потоков определяется геометрией реактора и, в частности, конфигурацией каталитически активных поверхностей, на которых происходит осаждение углерода. Подходящим выбором размещения металлических подложек, например, определяются условия транспорта реактивных газовых компонентов вблизи поверхности и, как следствие, особенности протекания гомогенных и гетерогенных реакций [4].

3. Гетерогенные поверхностные реакции. Эти реакции задают скорость осаждения каталитического углерода. Для реалистического описания кинетики осаждения необходимо рассматривать не только диффузию через граничный слой, но и отдельные процессы на поверхности подложки — адсорбцию, поверхностную диффузию, конкретные поверхностные реакции, десорбцию. Важное значение имеет природа активных центров на поверхности, поскольку они инициируют образование углеводородных радикалов. Образующиеся на поверхности катализатора радикалы могут играть двоякую роль в CVD процессе для выращивания углеродных нанотрубок. Часть радикалов может переноситься в газовую фазу и участвовать в гомогенных реакциях пиролиза углеводородов, инициируя цепной процесс. Участие радикалов, генерируемых поверхностью, в каталитических реакциях, составляет основу концепции гетерогенно-гомогенных реакций, при которых каталитическое событие, инициированное на поверхности, продолжается в газовой фазе [3]. Другая часть радикалов, претерпев последовательность реакций дегидрогенизации, оставляет на поверхности элементарный углерод. Виды радикалов и их относительная концентрация на поверхности зависят от исходных углеводородов, природы активных центров и, как показывает эксперимент, от условий газового транспорта вблизи поверхности катализатора [4]. Использование металлических каталитически активных подложек предоставляет широкие экспериментальные возможности контроля природы активных центров и их поверхностной плотности, для реализации которых могут быть применены различные методы поверхностной обработки.

4. Взаимодействие элементарного углерода с металлической подложкой. Каталитически активные в процессах разложения углеводородов переходные металлы (Fe, Ni, Co) при достаточно высоких температуре и термодинамической активности углерода в газовой фазе могут растворять несколько процентов углерода в твердом состоянии. Такое растворение осажденного углерода начинается уже при температуре 300...400 °С. В условиях процесса CVD (800...1000 °C) растворение до состояния пересыщения или химическое взаимодействие углерода с металлом могут привести к фрагментации поверхностных слоев металла с образованием нанокомпозита из графитоподобного углерода и наноразмерных металлических частиц. Это разрушение поверхностных слоев (metal dusting) является по существу высокотемпературной коррозией металла в углеводородной атмосфере. Процесс имеет критически важное значение для роста углеродных нанотрубок на поверхности массивных каталитически активных металлов. Детали явления зависят от химической природы металла. Для железа и сталей фрагментация протекает через образование и последующий распад метастабильных карбидов. Сплавы на основе никеля распадаются непосредственно через процесс графитизации без образования карбидов. В обоих случаях образуются наночастицы металла 10...100 нм, которые инициируют рост углеродных нанотрубок и нанофибров.

Коррозионное распыление металлов — крайне нежелательное явление во многих промышленных процессах и поэтому основные усилия долгое время были направлены на борьбу с ним, а не на его оптимизацию. Некоторые попытки соотнести процесс дезинтеграции металла с микроструктурой поверхностных слоев были предприняты в работе [2]. Отмечалась зависимость распределения внешних диаметров углеродных нанотрубок, выращенных на поверхности металлического никеля, от условий предварительной механической обработки. Скорость осаждения каталитического углерода также зависела от состояния поверхности никеля.

Эксперимент

При разработке лабораторной технологии производства углеродных нанотрубных автокатодов в настоящей работе был использован процесс CVD, описанный в работе [5] и адаптированный для получения небольших партий автокатодов на никелевых кернах. Был применен кварцевый вертикальный СVD-реактор закрытого типа с горячими стенками. В качестве углеродсодержащего прекурсора служил полиэтилен. Никелевые керны представляли собой цилиндрические чашки с плоским дном диаметром 5 мм и высотой 2,5 мм. Для создания одинаковых условий роста углеродных нанотрубок на всех кернах существенным требованием для небольшого лабораторного реактора является минимизация объема, занимаемого партией кернов в CVD-реакторе. С этой целью керны укладывали друг на друга таким образом, что закрытые плоские торцы, вследствие несовершенной плоскостности торцов, образовывали узкую щель шириной ~30 мкм (рис. 1, а).

При такой конфигурации партия из 14 кернов, например, занимает объем менее 2 см³ и все керны находятся практически в одинаковых температурных и газодинамических условиях. Кроме того, сложное конвективное движение газовой атмосферы в объеме реактора мало влияет на диффузионный транспорт реактивных газов в узком зазоре между торцами кернов. Идентичность условий газового транс-



Рис. 1. Схема размещения никелевых кернов в CVD-реакторе (a) и схема реакций в щели между кернами (б)

порта и нагрева обеспечивает получение на торцах углеродных нанотрубных слоев с одинаковыми морфологическими свойствами и, как следствие, с одинаковыми автоэмиссионными характеристиками.

Моделирование и результаты

Диффузионное движение газов в узкой щели с одновременным протеканием химических реакций в первом приближении может быть представлено схемой на рис. 1, δ и следующей системой дифференциальных уравнений, записанных для случая цилиндрической симметрии с соответствующими граничными условиями (стационарная задача):

$$\begin{split} D_2 \frac{1}{r} & \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial C_2}{\partial r} \right) - \left(K_g + \frac{S}{V} K_2 \right) C_2 = 0; \\ C_2 &= C_{20}, \ C_6 = 0, \ \text{при} \ r = R, \\ D_6 \frac{1}{r} & \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial C_6}{\partial r} \right) - K_6 \frac{S}{V} C_6 + K_g C_2 = 0; \\ & \frac{\partial C_2}{\partial r} = \frac{\partial C_6}{\partial r} = 0 \ \text{при} \ r = 0, \end{split}$$

где r — расстояние от центра керна; R — радиус кернов; C_2 и C_6 — концентрации исходного углеводорода и интермедиата, соответственно; C_{20} — концентрация исходного углеводорода на границе щели; S и V — площадь торцевой поверхности керна и

объем пространства в щели между кернами, соответственно. Величина S/V = 2/d — гетерогенный фактор, где d — расстояние между кернами. Скорость осаждения углерода определяется как $W = K_2C_2 + K_6C_6$.

В соответствии с имеющимися литературными данными по пиролизу полиэтилена [6] предполагалось, что исходным реактивным компонентом являются алифатические углеводороды С2, претерпевающие в условиях длинного резидентного времени превращение в ароматические соединения С₆ в результате гомогенного радикально-цепного процесса, который феноменологически описывается константой скорости K_g . Оба реактивных компонента C_2 и С₆, могут непосредственно выделять на торцовых поверхностях кернов элементарный углерод в результате гетерогенных реакций с константами скоростей К2 и К6. Коэффициент диффузии реактивных компонентов $D_2 = D_6 = D$ при давлении газовой атмосферы ~1 атм принимался равным ~0,1 см $^2 \cdot c^{-1}$. Как показывают эксперимент и моделирование в широкой области параметров Kg, K2, K6, в общем случае углерод осаждается неравномерно на торцовой поверхности кернов при указанной выше геометрии их размещения. В качестве иллюстрации на рис. 2 приведен пример расчетной зависимости радиального распределения углерода W(r) от упомянутых параметров.

Поскольку состав газовой атмосферы, полученный в результате пиролиза полиэтилена, неизвестен, условия равномерного роста углеродных нанотрубок могли быть найдены только экспериментально. Это достигалось поиском метода обработки торцовых







Рис. 3. Полученные углеродные нанотрубные автокатоды на ни-келевых кернах

поверхностей кернов, который обеспечивал подходящие значения констант скоростей гетерогенных реакций K_2 и K_6 . Для кернов сравнительно небольшого диаметра (5 мм) хорошие результаты были получены с помощью механического полирования торцов тонкой (1 мкм) алмазной пастой. Углеродные нанотрубные автокатоды, полученные в реализованном CVD-процессе, показаны на рис. 3. Такие автокатоды использовали ранее при разработке опытных образцов малогабаритных рентгеновских трубок [7]. Они продемонстрировали стабильные эмиссионные характеристики при токе 300 мкА в течение более 70 ч.

Список литературы

1. **Collins P. G., Zettl A.** A simple and robust electron beam source from carbon nanotubes // Applied Physics Letters. 1996. V. 69. P. 1969–1971.

2. Kukovitsky E. F., Lvov S. G., Sainov N. A., Shustov V. A. CVD growth of carbon nanotube films on nickel substrates // Applied Surface Science. 2003. V. 215. P. 201–208.

3. Васильева Н. А., Панфилов В. Н. Теоретическая концепция неразветвленных радикально-цепных реакций с участием катализаторов // Кинетика и катализ. 2002. Т. 43. С. 189—194.

4. Lee W. J., Li C.-Z. Opposite effects of gas flow rate on the rate of formation of carbon during the pyrolysis of ethane and acetylic on a nickel mesh catalyst // Carbon. 2008. V. 46. P. 1208–1217.

5. Kukovitsky E. F., Chernozatonskii L. A., Lvov S. G., Melnik N. N. Carbon nanotubes of polyethylene // Chemical Physics Letters. 1997. V. 266. P. 323–328.

6. **Conesa J. A., Font R., Marcilla A., Garcia A. N.** Pyrolysis of polyethylene in a fluidized bed reactor. // Energy & Fuels. 1994. V. 8. P. 1238–1246.

7. Мусатов А. Л., Гуляев Ю. В., Израэльянц К. Р., Куковицкий Е. Ф., Киселев Н. А., Масленников О. Ю., Гузилов И. А., Ормонт А. Б., Чиркова Е. Г. Малогабаритная рентгеновская трубка с автоэлектронным эмиттером на основе углеродных нанотрубок // Радиотехника и электроника. 2007. Т. 52. С. 766—768. С. Б. Утенкова, мл. науч. сотр., e-mail: S. Utenkova@tcen.ru, П. П. Мальцев, д-р техн. наук, проф., Научно-производственный комплекс "Технологический центр" Московского института электронной техники"

О МЕХАНИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ МАССИВОВ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Представлен обзор современного состояния исследований механической прочности массивов углеродных нанотрубок. В настоящее время углеродные нанотрубки являются популярным материалом и находят широкое применение в области электроники. С помощью нанотрубок можно создать каркас наноразмерного соединения, сохраняя определенную геометрию контакта. Рассмотрены перспективы возможных применений массивов углеродных нанотрубок для организации механического соединения высокой прочности. Описаны наиболее важные эксперименты, выполненные с углеродными нанотрубками, в которых определены их основные свойства.

Ключевые слова: массивы углеродных нанотрубок, механическая сцепляемость поверхностей, многоуровневая сборка чипов

Введение

Применение наноструктурированных материалов открывает новые возможности для монтажа и контактирования отдельных компонентов микросистем, которые заключаются не только в уменьшении размеров соединений, но также и в управлении свойствами материалов. Кроме того, интересны вопросы, касающиеся механической сцепляемости поверхностей с миллионами простых контактных элементов, а именно, термическая стабильность и прочность соединения, обеспечивающие возможность промышленного применения.

С момента своего первого получения углеродные нанотрубки (УНТ) остаются объектом постоянных научных исследований. От изотропных материалов их отличает особая регулярная атомная структура. Нанотрубкам свойственно редкое сочетание линейных размеров, удельного веса, деформационных и прочностных характеристик, поэтому они находят применение в технике и медицине.

В настоящее время отсутствуют методы и устройства, которые могли бы быть положены в основу серийных механических испытаний для оценки деформационных и прочностных характеристик, а также характеристик разрушения подобных объектов. В то же время эти механические испытания необходимы и для того, чтобы контролировать нанотехнологические процессы и находить механические характеристики, которые можно было бы использовать при расчете параметров конструкций из них. В этих условиях особую роль приобретает аналитико-численное моделирование механического поведения, в том числе механических испытаний наноразмерных объектов.

В следующих разделах обсуждаются аспекты герметизации, такие как монтаж кристалла. Особое внимание уделено возможности создания механического контакта с использованием массивов углеродных нанотрубок, выращенных методом парофазного осаждения [1].

Организация соединений

Двумя основными методами монтажа кристалла является соединение его с корпусом твердыми припоями или эвтектикой и полимерами (клеями) [2]. В таблице приведены основные показатели наиболее часто используемых материалов в качестве межкомпонентных соединений.

Для свойств паяных соединений во время эксплуатации особую роль играет их температура плавления [3]. Имеется большой опыт использования свинецсодержащих припоев, в частности ПОС-61. Температура пайки составляет 230 °С (температура плавления 183 °С) для стандартного припоя Sn63Pb37. В настоящее время российские предприятия используют опыт смешанных технологий: пайка компонентов с покрытиями для бессвинцовой пайки свинецсодержащими припоями. Бессвинцовые технологии отличаются значительным повышением температур пайки с 230 °С до 265...270 °С для самого легкоплавкого, общепризнанного бессвинцового припоя Sn3Ag0,7Cu (температура плавления 217 °С).

Материал	ТКЛР α, ×10 ⁶ , °C ⁻¹	Модуль упругости <i>Е</i> , ГПа	Тепло- проводность <i>k</i> , Вт/см · °С	Применение
Au-20 % Sn	15,93	59,2	0,57	Припой для соединения кристалла с подложной и герметизации крышки
Au-3 % Si	12,33	83,0	0,27	Припой для соединения кристалла с подложкой
Pb-5 % Sn	29	7,4	0,63	Припой для соединения кристалла с подложкой методом перевернутого кристалла
Si	2,6	13,03	1,47	Интегральные схемы
Эпоксидная смола с серебряным наполнителем	53	3,5	0,008	Клей для соединения кристалла с подложкой
Эпоксидная смола (наполнитель — плавленый кварц)	22	13,8	0,007	Формовочная смесь

Здесь возникает проблема использования данных технологий монтажа в силу высоких температур пайки (выше 260 °C). Такая температурная нагрузка требует не только смены припоев, но и смены флюсов, базовых материалов печатных плат, обновлений технологического оборудования, пересмотра удельных энергозатрат. Это приводит к необходимости инвестиций в обновление производства, использованию более дорогих термоустойчивых материалов, перестройке технологий.

Применение массивов УНТ

Согласно общепринятому определению наноструктурированные материалы, или наноматериалы характеризуются не только геометрическими размерами менее 100 нм хотя бы в одном направлении, но также и изменением физических свойств по сравнению с материалом большего объема. При переходе границы в 100 нм и ниже материал может изменять физические свойства. Известным эффектом является уменьшение температуры плавления материала.

Нанотрубки прочнее стали в 50 раз и имеют в 6 раз меньшую плотность. Модуль Юнга (1 ТПа) вдвое выше, чем у обычных углеродных волокон. Нанотрубки не только прочные, но и гибкие, и напоминают по своему поведению не ломкие соломки, а жесткие резиновые жгуты. Под лействием механических напряжений. превышающих критические. нанотрубки "не рвутся" и "не ломаются", а просто перестраиваются. Эти свойства нанотрубок можно использовать лля созлания искусственных мускулов. которые при одинаковом объеме могут быть вдесятеро сильнее биологических, не боятся высоких температур, вакуума и многих химических реагентов. Из нанотрубок можно создать сверхлегкие, сверхпрочные композиционные материалы. Небольшая нить диаметром в 1 мм, состоящая из нанотрубок, могла бы выдержать груз в 20 т, что в несколько сотен миллиардов раз больше ее собственной массы.

Новые факты открывают свет на неизученные ранее механические свойства нанотрубок. В качестве исследуемого образца был выбран кусок матрицы соединенных вместе многослойных углеродных нанотрубок [4] площадью 2 мм². Ученые подвергли его сжатию сначала на 25 % от первоначальной высоты, после чего повторили эту операцию более 500 раз. В течение всего цикла были проведены измерения механических свойств нанотрубок. Как оказалось, механические свойства кусочка не изменились. Также остались неизменными и электропроводные свойства нанотрубок. Установлено, что массив связанных нанотрубок имеет ярко выраженные высокоэластичные свойства, в то время как одна нанотрубка такими свойствами не обладает.

Связь между электрическими и механическими свойствами УНТ обусловлена изменениями в их электронной структуре, возникающими под воздействием механической нагрузки и приводящими к изменениям таких параметров нанотрубки, как уровень Ферми, ширина запрещенной зоны, концентрация носителей и т. п. Так, в эксперименте [4] установлено, что максимально достижимый ток через нанотрубку однозначно связан с модулем Юнга, характеризующим ее механическую прочность. Полученные результаты указывают на роль структурных дефектов УНТ, определяющих как ее электрические характеристики, так и прочностные свойства.

Теоретически массивы МСНТ диаметром 20...30 нм и плотностью ~ 10^{11} — 10^{12} нанотрубок/см² могли бы обеспечить адгезию более 500 Н/см²! [5].

Однако недавно исследователи [5] каталитическим CVD-методом вырастили массивы вертикально ориентированных МСНТ, обеспечивающие высокую адгезию на макроуровне. Полученные на Siподложках образцы (высота трубок 5...10 мкм) прижимали к различным (стекло, Au, GaAs, Si) поверхностям площадью 4...8 мм², предварительная нагрузка составляла 2 кг в нормальном направлении. Затем измеряли прочность сцепления как в нормальном направлении, так и при сдвиге. Максимальное значение получено для стеклянной поверхности: 11,7 Н/см² при нормальном направлении (площадь контакта 4 мм²) и 7,8 H/см² при сдвиге (площадь контакта 8 мм²). К сожалению, после нескольких циклов испытаний часть нанотрубок оторвалась от Si-подложки, на которой они были выращены. Ситуацию несколько исправило добавление подслоя Мо к катализатору. Проявляется также интересная зависимость от высоты нанотрубок. Заметная адгезия наблюдается только для нанотрубок короче 30 мкм (оптимальная высота 5...10 мкм). Возможно, верхние концы слишком длинных нанотрубок сплетаются и не обеспечивают хорошего контакта с поверхностью.

Для демонстрации возможных применений такого сухого клея из МСНТ авторы [5] приводят фотографию игрушечного медведя с моделью космического шаттла в лапе (общая масса 40 г) (рис. 1). Медведь удерживается на стеклянной поверхности фрагментом массива МСНТ, выращенного на Si-подложке



Рис. 1. Игрушечный медведь с моделью космического шаттла в лапе (общая масса 40 г)



Рис. 2. Светодиод, подвешенный с помощью проводящего сухого клея из УНТ

 $(2 \times 3 \text{ мм}^2)$. Нитка соединяет обратную сторону подложки и левую лапу медведя. При использовании предварительной нагрузки в 2 кг медведь может сделать больше 5 "шагов", т. е. выдерживает более 5 циклов прилипания-отлипания. Для того чтобы при силе адгезии в 4 H/см² удержать человека массой 70 кг потребуется площадь эффективного контакта в 200 см² (примерно как у подошвы ботинка). Конечно, до легкости, с которой геккон "приклеивает" и "отклеивает" лапы, еще очень далеко. Вероятно, применение одностенных нанотрубок и использование гибких подложек позволит существенно улучшить характеристики адгезии. Важно, что "сухие клеи" из МСНТ, в отличие от полимерных, являются хорошими проводниками тепла и электричества. В качестве примера на рис. 2 показан светодиод, подвешенный с помощью электропроводящего сухого клея из УНТ.

Липучка

Опираясь на теоретические и экспериментальные результаты испытаний массивов углеродных нанотрубок, представленные выше, можно утверждать, что такой сухой адгезив может найти свое применение в организации механических контактов высокой прочности. Для их организации необходимо создание ориентированных массивов в областях контактов, как показано на рис. 3. Предполагается, что новый метод будет также надежен, как и пайка, однако в этом случае можно будет обойтись без нагревания, во многих случаях опасного для полупроводниковых микросхем.



Рис. 3. Функционализация контактных площадок посредством синтеза на них массивов углеродных нанотрубок



Рис. 4. УНТ на контактной площадке компонента (a); фрагмент образца массива углеродных нанотрубок (δ)

Механическое соединение функционализированных поверхностей может рассматриваться подобно "липучке" и работает без дополнительной адгезии.

На рис 4 изображены УНТ на контактной площадке компонента и фрагмент готового массива из УНТ, полученного методом химического парофазного осаждения (CVD) углеродных нанотрубок на установке УНТ-2 [1]. Синтез УНТ проводился в среде аргона и продуктов пиролиза углеводородов и металлоорганики при атмосферном давлении. Этот метод позволяет выращивать упорядоченно расположенные массивы многостенных УНТ на кремниевой подложке большого диаметра, однако при точном подборе параметров процесса возможно получение массивов с усредненным диаметром трубок порядка 5...8 нм и менее.

Одним из главных преимуществ CVD-процессов является синтез ориентированных массивов УНТ на носителе, при этом возможно создание таких условий синтеза, при которых возможно получение высокоселективного роста УНТ на одном материале подложки относительно другого (например, SiO2/Si и др.).

Обращаясь к селективности синтеза УНТ, следует отметить, что CVD-процессы позволяют получать избирательное осаждение не только с использованием "локализованных" катализаторов, но также и "ле-



Рис. 5. Пример селективного роста массивов УНТ при использовании разного типа катализаторов: *a* — "летучего"; *б* — "локализованного"



Рис. 6. Принцип организации механического соединения между микрочипами с использованием массивов углеродных нанотрубок

тучих". На рис. 5 приведены примеры массивов синтезированных с использованием как "летучего" (*a*), так и "локализованного" (*б*) катализаторов. Данный факт, вместе с возможностью проводить синтез с использованием данной методики при достаточно низких температурах, дает возможность предположить, что именно CVD-метод и его производные обладают наибольшей перспективностью в плане производства коммерчески успешных продуктов на основе углеродных нанотрубок и массивов УНТ.

С использованием параметров процесса осаждения УНТ получали выращенные на Si-подложке массивы вертикально ориентированных МНСТ диаметром до 50 нм, а длина варьировалась от 0,05 до 1 мм. Боковая плотность нанотрубок на 1 мм² достигает 100 млн. Основной принцип организации соединений с использованием массивов углеродных нанотрубок (рис. 6) базируется на сцеплении типа "липучка".

Метод характеризуется низкой температурой и давлением порядка 20...50 МПа.

Первые результаты статической нагрузки показали удерживающую силу соединений наноструктурированных поверхностей выше 3,8 МПа, в дальнейшем данные соединения выдерживали нагрузку до 20 МПа.

Выводы

На пути непрерывной миниатюризации кремниевые схемы могут встретить серьезного соперника в лице углеродных нанотрубок. УНТ обладают уникальными механическими, электрическими и термическими свойствами, пригодными для создания новых конструкционных материалов.

Обобщим и перечислим эти свойства.

- Наиболее важным применением УНТ, основанным на механических свойствах, является создание наноразмерного соединения высокой прочности. Механические свойства УНТ являются пределом для всех углеродных волокон.
- Используя синтезированный "газон" из углеродных нанотрубок, можно создать конструкционный элемент с наноразмерами. Минимальная толщина отдельных нанотрубок зависит от шаблона литографического нанесения катализатора на поверхность и может составлять 50 нм. В за-

висимости от параметров соединения (температуры и давления) возможно как геометрическое соединение (временное соединение), так и сплошное соединение (постоянное) компонентов с "наногазоном" в зоне контакта. Кроме того, за счет большой поверхности "наногазон" может применяться в качестве теплоотвода или в качестве чувствительного элемента химического сенсора.

- Подобные углеродные наноструктурированные поверхности представляют собой экологическую альтернативу свинецсодержащему припою без изменения параметров технологического процесса.
- Механическое соединение функционализированных поверхностей может рассматриваться подобно "липучке" и работает без дополнительной адгезии. Этот метод характеризуется низкими температурами и низким давлением.
- Разработки в данном направлении позволят заложить основу для создания отечественной технологии многоуровневой сборки чипов в модуль, обеспечив высокие характеристики продукции.

Список литературы

1. Лабунов В. А., Шулицкий Б. Г., Прудникова Е. Л., Басаев А. С., Романович Р. Ю., Павлов А. А., Утенкова С. Б. Многоуровневая архитектура на основе вертикально ориентированных углеродных нанотрубок и наноразмерных графитовых слоев // Международный форум по нанотехнологиям: сборник тезисов докладов участников Международного конкурса научных работ молодых ученых в области нанотехнологий. М.: Роснано, 2008. С. 462—463.

2. Зи С. Технология СБИС. М.: Мир, 1986. Т. 2. С. 328-389.

3. Медведев А., Новиков А. Форум по бессвинцовым технологиям пайки URL: http://www.pbfree.ru/161+ M5932120963d.html

4. Suhr J., Victor P., Ci L., Sreekala S., Zhang X., Nalamasu O., Ajayan P. M. Fatigue resistance of aligned carbon nanotube arrays under cyclic compression // Nature Nanotechnology. July 2007. V. 2. P. 417–421.

5. Yang Zhao, Too Tong, Lance Delzeit, All Kashani, Meyyappan M., Arun Majumdar. Interfacial energy and strength of multiwalled-carbon-nanotube-based dry adhesive // Journal of Vacuum Science and Technology B. January 2006. V.24, Issue 1. P. 331–335.

Материаловедческие и технологические основы МНСТ

УДК 621.315.592

А. В. Войцеховский¹, д-р физ.-мат. наук, проф.,
А. П. Коханенко¹, д-р физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.,
А. Г. Коротаев¹, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.,
Д. В. Григорьев¹, канд. физ.-мат. наук,
H. А. Кульчицкий², д-р техн. наук, проф.,
А. Мельников², д-р физ.-мат. наук, проф.,
¹ Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
"Томский государственный университет",
² Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
"Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики" (технический университет, г. Москва)

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В КРИСТАЛЛАХ ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ—РТУТИ

Приведен обзор имеющихся данных по процессам радиационного дефектообразования в КРТ, выращенном объемными и эпитаксиальными методами. Рассмотрено влияние на электрофизические параметры материала облучения уквантами, электронами и ионами. Показано сходство процессов радиационного дефектообразования в КРТ при облучении различными частицами и представлены имеющиеся модели образования радиационных дефектов. **Ключевые слова:** теллурид кадмия—ртути, радиационные дефекты, фотодетектор, ионная имплантация

Введение

ИК детекторы — ключевые элементы многих современных оптических систем. Их широко применяют в системах космического базирования, где они подвергаются воздействию радиации, что влияет на их работоспособность. Среди важнейших применений ИК детекторов космического базирования астрономия и наблюдение Земли из космоса.

В фотонных приемниках проявляются все известные радиационные эффекты, происходящие при комнатной температуре в приборах микроэлектроники: переходные процессы, эффекты, вызываемые ионизацией, образование дефектов решетки. Дополнительные проблемы возникают вследствие малых уровней сигнала и шума и низких рабочих температур ИК приемников.

Значительная роль радиационных эффектов проявляется и в процессе изготовления фотонных приемников, например при ионной имплантации.

В настоящее время для создания ИК приемников наиболее широко используют КРТ ($Cd_xHg_{1-x}Te$), прежде всего потому, что он позволяет получать детекторы с рабочими характеристиками, близкими к теоретически возможным пределам, и менять граничную длину волны в диапазоне 1,5...20 мкм, варьируя соотношение ртути и кадмия. Современная технология молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) позволяет получать материал с высокой од-

нородностью характеристик и низкой исходной дефектностью материала. МЛЭ-пленки получают как на подложках А^{II}В^{VI}, так и на альтернативных, потенциально позволяющих создавать ИК детекторы в интегральном исполнении. Метод МЛЭ позволяет также создавать фоточувствительные структуры переменного состава, что дает возможность реализовать многоцветные фотонные приемники на одном кристалле и уменьшить вклад поверхностной рекомбинации, ухудшающей фотоэлектрические характеристики чувствительных элементов. В то же время, для варизонных структур имеются особенности в протекании процессов радиационного дефектообразования при различных воздействиях.

В связи с обширностью применения КРТ-детекторов, данная работа по исследованию радиационных эффектов посвящена этому материалу.

Влияние электронного и у-облучения на объемный КРТ

Исследованию дефектов решетки в КРТ посвящено большое число работ. В публикациях [1—6] рассмотрены вопросы влияния облучения КРТ при 4,2 и 77 К на электрические и оптические свойства, а также подробно описаны процессы отжига.

Основным результатом образования радиационных дефектов в облученном КРТ является образование доноров, предположительно, вакансий ртути.

Во всех работах отмечено, что при облучении кристаллов КРТ *n*-типа проводимости электронами с энергией 5 МэВ (при 80 K), происходит введение электрически активных донорных центров [2]. Скорость введения доноров ($dn/d\Phi$) равна ~5,7 см⁻¹. Для образцов *p*-типа проводимости (состав в мольных долях x = 0,22 и 0,31) облучение электронами с энергией 2,5 МэВ (при 8 K) приводит к конверсии типа проводимости при потоке (2...4) $\cdot 10^{15}$ см⁻². Для образцов с составом x = 0,31 мол. дол. скорость введения носителей заряда равна 20...35 см⁻¹, а для x = 0,22 она равна 37 см⁻¹ [1]. На рис. 1 приведена зависимость скорости введения доноров от энергии электронов при 80 K [4].

Теоретическая кривая на рис. 1 рассчитана в предположении отсутствия потерь энергии электронов на ионизацию и нормирована к виду данных эксперимента. Кроме того, на рисунке приведены скорости введения доноров для тепловых и с энергией 14 МэВ нейтронов, полученных при температуре 10 К. Эти радиационно-индуцированные доноры приводят также к ухудшению времени жизни. Следовательно, скорость введения доноров совпадает со скоростью введения центров рекомбинации.

Результаты проведенного изотермического отжига показали наличие двух стадий отжига: 50...75 К и 200...230 К. Причем на первой стадии отжигается наиболее значительная часть введенных радиационных дефектов, а вторая стадия отжига сопровождается восстановлением исходных свойств кристаллов. Полное восстановление исходных свойств кристаллов. Полное восстановление исходных свойств кристаллов КРТ, облученных электронами при 80 К, обнаружено при отжиге с температурой 340 К, однако



Рис. 1. Зависимость скорости введения носителей заряда от энергии частиц в КРТ (x = 0,2) [4]

наибольшая часть радиационных дефектов отжигается в температурном интервале 150...225 К [3].

Исследование влияния высокотемпературного облучения (при 300 K) на свойства кристаллов Cd_xHg_{1-x} Те проведено в работах [7—10]. Показано [8], что при облучении электронами с энергией 4,5 МэВ интегральными потоками до $5 \cdot 10^{14}$ см⁻² не наблюдается заметных изменений электрофизических параметров исследуемых образцов.

Авторы [9] провели исследование влияния облучения электронов при температуре 300 К на электрофизические параметры монокристаллов КРТ в зависимости от потока облучения. Обнаружено, что в образцах *n*-типа проводимости облучение электронами приводит к монотонному росту концентрации носителей заряда вплоть до максимальных потоков. Скорость введения носителей заряда при этом составляла $dn/d\Phi = (1,5...2,0) \cdot 10^{-2}$ см⁻¹. При облучении образцов р-типа проводимости наблюдали конверсию типа проводимости. Область *р*-*n*-конверсии определялась исходной концентрацией дырок. Для образцов с концентрацией $p = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ конверсию типа проводимости наблюдали при потоках электронов более $6 \cdot 10^{17}$ см⁻². Значение скорости удаления носителей заряда $dp/d\Phi$ было в диапазоне $(0,8...1,2) \cdot 10^{-1}$ см⁻¹. После перехода образцов из *p*-типа проводимости в *n*-тип происходило резкое уменьшение скорости изменения носителей заряда, значение которой совпадало со значениями скорости для образцов, имеющих исходный *п*-тип проводимости.

В работе [7] исследованы электрические и рекомбинационные характеристики кристаллов КРТ *n*- и *p*-типа проводимости при облучении электронами с энергией 2 МэВ. Обнаружено, что после облучения происходит увеличение концентрации донорных центров. При потоке 10^{18} см⁻² в материале *p*-типа имела место конверсия типа проводимости. Также показано, что облучение электронами не приводит к изменению характера рекомбинации в исследуемых образцах *n*-типа проводимости. Это говорит о том, что электронное облучение не вызывает появления дополнительных рекомбинационных уровней. Проведенный изохронный отжиг образцов, облученных большими интегральными потоками электронов, показал, что восстановление электрофизических параметров материала протекает в интервале температур 350...430 К. Данный факт указывает на термическую стабильность образующихся дефектов.

Исследование параметров образцов КРТ, облученных электронами с энергией 2...3 МэВ. проведено в работе [10]. Для проведения эксперимента использовали кристаллы $Cd_xHg_{1-x}Te (x = 0,2) p$ - и *n*-типа проводимости с концентрациями дырок и электро-нов, соответственно, $p = 4 \cdot 10^{17}$ см⁻³, $n = 10^{14}$ см⁻³ при 77 К. После облучения измеряли параметры углового распределения аннигиляционных фононов (УРА Φ), чувствительного к дефектам вакансионного типа. Проведенный анализ изменения параметров УРАФ показал, что при воздействии потока электронов $\approx 10^{18}$ см⁻² происходит образование крупных комплексов радиационных дефектов вакансионного типа. Такими дефектами могут быть, например, вакансионные кластеры $(V_{\text{Hg}})_n^x$, не проявляющие электрической активности, но имеющие достаточно большую скорость захвата позитронов.

Изохронный и изотермический отжиг КРТ, облученного электронами с энергией 2 МэВ, подробно рассматривался в работе [11]. Анализ результатов, в предположении описания процесса отжига уравнением кинетики химической реакции, показал, что электрически активные радиационные дефекты в КРТ практически полностью удаляются в интервале температур 100...150 °С в пределах одной стадии изохронного отжига. Энергия активации процесса отжига составила $1,5 \pm 0,2$ эВ. В этом же температурном интервале происходит перестройка и отжиг позитрон-чувствительных радиационных дефектов. Характер изменения электрических и аннигиляционных параметров в облученных кристаллах Hg_{1 - x}Cd_xTe в целом хорошо укладывается в модель радиационного дефектообразования. предполагаюшую, что донорные свойства проявляют комплексы на основе междоузлий ртути. При отжиге происходит распад этих комплексов и миграция междоузельной ртути к стокам. Стоками могут являться, например, комплексы вакансионных дефектов, обнаруженные методом аннигиляции позитронов после облучения КРТ потоками электронов $\approx 10^{18}$ см⁻².

Таким образом, облучение кристаллов КРТ высокоэнергетическими электронами приводит к перестройке дефектной структуры исходного материала и образованию радиационных дефектов донорного типа, а также в случае больших потоков облучения ~ 10^{18} см⁻² к образованию крупных комплексов радиационных дефектов вакансионного типа, не проявляющих электрическую активность. Однако природа образующихся дефектов при низко- и высокотемпературном облучении различна. Это различие обусловлено тем, что при высоких температурах и больших потоках облучения дефекты имеют значения концентрации и коэффициентов диффузии, достаточные для взаимодействия друг с другом и образования термически стабильных ассоциатов [12]. Свойства кристаллов КРТ, облученных электронами при 300 К, определяются радиационными дефектами, которые стабильны при температуре облучения и выше.

Исследование влияния низкотемпературного облучения γ -квантами Со⁶⁰ на монокристаллы КРТ проведено в работе [13]. Показано, что для образцов *n*-типа проводимости облучение приводит к уменьшению сопротивления, а для образцов *p*-типа проводимости — к его возрастанию. Проанализировав полученные экспериментальные данные, авторы сделали предположение, что в процессе облучения образуются радиационные дефекты преимущественно донорного типа. Скорость введения радиационных дефектов оценена на уровне 8 · 10 см⁻¹.

В работе [8] рассматривалось взаимодействие с КРТ γ -квантов Со⁶⁰ дозами до 10⁸ Р. Результаты этих экспериментов сравнивались с результатами облучения электронами с энергией 4,5 МэВ потоками 10¹³...5 · 10¹⁴ см⁻². Проведенные температурные измерения коэффициента Холла дали возможность сделать предположение об одинаковых механизмах образования дефектов при воздействии облучения электронами и γ -квантами.

Исследование аннигиляции позитронов в образцах КРТ, облученных импульсным рентгеновским излучением полиэнергетического спектра (50...300 кэВ) и γ -квантами Co⁶⁰ ($E_{\rm max} = 1,037$ МэВ) дозами $10^6...10^7$ Р, проведено в работе [10]. Проведенные исследования облученных образцов методом аннигиляции позитронов показало существенное изменение параметров кривых УРАФ. Авторы связывают эти изменения с перестройкой исходной дефектной структуры материала.

Таким образом, из анализа экспериментальных данных по облучению КРТ ү-квантами следует, что оно подобно облучению электронами — в процессе облучения происходит образование радиационных дефектов донорного типа. Полученные общие закономерности обусловлены тем, что в процессе взаимодействия ү-кванта с материалом происходит образование комптоновских электронов. Наблюдаемые отличия экспериментальных результатов объясняются наличием полиэнергетического спектра образующихся комптоновских электронов [10].

Следует отметить, что для КРТ с высокой исходной дефектностью, и для объемного, и для эпитаксиального материала электронное и γ -облучения приводят к более существенным изменениям свойств. Так, для материала, выращенного методами жидкофазной (ЖФЭ) и молекулярно-лучевой эпитаксии, с низким (50...70 нс) временем жизни неосновных носителей заряда (что свидетельствует о наличии центров рассеяния носителей заряда) наблюдалась p-n-конверсия типа проводимости на глубину до 3...5 мкм для потока электронов (5...7) · 10¹⁶ см⁻². При этом отмечалось повышение фоточувствительности в 15—20 раз на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм в ЖФЭ-эпитаксиальных структурах и в 30—50 раз в МЛЭ-эпитаксиальных структурах по сравнению с исходными пленками дырочного типа проводимости [14].

В работе [15] рассмотрено воздействие электронного и γ-облучения на параметры МЛЭ КРТ. Показано, что механизмы образования электрически активных радиационных дефектов (РД) и процесс их эволюции протекают сходным образом как в эпитаксиальных пленках, так и в объемном материале КРТ.

Облучение КРТ ионами

Во всех работах, посвященных ионному воздействию на свойства кристаллов КРТ, отмечается, что радиационные дефекты, образующиеся в процессе облучения, полностью определяют свойства облученного материала.

Так, в работе [16] отмечен рост поверхностной концентрации электронов n_S с увеличением потока имплантации Ф протонов с энергией 10 МэВ. При этом происходит снижение подвижности носителей заряда. Объемная концентрация электронов n(x) при увеличении дозы облучения ведет себя аналогично n_S . При этом для всех доз облучения в распределении n(x) имеется ярко выраженный максимум, расположенный на глубине ~330 мкм (рис. 2), что близко к расчетному значению среднего проекционного пробега протонов, которое для КРТ (x = 0,3) составляет $R_p = 360$ мкм.



Анализ данных позитронной аннигиляции показывает, что при облучении твердого раствора КРТ высокоэнергетическими ионами водорода в области ядерного торможения ионов (вблизи R_p) образуются не только дефекты донорного типа, но и вакансионные дефекты, являющиеся эффективными центрами захвата позитронов. Структура этих дефектов не совпадает со структурой ростовых вакансионных дефектов радиационных нарушений, создаваемых электронным облучением.

Совпадение параметров отжига дефектов в кристаллах КРТ, облученных электронами и протонами, позволяет сделать вывод об одинаковой структуре донорных дефектов в том и в другом случае [16].

Исследование имплантации ионов B^+ , AI^+ , P^+ , Ar^+ в КРТ *p*-типа проводимости исследовалась авторами работы [17]. Энергия ионов составляла 100...300 кэВ, диапазон потоков облучения $10^{13}...10^{15}$ см⁻². Для всех доз облучения значение слоевой концентрации составляло $(5...6) \cdot 10^{14}$ см⁻², а подвижность электронов $(1...3) \cdot 10^3$ см² · B⁻¹ · c⁻¹. Экспериментальные результаты показали, что электрофизические параметры ионно-имплантированного слоя не зависят ни от сорта ионов, ни от дозы облучения. Из анализа полученных результатов авторы сделали предположение, что образование после облучения слоя *n*-типа проводимости происходит за счет радиационных дефектов. Аналогичные результаты были получены и в других работах [18—22].

Необходимо отметить, что аморфизация поверхности не наблюдается во всем диапазоне использованных доз облучения и происходит только при низкотемпературном облучении материала.

Таким образом, в процессе ионной имплантации в кристаллы КРТ в приповерхностной области облученного материала всегда формируется n^+ -слой независимо от типа проводимости исходного материала или атомного номера имплантируемого элемента. Дозовая зависимость интегральной концентрации электронов выходит на насыщение при потоке облучения более 10^{13} см⁻². Значение n_S в области насыщения лежит в диапазоне $10^{13}...10^{14}$ см⁻². Насыщение слоевой концентрации электронов происходит вследствие закрепления уровня Ферми вблизи энергетического уровня вводимых радиационных дефектов, находящегося выше дна зоны проводимости на 0,15 эВ [19, 20].

В работах [21—23] были исследованы структурные нарушения кристаллической решетки, возникающие в процессе облучения ионов Hg^+ ; B^+ , As^+ , B^+ в диапазоне энергий 100...200 кэВ и потоков облучения от $10^{13}...10^{16}$ см⁻². Отмечено, что в материале образуются дислокационные петли размером 2...20 нм. Дислокационные петли малого размера находятся в приповерхностной области материала, более крупные располагаются на глубине ≈200 нм. В работе [23] установлено, что распределение дислокационных петель имеет два максимума — первый на глубине 10 нм, второй на глубине 1 мкм. Обнаружено, что при малых дозах облучения ионами B⁺ плотность дислокационных петель малого размера больше. С возрастанием потока облучения число дислокационных петель большого размера увеличивается. При облучении малыми потоками $<10^{14}$ см⁻² дислокационные петли не наблюдаются. При имплантации ионов больших энергий и потоков облучения (200 кэB, 10^{15} см⁻²) образуются не только дислокационные петли, но и линейные дислокации [22] и дефекты упаковки [24].

Авторы [21] предложили следующую модель образования дефектов:

1) в результате имплантации в облученном материале образуются простейшие дефекты — пары Френкеля;

2) в процессе облучения часть образовавшихся дефектов рекомбинирует, но часть вакансий, взаимодействуя между собой, собираются в дислокационные петли;

3) оставшиеся междоузельные атомы присоединяются к образовавшимся дислокационным петлям.

В работах [25-27] рассмотрено распределение объемной концентрации электронов по глубине облученного слоя n(z) после имплантации ионов Ar⁺ с энергией 50, 150 кэВ. Показано, что при потоках 10^{13} ... 10^{15} см⁻² на распределении объемной концентрации электронов видны ярко выраженные максимумы, которые расположены значительно глубже среднего проецированного пробега $(R_{\rm p})$ ионов Ar⁺. При увеличении дозы облучения происходил сдвиг максимума профиля распределения n(z) в глубь образца. В приповерхностной области материала наблюдался значительный спад концентрации электронов. Основываясь на данных холловских измерений и резерфордовского обратного рассеяния, авторы указывают на два основных фактора, объясняющих такое поведение зависимости n(z):

1) в процессе ионной бомбардировки происходит диффузия междоузельных атомов ртути из области генерации радиационных дефектов вблизи R_p как в глубь полупроводника, так и к его поверхности с последующим их распылением;

2) образовавшиеся в приповерхностной области протяженные дефекты структуры захватывают междоузельные атомы ртути и переводят их в электрически неактивное состояние.

Особенности в поведении радиационных дефектов отмечены при имплантации легких ионов B^+ [28, 29]. В работе [28] показано, что линейная область дозовой зависимости слоевой концентрации электронов при облучении ионами бора сдвинута в сторону больших доз по сравнению с имплантацией тяжелых ионов. Авторы объясняют данный факт тем, что при облучении легкими ионами в материале создаются преимущественно кластеры дефектов, и для образования протяженных дефектов нужны значительно большие дозы облучения.

В работах [30—32] обнаружено, что в отличие от облучения тяжелыми ионами, после облучения ионами B^+ образуется n^+ —n—p-структура, т. е. пространственное распределение объемной концентрации электронов имеет двухступенчатый характер. Приповерхностный сильнолегированный n^+ -слой имеет глубину порядка 1 мкм. В объеме материала образуется слаболегированный n-слой толщиной несколько микрометров с концентрацией электронов $n = 10^{14}...10^{15}$ см⁻³ и подвижностью $\mu_n > 10^5$ см² · B⁻¹ · c⁻¹. Показано, что формирование n^+ -слоя происходит за счет сложных комплексов дефектов донорного типа. Образование n^- -слоя происходит вследствие миграции в объем кристалла быстро диффундирующих электрически активных дефектов, которые образуются в области внедрения ионов и имеют коэффициент диффузии $10^{-9}...10^{-8}$ см² · c⁻¹.

На распределение объемной концентрации электронов, которое определяется распределением электрически активных радиационных дефектов, могут влиять вакансионные радиационные дефекты ($V_{\rm Hg}$, $V_{\rm Cd}$), обладающие акцепторными свойствами. По-скольку их коэффициент диффузии существенно меньше коэффициента диффузии междоузельной ртути, то вакансионные дефекты должны способствовать снижению концентрации электронов в области R_р имплантируемых ионов. Это предположение было подтверждено в работе [33], в которой представлены результаты измерений, проведенных методом аннигиляции позитронов, после облучения кристаллов КРТ высокоэнергетическими протонами с энергией 10 МэВ. Сравнение параметров разложения кривых УРАФ показало, что в процессе облучения вводятся дефекты вакансионной природы, которые локализованы в районе среднего проецированного пробега протонов. Проведенные эксперименты по исследованию аннигиляции медленных позитронов в образцах КРТ, облученных ионами Cu⁺ и W⁺, показали, что хотя глубина залегания профиля вакансион-ных дефектов существенно превышает *R*_p имплантированных ионов, она не совпадает с глубиной залегания профилей электрически активных дефектов. Максимум распределения позитрон-чувствительных вакансионных дефектов находится в области нарастания концентрации дефектов донорного типа.

В работах [35, 36] рассмотрена имплантация ионов молекулярного азота и аргона в эпитаксиальные пленки КРТ переменного состава.

Отмечено хорошее качественное совпадение результатов ионной имплантации в МЛЭ КРТ и в объемный материал, однако объемная концентрация электронов в максимуме распределения n(x) различна. В МЛЭ-пленках она не превышает 10^{18} см⁻³, а при всех измерениях профилей распределения электронов по глубине при ионной имплантации образцов КРТ, выращенных объемными методами, она выше 10^{18} см⁻³.

Авторы предположили, что наблюдаемые отличия результатов ионной имплантации в эпитаксиальные пленки МЛЭ КРТ и объемный материал КРТ обусловлены влиянием варизонного приповерхностного слоя, а основные механизмы этого влияния определяются следующими факторами.

1. Процессы генерации первичных РД и образования комплексов вторичных электрически актив-



Рис. 3. Профили распределения состава x (в мольных долях) по глубине z эпитаксиальных пленок КРТ с различным составом поверхностного слоя: 1 - x = 0.22; 2 - x = 0.36; 3 - x = 0.54; 4 - x = 0.64

ных дефектов происходят в приповерхностной об-

ласти переменного состава.

2. Миграция первичных РД происходит в поле сил, возникновение которых обусловлено градиентами ширины запрещенной зоны и коэффициента диффузии междоузельных атомов и вакансий ртути, возникающих вследствие изменения состава у поверхности материала.

Для проведения исследований влияния градиента состава в области внедрения имплантируемых ионов на процессы радиационного дефектообразования специально были выращены эпитаксиальные пленки с различным распределением состава в приповерхностной области материала (рис. 3).

Как видно из рис. 4, результаты имплантации зависят от состава материала на поверхности пленки. На основании полученных результатов авторы предположили, что наблюдаемые отличия в значениях слоевой концентрации определяются составом эпитаксиальной пленки в области локализации профиля n(z). Другие факторы, такие как градиент коэффициента диффузии первичных дефектов, не являются факторами, которые обусловливают конечное распределение электрически активных комплексов, т. е. процесс миграции первичных радиационных дефектов не зависит от градиента состава эпитаксиальной пленки в приповерхностной области материала.

Полученное экспериментальное подтверждение зависимости динамики накопления электрически активных радиационных дефектов от состава КРТ в области внедрения имплантируемых ионов позволило авторам сделать вывод, что основными дефектами, определяющими свойства КРТ после облучения ионами, являются комплексы на основе дефектов металлической подрешетки HgTe, поскольку увеличение состава материала в области внедрения имплантанта, приводит к значительному изменению динамики накопления радиационных дефектов.



Рис. 4. Дозовая зависимость слоевой концентрации п.

 $a - эффективной подвижности <math>\mu_{n э \phi \phi}$; $\delta - электронов после облучения ионами бора с энергией <math>E = 100$ кэВ. Номера экспериментальных кривых соответствуют рис. 3



Рис. 5. Профили пространственного распределения концентрации электронов *n* по глубине *z* после облучения образцов эпитаксиальной пленки \mathbb{N} 4 (состав на поверхности *x* = 0,64) ионами В⁺ с энергией 100 кэВ

Поток облучения: $1 - \Phi = 10^{14} \text{ см}^{-2}$; $2 - \Phi = 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Непрерывные кривые — расчетные профили пространственного распределения n(z)

Проведенное моделирование процесса радиационного дефектообразования и сравнение теоретически рассчитанных кривых с экспериментом (рис. 5 [35]) позволило сделать вывод, что форма профиля пространственного распределения объемной концентрации электронов, а также значение концентрации электронов в его максимуме полностью определяются составом КРТ в области локализации профиля радиационных дефектов.

Заключение

Проведенный обзор влияния различных видов облучения на свойства КРТ показывает, что данный материал практически не теряет своих качеств при облучении потоками электронов до 10^{17} см $^{-2}$ и гаммаквантами дозами до 10⁶ Р. Заметное изменение электрофизических и фотоэлектрических характеристик отмечается только в материале с высокой исходной дефектностью (подвижность $\leq 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{B}^{-1} \cdot \text{c}^{-1}$, время жизни неосновных носителей заряда менее 100 нс). Образующиеся при электронном и протонном облучении дефекты термически мало стабильны и почти полностью отжигаются при температурах порядка 100° С.

Механизмы образования электрически активных РД и процесс их эволюции сходны как в эпитаксиальных пленках, так и в объемном материале КРТ. При этом можно предположить, что основными радиационными дефектами, определяющими свойства облученного КРТ, являются дефекты в металлической подрешетке HgTe независимо от типа воздействующих частиц.

Наблюдаемые отличия результатов облучения на эпитаксиальных пленках МЛЭ КРТ с переменным составом и объемном материале КРТ, главным образом, обусловлены различной динамикой накопления электрически активных РД и зависимостью электрофизических свойств материала от состава КРТ.

Список литературы

1. **Melngailis J., Ryan J. L., Harman T. C.** Electron radiation damageand annealing of HgCdTe at low temperature // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. P. 2647.

2. Naber J. A., Leadon R. E., Harper H. T., Green B. A., Mallon C. E. Effects of electron irradiation at 80 K on ternary compounds containing Tellurium// Lattice Defects in Semicon-ductors. London, U. K.: Inst. Physics, 1974. P. 321.

3. Leadon R. E., Mallon C. E. Model for defects in HgCdTe due to electron irradiation // Infrared Phys. 1975. V. 15. P. 259.

4. Mallon C. E., Green B. A., Leadon R. E., Naber J. A. Radiation effects in HgCdTe // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1975. V. 22. P. 2283.

5. Green B. A., Leadon R. E., Mallon C. E. Mobility changes produced by electron irradiation of *n*-type HgCdTe // J. Appl. Phys. 1976/ V. 47. P. 3127.

6. Leadon R. E., Mallon C. E., Naber J. A. Effects of radiation on the low-temperature carrier recombination lifetimes in HgCdTe // Proc. Int. Conf. Radiation Effects in Semiconductors. London, U. K.: Inst. Phys. 1977. P. 514.

7. Брудный В. Н., Войцеховский А. В., Гречух З. Г. и др. Электрофизические и рекомбинационные характеристики $Cd_xHg_{1-x}Te$, облученного электронами при T = 300 К // ФТП. 1977. Т. 11, № 8. С. 1540.

8. Заитов Ф. А., Бовина Л. А., Мухина Д. В. и др. Влияние электронного и гамма-облучения на электрофизиче-ские свойства твердых растворов CdHgTe // Полупроводни-

ки с узкой зоной и полиметаллы. Материалы IV Всесоюзного симпозиума. Львов: Вища школа, 1975. Ч. V. С.43–45. 9. Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Лиленко Ю. В.,

Петров А. С. Скорости введения дефектов в $Hg_{1-x}Cd_xTe$ при электронном облучении // Материалы Всесоюзного семинара по проблеме "Физика и химия полупроводников". 1987. C 57—59.

10. Войцеховский А. В., Коротаев А. Г., Коханенко А. П. Электрон-позитронная аннигиляция в узкозонных полу-проводниках $Hg_{1-x}Cd_{x}Te$ // Известия высших учебных за-ведений "Физика". 1995. № 10. С. 3–21. 11. Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Коротаев А. Г.

Исследование отжига радиационных дефектов в кристаллах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ / Физ. электроника. 1988. Вып. 37. С. 53—58.

12. Заитов Ф. А., Исаев Ф. К., Горшков А. В. Дефектообразование и диффузионные процессы в некоторых полупроводниковых твердых растворах. Баку: Азернешр, 1984. 211 c.

13. Войцеховский А. В., Волошин В. О., Гольман М. Б., Коханенко А. П. Низкотемпературное облучение кристаллов Hg_{1 - x}Cd_xTe гамма-квантами // Материалы Всесоюзного семинара по проблеме "Физика и химия полупроводников". 1987. С. 95-97.

14. Войцеховский А. В., Денисов Ю. А., Коханенко А. П. и др. Особенности спектральных и рекомбинационных характеристик МЛЭ-структур на основе CdHgTe // Автомет-рия. 1998. № 4. С. 47—58. 15. Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Григорьев Д. В.

и др. Облучение высокоэнергетическими электронами и гамма-квантами эпитаксиальных пленок КРТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии // Прикладная физика. 2003. № 5. С. 99—101. 16. Войцеховский А. В., Коротаев А. Г., Коханенко А. П.

Радиационное дефектообразование в кристаллах КРТ, облученных ионами водорода с энергией 10 МэВ // ФТП. 1996. T. 30. № 9. 1565—1569.

17. Kolodny A., Kidron J. Properties of ion-implanted junction in mercury-cadmium-telluride // IEEB Trans. Electron. Devices. 1980. V. ED-27, N I. P. 37–43. 18. Margalit S., Nemirovsky Y., Rotstein I. Electrical prop-erties ion-implanted layers in HgCdTe // J. Appl. Phys. 1979.

V. 50, N 10. P. 6386–6389.

19. Водопьянов Л. К., Козырев С. П., Спицын А. В. Ионная имплантация примесей в n-HgCdTe. 1. Ионы второй

группы Mg⁺, Zn⁺, Cd⁺ // ФТП. 1982. Т. 16, № 5. С. 782—788. 20. Водопьянов Л. К., Козырев С. П., Спицын А. В. Ионная имплантация примесей в n-HgCdTe. II. Ионы II группы

Al⁺, Ga⁺ // Φ TII. 1982. T. 16, No 6. C.972–977. 21. **Destefanis G. L.** Ion implantation in HgCdTe // Nucl. Instr. Meth. 1983. V. 209/210. P. 567–580. 22. **Schake H. F.** Ion implantation damage in Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te //

J. Vac. Sci. Technol. A. 1986. N 4 (4). P. 2174-2176.

23. **Bubulac L. O.** Behavion of implantation induied defects in KPT // J. Vac. Sci. Tech. 1982. V. 21, N 1. P. 251–254.

24. Destefanis G. L. Electrical Doping of HgCdTe by ion implantation and heat treatment // J. Cryst. Growth. 1988. V. 86. P. 700-722.

25. Войцеховский А. В., Петров А. С., Кулинаускас В. С. и др. Радиационные дефекты в кристаллах Hg_{1-x}Cd_xTe,

имплантированных ионами Ar^+ // Известия вузов СССР. Физика. 1988. Т. 31, № 12, С. 83—90. 26. Voitsekhovskii A. V., Lilenko Yu. V., Shastov K. V. et al.

Radiation-Induced Defects in Implanted $Hg_{1-x}Cd_x$ Te Crystals // Physica Status Solidi(a). 1989. V. 13, N 1. P. 285–294. 27. Войцеховский А. В., Коротаев А. Г., Коханенко А. П.

Распределение профилей радиационных дефектов в КРТ после ионной имплантации // Прикладная физика. 2000. № 6. C. 38-44.

28. Kumar R., Dutt M. B., Nath R., Chander R., Gupta S. C. Boron ion implantation in p-type $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te // J.$ Appl. Phys. 1990. V. 68, N 11. P. 5564-5566.

29. Kao T.-M., Sigmon T. W., Bubulac L. O. Use of native oxide and multiple — step anneals to active boron implanted HgCdTe // J. Vac. Sci. Technol. A5 (5). 1987. Р. 3175—3179. 30. Талипов Н. Х., Качурин Г. А., Попов В. П. Особенно-

сти распределения донорных центров в имплантированном

бором *p*-Cd_xHg_{1-x}Te при накоплении радиационных дефектов // Тезисы докладов III Всесоюзн. конференции "Ионно-лучевая модификация полупроводников и других материалов микроэлектроники". Новосибирск, 1991. С. 31. 31. Талипов Н. Х., Качурин Г. А. Термический отжиг им-

31. **Талипов Н. Х., Качурин Г. А.** Термический отжиг имплантированного бором *p*-Cd_xHg_{1-x}Te // Тезисы докладов III Всесоюзн. конференции "Ионно-лучевая модификация полупроводников и других материалов микроэлектроники". Новосибирск, 1991. С. 86.

32. **Овсюк В. Н., Талипов Н. Х.** Особенности распределения донорных центров в кристаллах Cd_xHg_{1-x}Te *p*-типа при низкотемпературной ионной имплантации // Прикладная Физика. 2003. № 5. С. 87—92.

УДК 681.2.084

Ю. А. Вареник, аспирант, **Р. М. Печерская**, д-р техн. наук, проф., Пензенский государственный университет, e-mail: micro@pnzgu.ru

ФОРМИРОВАНИЕ ТЕСТОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ВОЛЬТ-ФАРАДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Рассмотрены вопросы формирования тестового воздействия на микро- и нанополупроводниковые структуры при измерении вольт-фарадных характеристик (ВФХ). Предложена необычная схема формирователя тест-сигнала на основе принципа мостового включения генераторов и нагрузки. Описан разработанный измерительный модуль на основе предложенной схемы.

Ключевые слова: вольт-фарадные характеристики, МДП-структуры, полупроводниковые структуры, тестсигнал, импеданс, преобразователь импеданса

При построении автоматизированных средств измерения вольт-фарадных характеристик (ВФХ) всегда актуален вопрос, каким образом одновременно подавать на объект измерения (МДП-структуру, варикап и прочие полупроводниковые структуры) высокоточное постоянное напряжение смещения и малое переменное напряжение различной частоты. Возникают проблемы, связанные с технической сложностью построения широкополосных по частоте каскадов, формирующих сумму малого переменного тест-сигнала (порядка 10 мВ амплитуды) и напряжения смещения (порядка 30—100 В). Указанные сложности обусловлены сужением частотного диапазона формирующих каскадов корректирующими звеньями, а также влиянием паразитных параметров соединительных кабелей на измерительный и тестовый сигналы.

Изложенные задачи могут быть решены использованием мостовой схемы включения усилительных каскадов для постоянного и переменного напряжений и нагрузки — объекта измерения. При этом схема соединения усилителей и объекта измерения должна быть с гальваническими связями для обеспечения нужного напряжения смещения на объекте измерения (рис. 1). 33. Войцеховский А. В., Коханенко А. П. Профили распределения дефектов в КРТ при внедрении ионов // Изв. вузов. Физика. 1998. № 1. С. 101–116.

34. Войцеховский А. В., Григорьев Д. В., Коханенко А. П., Талипов Н. Х. Процессы радиационного дефектообразования в варизонных структурах МЛЭ КРТ при ионной имплантации // Прикладная физика. 2005. № 3. С. 83-88.

35. Войцеховский А. В., Григорьев Д. В., Коханенко А. П. и др. Динамика накопления электрически активных радиационных дефектов при имплантации варизонных эпитаксиальных пленок МЛЭ КРТ // Известия ВУЗов. Физика. 2006. № 9. С. 25—28.

Для того чтобы такая схема могла обеспечить высокую точность измерения ВФХ в широком диапазоне частот, могут потребоваться операционные усилители, обладающие высокими скоростными характеристиками, малыми входными токами пикоамперного диапазона, высоким подавлением синфазной составляющей входных напряжений, малым напряжением смещения (единицы микровольт). Первые три требования будут предъявляться к операционному усилителю (ОУ), преобразующему ток, протекающий через объект измерения в напряжение — это ОУ DA1 (см. рис. 1). Последнее требование - к ОУ, на базе которых могут быть построены источники напряжения смещения и переменного тест-сигнала, так как необходимо обеспечить высокую точность постоянного напряжения смещения. В данном случае усилитель, выступающий в качестве источника напряжения смещения, работает только с постоянным напряжением, и не нужно от него добиваться широкой полосы частот, что значительно может упростить его конструкцию и способы частотной коррекции. Усилитель, создающий переменный тест-сигнал, может работать в режиме малого сигнала и без постоянной составляющей. От него лишь требу-



Рис. 1. Мостовая схема включения источников тестовых воздействий и объекта измерения (U_{cm} — постоянное напряжение смещения, U_{DA} — выходное напряжение OV DA1, U_{TC} — напряжение переменного тест-сигнала, Z_O , Z_X — образцовое и измеряемое комплексные сопротивления соответственно, $U_{вых}$ — выходное напряжение, обратно пропорциональное Z_X)

ется возможно меньшее смещение нуля выходного напряжения.

Если рассматривать предлагаемую схему по переменному сигналу, то выходное напряжение ОУ DA1 будет суммой напряжений переменного тест-сигнала (TC) и собственно сигнала, пропорционального комплексной проводимости объекта измерения:

$$U_{\text{DA}} = U_{\text{TC}} \left(1 + \frac{Z_O}{Z_X} \right) =$$
$$= U_{\text{TC}} + U_{\text{TC}} \frac{Z_O}{Z_Y}, \qquad (1)$$

где U_{DA} — выходное напряжение ОУ DA1; U_{TC} — напряжение малого¹ переменного тест-сигнала; Z_O, Z_X — образцовое и измеряемое комплексные сопротивления соответственно.

Из соотношения (1) можно получить выражение для искомой величины Z_X :

$$Z_X = \frac{U_{\rm TC}}{U_{\rm DA} - U_{\rm TC}} Z_O.$$
 (2)

Представим зависимость выходного напряжения измерительной схемы от измеряемого сопротивления Z_X в явном виде. Для это-

го операцию вычитания напряжения тест-сигнала из выходного напряжения OУ DA1 в знаменателе выражения (2) осуществим электротехнически, как показано на рис. 1. Это можно реализовать либо сумматором на быстродействующем OУ, на один из входов которого подается выходной сигнал OУ DA1, а на другой через инвертор тест-сигнал, либо быстродействующим дифференциальным усилителем, на неинвертирующий вход которого можно подать сигнал от DA1, а на инвертирующий — тест-сигнал. В таком случае выражение (2) принимает вид:

$$Z_X = \frac{U_{\rm TC}}{U_{\rm BMX}} Z_O, \tag{3}$$

где $U_{\rm Bbix}$ — выходное напряжение измерительной схемы.

В мостовой схеме включения (рис. 2) емкость $C_{\rm K}$ соединительного кабеля, подводящего напряжение смещения, может оказаться полезной: понижает выходное сопротивление на высоких частотах на конце кабеля. Это упрощает подключение кабеля к одному из электродов исследуемой структуры. В ряде случаев окажется полезным дополнительное увеличение такой паразитной емкости путем включения на конце кабеля



Рис. 2. Варианты мостовой схемы включения полупроводниковой структуры для измерения зависимости комплексных сопротивлений от напряжения смещения в продольном (a) и поперечном (δ) направлениях

блокировочного конденсатора между экранной оплет-кой и центральным проводом коаксиального кабеля.

При подключении объекта измерения по схеме, приведенной на рис. 2, для снижения погрешности измерения, вносимой комплексными сопротивлениями между рабочими электродами структуры и свободными электродами (например, для рис. 2, *а* электроды A и C можно считать рабочими, а B и D — свободными), последние должны быть присоединены не к общему проводу измерительной схемы, а к выходу источника переменного тест-сигнала через промежуточную экранную оплетку измерительного кабеля.

Предлагаемая мостовая схема удобна при проектировании на основе интегральных цифровых преобразователей импеданса автоматизированных средств измерения ВФХ полупроводниковых структур. Выпускаемые, например, фирмой "Analog Devices", преобразователи импеданса [1] представляют собой интегральные микроконтроллеры с синтезатором переменного тест-сигнала, основанным на DDS-технологии [1], и высокоскоростным аналого-цифровым преобразователем (АЦП) с блоком дискретного преобразования Фурье [2, 3] для вычисления действительной и мнимой составляющих комплексного сопротивления объекта измерения. Подобные микросхемы ориентированы на измерение частотной зависимости импеданса объекта измерения, однако для измерения ВФХ с помощью таких микроконтроллеров требуются дополнительные каскады для создания

¹ Обычно в вольт-фарадных методах исследования полупроводниковых структур используется амплитуда 25 или 250 мВ.



постоянного напряжения смещения на объекте измерения. В таком случае предлагаемая мостовая схема окажется наиболее простым и удачным решением.

На рис. 3 представлена часть электрической принципиальной схемы разработанного измерительного модуля с использованием преобразователя импеданса фирмы Analog Devices по вышеописанной мостовой схеме. Представленная часть схемы является реализацией измерительной части мостовой схемы, работающей только с переменным напряжением тест-сигнала, формируемого интегральным микроконтроллеромпреобразователем импеданса D1.

Входные цепи *Zx* и *Zx* ′ присоединяются к объекту измерения с помощью зондового устройства.

Каскадом на ОУ DA2 формируется переменное напряжение тест-сигнала, каскад на ОУ DA1:2 вместе с блоком образцовых емкостей и проводимостей С/G REF, переключаемых реле K3-K10, образует входную часть мостовой схемы (см. ОУ DA1 на рис. 1). Каскад на ОУ DA1:1 — инвертор тест-сигнала, выходное напряжение которого суммируется с выходным сигналом входного каскада на ОУ DA1:2, а каскад на ОУ DA7 является буфером для подачи тестсигнала на промежуточную оплетку измерительного кабеля. Блок образцовых емкостей и проводимостей С/G REF для минимизации потерь на высоких частотах и утечек на низких частотах изготавливается на фторопластовой печатной плате с применением прецизионных чип-резисторов и конденсаторов. Частотный диапазон тест-сигнала в данном модуле составляет от 1 Гц до 100 кГц с минимальным шагом изменения частоты 0,1 Гц, диапазон напряжений смещения –100 В...+100 В, диапазоны измеряемых емкостей 10; 30; 100; 300; 1000 пФ.

В разработанном модуле мостовая схема позволила при трассировке печатной платы четко разделить токовые контуры цепи общего провода, что немаловажно для снижения погрешностей измерения, обусловленных блуждающими токами в печатных дорожках цепи общего провода. Кроме того, предложенная мостовая схема предоставляет возможность легко менять источник напряжения смещения между внешним и внутренним по отношению к разработанному модулю, так как само напряжение смещения не смешивается ни с какими другими сигналами, а просто подключается к одному из электродов объекта измерения.

Список литературы

1. **Кестера У.** Аналого-цифровое преобразование. М.: Техносфера, 2007. 1016 с.

2. WEB-сайт "Analog Devices". URL: http:// www.ana-log.com.

3. Мазор Ю. Л., Мачусский Е. А., Правда В. И. Радиотехника: Энциклопедия. М.: Изд. дом "Додэка-XX1", 2002. 994 с.

Моделирование и конструирование МНСТ

УДК 519.2:541.1

Г. А. Тарнавский, д-р физ.-мат. наук, вед. науч. сотр., Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, г. Новосибирск e-mail: gennady.tarnavsky@gmail.com

ЛЕГИРОВАНИЕ НАНОКОЛОНН РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ ПЛАСТИНЫ КРЕМНИЯ

На основе компьютерного моделирования проведено исследование технологического процесса имплантации легирующих примесей акцепторного и донорного типов (бора, фосфора и мышьяка) в кремниевую пластину со сложным поверхностным нанорельефом.

Ключевые слова: компьютерное моделирование, легирование кремния, имплантация, донорные и акцепторные примеси, наноколонны рельефа

Введение

Одним из важных технологических процессов производства современных наноматериалов и наноустройств для полупроводниковой электроники [1, 2] является легирование. Легирование (допинг) — процесс внедрения в кремниевую пластину примесей донорного и/или акцепторного типа (фосфора, мышьяка, сурьмы, бора, галлия и т. п.) в целях создания в полупроводнике зон повышенной проводимости *n*- и *p*-типа для организации диодных и транзисторных каналов. Отметим непрерывное совершенствование весьма широкого спектра конструкций нанотранзисторов с одинарным, двойным и тройным затвором, с постоянным уменьшением их размеров (подробнее см. [3, 4]).

Легирование широко используется при создании наноматериалов для оптоэлектроники. Современные дисплеи с плоским экраном основаны на применении катодов (автоэмиттеров электронов) со специальным нанорельефом поверхности. В дисплеях на таких катодах нет необходимости в сканировании пучком электронов, поскольку на каждый пиксель экрана постоянно нацелен собственный эмиттер, сегмент поверхности катода — высоколегированная наноколонна кремния или углеродная нанотрубка [5].

Специальные поверхности, состоящие из массивов упорядоченных наноколонн кремния, легированного некоторыми химическими элементами, обладают свойствами самоочищения от пыли [6], что может быть широко востребовано в различных технических областях.

Кроме этого, легирование может быть направлено на достижение иных, технологических целей. Например, на участках, легированных бором, могут быть остановлены некоторые типы травления основного материала [7].

Среди технологий легирования различают ионное легирование (имплантация), легирование при выращивании монокристаллов, эпитаксиальное легирование, легирование поликристаллического кремния, диэлектрических пленок и др. В настоящей статье рассматривается ионная имплантация, которая заключается во внедрении в полупроводниковый материал ионизированных атомов, разогнанных в электрическом поле и обладающих высокой энергией. Эта технология требует специализированных сложных установок, но является намного более эффективной, чем диффузионный метод, и применяется для создания скрытых слоев, *p*-и *n*-карманов, доменов в чипе, формирующих транзисторные каналы (см., например, теоретическую и экспериментальную классические работы [8, 9]).

Основными преимуществами ионной имплантации являются:

- точное управление числом внедряемых атомов;
- легкое управление профилем распределения внедренных ионов по глубине мишени;
- возможность воспроизводимо получать малые и сверхмалые глубины залегания *p*—*n*-переходов;
- возможность использования масок, изготовленных практически из любых материалов (оксидов, нитридов и т. п.).

Компьютерные эксперименты, являясь по сравнению с физическими более мобильными и гораздо более дешевыми (если не считать затрат интеллектуальных усилий), с возможностью перебора сотен и даже тысяч вариантов, с быстрым и эффективным анализом их результатов, а также со способностью наращивания уровней используемых физико-математических моделей, играют все более и более возрастающую роль в дизайне новых полупроводниковых материалов. В частности, в работах [10, 11] на основе компьютерного моделирования было проведено исследование влияния ряда параметров технологического процесса (прицельного угла и энергии имплантации, дозы и типа имплантанта) на распределения концентраций легирующих примесей в кремниевой подложке.

Настоящая работа является продолжением этих компьютерных исследований. Ее главная цель — изучение процесса легирования наноколонн сложного рельефа поверхности пластины кремния Si.

Анализируется влияние энергии имплантации на распределения концентраций донорных и акцепторных примесей (фосфора Р, бора В и мышьяка As) в нанорельефе пластины.

Компьютерный инструментарий

Для проведения исследований используется Центр компьютерного моделирования [12], портал Cloud Computing, обеспечивающий решение задач в режиме удаленного доступа по сети Интернет. В состав Центра входят несколько программных ресурсов, в том числе комплекс NanoMod.

Программный комплекс NanoMod [13] предназначен для проведения научных исследований и прикладных разработок в области микроэлектроники, в том числе микропроцессорной техники. Комплекс может быть использован для дистанционного обучения специалистов, аспирантов и студентов в данной области знания [14, 15].

Вычислительный инструментарий NanoMod создан и совершенствуется на базе современных оригинальных алгоритмов моделирования электрофизических, термохимических и механических процессов [16] для компьютерной поддержки автоматизированного проектирования наноструктурированных полупроводниковых материалов.

В настоящей работе представляются результаты, полученные при использовании одного из сегментов программного комплекса NanoMod — решателя LMPL (implantation). Используемые уравнения и алгоритмика их решения достаточно подробно описаны в [17]. Сценарий расчета этого класса задач размещен на странице "Сегмент-3" линии "Компьютерные вычисления-2" раздела "Нано" Центра компьютерного моделирования SciShop.ru.

Формулировка задачи. Цель исследований

Одними из определяющих параметров технологического процесса легирования являются прицельный угол α_I и энергия E_I имплантации, тип имплантанта S_I и его доза D_I , а также нанорельеф поверхности легируемой пластины кремния.

В работе [10] описано компьютерное моделирование имплантации P, B и As под нулевым углом α_I (его значение отсчитывается от вертикальных координатных линий x = const в пластину Si с планарной поверхностью (рис. 1, *a*, см. третью сторону обложки). Определялись положение и конфигурация распределений концентраций $C_P(x, y)$, $C_B(x, y)$, $C_{AS}(x, y)$ и их зависимость от E_I и D_I .

В работе [11] проводилось моделирование имплантации Р, В и Аз в пластину Si с непланарной поверхностью при вариации α_I до значений 60° (рис. 1, *б*, см. третью сторону обложки). Исследовалось влияние параметров α_I , E_I и D_I на положение и конфигурацию доменов примесей, изучались эффекты затенения одних структур нанорельефа другими.

В настоящей работе, являющейся продолжением цикла исследований, проводится компьютерное моделирование процесса имплантации P, B и As в Si при высоком значении $\alpha_I = 90^\circ$, т. е. при направлении движения потока ионов параллельно нижней поверхности пластины со сложным нанорельефом ее верхней поверхности (рис. 1, *в*, см. третью сторону обложки). Этот нанорельеф включает в себя три вертикальных наноколонны (две прямоугольные и одну ступенчатую). Центральная наноколонна толщиной 20 нм и высотой 30 нм немного выше правой колонны (ее высота 25 нм, толщина 15 нм), вследствие чего верхняя часть центральной наноколонны не затеняется правой наноколонной и всегда экспонируется в процессе имплантации потоком ионов, двигающихся влево от правого края расчетной области.

План исследований состоит в вариации значений E_I от 1 до 40 эВ для каждого из имплантируемого субстрата $S_I = (P, B, As)$. Доза имплантанта является фиксированной для всех расчетов и имеет значение $D_I = 10^{15}$ см⁻³.

Цель исследований заключается в анализе влияния E_I на глубину проникновения имплантанта последовательно в правую, затем в центральную и далее в левую наноколонны рельефа. Такой анализ особенно важен для использования в реальных сегментах технологического процесса легирования вертикальных участков сложного нанорельефа поверхности при необходимости минимизации внедрения примесей в дно кремниевой подложки для получения требуемых электрофизических свойств пластины.

Результаты компьютерного моделирования

Был проведен спектр вычислительных экспериментов по изучению процесса легирования кремниевой пластины бором, фосфором и мышьяком. Бор, как элемент III группы Периодической системы, является акцептором при легировании кремния (элемента IV группы). В зонах имплантации В в Si возникают области дырочной проводимости (электропроводность *p*-типа). Фосфор и мышьяк, как элементы V группы, являются для кремния донорными примесями. В зонах имплантации Р и/или As в Si возникают области электронной проводимости (электропроводность *n*-типа).

В связи с этим легирование фосфором и/или бором может обеспечить создание в кремниевой пластине каналов проводимости *n*- и/или *p*-типа.

Имплантация фосфора. На рис. 2 (см. третью сторону обложки) представлены результаты цикла исследований легирования фосфором при вариации энергии имплантации E_I от 1 до 40 эВ (здесь и ниже доза имплантанта $D_I = 10^{15}$ см⁻³). Рассмотрим изменение картины распределения $C_p(x, y)$ последовательно при увеличении E_I .

При минимальном (в данной серии вычислительных экспериментов) значении $E_I = 1$ эВ (рис. 2, *a*) фосфор имплантируется только в правую наноколонну, при этом Р не достигает его левого края. Естественно, наноколонна легирована достаточно равномерно, и C_P почти не зависит от *y*, хотя процесс диффузии при данных условиях (давление 0,1 МПа, температура 20 °C) слабо выносит часть Р ниже дна наноколонны, в базовую подложку. Концентрация здесь достигает значений $5 \cdot 10^{22}$ см⁻³. Отметим, что верх центральной наноколонны экспонирован достаточно заметно, и $C_{\rm P}$ в этой зоне приближается к значениям порядка $4 \cdot 10^{22}$ см⁻³.

При $E_I = 5$ эВ (рис. 2, б) правая наноколонна полностью легирована на всю свою толщину 15 нм. Часть имплантанта пробивает правую наноколонну, выходит из нее (с потерей энергии [16]) в свободное пространство и слабо, но достаточно заметно экспонирует центральную наноколонну.

При $E_I = 10$ эВ (рис. 2, в) центральная наноколонна существенно легирована уже на половину своей толщины. При этом в правой наноколонне уровень легирования существенно ослабевает и имеет место только в ее теневой, левой части. Правая, экспонированная сторона этой наноколонны при таком E_I становится для ионов Р "оптически прозрачной" и C_P здесь падает почти до фоновых значений 10^{12} см⁻³.

При дальнейшем увеличении E_I до 20 эВ (рис. 2, *г*) центральная наноколонна максимально легирована ($C_{\rm P} \approx 1, 2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$). Уровень легирования правой наноколонны заметно падает по всей ее толщине ($C_{\rm P} \approx 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$), зато начинает существенно легироваться уже левая наноколонна с примерно такими же (до $6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$) значениями концентрации Р в своей правой части.

При $E_I = 30$ эВ (рис. 2, ∂) этот процесс продолжается. Уже и в центральной наноколонне уровень легирования заметно падает, особенно в ее правой части, а в левой наноколонне заметно растет. Здесь концентрация достигает значений $8 \cdot 10^{21}$ см⁻³.

При максимальном (в данной серии расчетов) значении $E_I = 40$ эВ (рис. 2, *e*) почти вся доза имплантируемой примеси дислоцируется в левой наноколонне рельефа. Существенная часть ионов имплантанта проходит не только через правую, но и более толстую центральную наноколонну, теряя каждый раз свою энергию не только при движении в Si, но и при выходе из одной и входе в другую наноколонну материала. Концентрация Р в левой наноколонне достигает максимальных значений $6 \cdot 10^{21}$ см⁻³ при значениях около $5 \cdot 10^{20}$ см⁻³ в центральной и почти фоновых значениях в правой наноколонне.

Заметим, что в областях повышенной концентрации фосфора (донорной примеси как элемента V группы Периодической системы) в кремнии образуются зоны электронной проводимости (электропроводность *n*-типа).

Имплантация бора. Проанализируем влияние энергии имплантации E_I на глубину внедрения бора в пластину с тем же нанорельефом поверхности. На рис. 3 (см. третью сторону обложки) показаны распределения концентрации В в Si при вариации E_I от 1 до 40 эВ.

При $E_I = 1$ эВ (рис. 3, *a*), минимальном значении энергии в данном цикле экспериментов, бор внедря-

ется только в правую наноколонну рельефа. Этот результат аналогичен картине внедрения Р в Si (см. рис. 2, *a*), однако максимум концентрации бора ($C_{\rm B} \approx 6 \cdot 10^{22} \text{ сm}^{-3}$) несколько больше, чем фосфора ($C_{\rm P} \approx 5 \cdot 10^{22} \text{ сm}^{-3}$).

Отметим, что при одном и том же значении E_I бор внедряется в Si глубже, чем фосфор. Так, при $E_I = 5 \Rightarrow B$ (рис. 3, δ) бор уже заметно имплантируется не только в правую, но и центральную наноколонну (сравни с рис. 2, δ).

При $E_I = 10$ эВ (рис. 3, *e*) бор имплантируется уже не только в центральную, но и в левую наноколонну, причем уровень максимума концентрации C_B в них практически одинаков.

При дальнейшем увеличении E_I до значения 20 эВ (рис. 3, *г*) допинг-домен с максимумом $C_B \approx 2 \cdot 10^{21}$ см⁻³ находится в левой наноколонне, а в центральной — концентрация C_B существенно меньше, около $0.8 \cdot 10^{21}$ см⁻³. Правая наноколонна ионами В "простреливается" почти насквозь, здесь максимум концентрации C_B в среднем на три порядка ниже, а около ее правой границы C_B имеет практически фоновое значение. Отметим, что приводимые числовые данные взяты из цифровых таблиц расчета, однако визуально-графическое представление является в целом интегрально более информативным.

При $E_I = 30$ эВ (рис. 3, d) периферия распределения Гаусса для C_B уже начинает выходить за пределы расчетной области. В физическом смысле это означает, что высокоэнергетичные ионы В пролетают насквозь всю область материала и выходят за ее пределы.

Этот процесс заметно усиливается при $E_I = 40$ эВ (рис. 3, *e*). Численно процесс хорошо отслеживается по максимумам значений $C_{\rm B}$ на цифровых шкалах: 2 · 10²¹ см⁻³ (шкала рис. 3, *e*), 8 · 10²⁰ см⁻³ (шкала рис. 3, *d*), 3 · 10²⁰ см⁻³ (шкала рис. 3, *e*). Для фосфора этот эффект становится заметным только при $E_I = 40$ эВ (см. рис. 2, *e*).

Имплантация мышьяка. Поскольку при легировании кремния мышьяк, так же как и фосфор, относится к типу донорных примесей, то он используется для создания в Si доменов с электронной проводимостью и, в частности, может применяться для организации транзисторных каналов *n*-типа с определенной ориентацией *p*—*n*-перехода [3, 4]. Однако As имеет существенно больший атомный вес, чем P, поэтому априори, до проведения численных расчетов, можно ожидать несколько иное влияние E_I на глубину и конфигурацию образующихся допинг-доменов As в Si.

На рис. 4 (см. третью сторону обложки) представлена серия вычислительных экспериментов с вариацией значений E_I от 1 до 40 эВ.

Рассмотрим допинг-домены As, формирующиеся в нанорельефе пластины кремния при минимальном значении $E_I = 1$ эВ (рис. 4, *a*). В правой наноколонне образуется узколокализованная допинг-

полоса As с очень высоким максимумом концентрации $C_{As} \approx 1,8 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$. В экспонируемой верхней части центральной наноколонны формируется допинг-домен с максимумом концентрации около $8 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Эти характеристики значительно отличаются от характеристик допинг-доменов Р (см. рис. 2, *a*) и, тем более, В (см. рис. 3, *a*) с их намного более широкой дислокацией.

При увеличении E_I до 5 эВ (рис. 4, δ) эта допингполоса As смещается в центр правой наноколонны, а затем, при $E_I = 10$ эВ (рис. 4, θ) — на ее левый край. В этом эксперименте можно отметить образование допинг-полосы As на правом краю центральной наноколонны рельефа, которая также имеет узколокализованную структуру.

Последующее увеличение E_I до 20 эВ (рис. 4, *г*) приводит к перестройке структуры дислокации As. Вместо узколокализованной допинг-полосы внутри центральной наноколонны возникает более размытая конфигурация допинг-домена.

При увеличении E_I до 30 эВ (рис. 4, ∂) этот домен приобретает еще более округлую форму со сдвигом в середину центральной наноколонны. Максимум концентрации C_{As} постепенно уменьшается (см. масштабные шкалы на рисунках). В правой наноколонне значения C_{As} падают почти до фоновых.

При $E_I = 40$ эВ (рис. 4, *e*) допинг-домен сдвигается к левому краю центральной наноколонны. Небольшая часть ионов As внедряется в левую наноколонну рельефа, образуя вблизи его края лишь узкую полосу. Напомним, что при этом значении E_I весь левый участок нанорельефа был практически однородно и высоко легирован фосфором (см. рис. 2, *e*) и особенно бором (см. рис. 3, *e*), с вылетом части ионов B за пределы расчетной области.

Легирование наноколонн: обсуждение результатов

Проведенные циклы вычислительных экспериментов дают достаточно полное общее представление о возможности легирования подобных структур нанорельефа методом ионно-лучевой имплантации примесей некоторых типов — донорных (Р или As) и акцепторных (В). Выбор типа имплантируемой примеси определяется технологической картой, разработанной для реализации конкретной БИС, СБИС или УБИС (большой, сверхбольшой или ультрабольшой интегральных схем) в зависимости от того, какой тип проводимости (электронной или дырочной) необходимо создать в какой-либо наноколонне. В ней может быть достигнуто заданное значение коэффициента электропроводности, линейно зависящего от значения концентрации примеси.

Возможно создание в наноколоннах доменов проводимости одновременно и *n*-, и *p*-типа, что может быть обеспечено имплантацией в данную наноколонну последовательно донорной и акцепторной примеси, например, фосфора (или мышьяка) и бора.

При этом следует подчеркнуть, что требуются различные значения энергии имплантации E_I для Р (или As) и В.

Приведем конкретный пример E_I для имплантации P (As) и B преимущественно в центральную наноколонну заданного рельефа поверхности. Оптимум E_I для легирования фосфором (мышьяком) равен 20 эВ (30 эВ), а бора — примерно 7 эВ. Оптимум E_I для легирования правой наноколонны значительно меньше и составляет 5 эВ для P и около 2 эВ для B. Оптимум E_I для As так же, как и для P, имеет значение около 5 эB, но при этом для As создается гораздо более узколокализованный профиль распределения концентрации (ср. с рис. 2, δ и рис. 4, δ).

Требования к характеристике профиля определяются требованиями к ширине электропроводного канала: при необходимости создания канала наименьшего сечения следует предпочесть для имплантации As (или даже сурьму Sb), поскольку при имплантации Р образуются более широкие проводящие слои.

Следует обсудить еще один важный аспект проблемы. Технически обеспечить процесс легирования при больших значениях угла имплантации α_I труднее, чем при малых. Компьютерное моделирование свободно от этих проблем.

Так, при $\alpha_I = 0^\circ$ (см. рис. 1, *а* и [10]), с ориентацией виртуального ионного ускорителя в направлении, перпендикулярном дну подложки Si, образуются горизонтальные допинг-структуры, т. е. горизонтальные каналы проводимости. Это не всегда удовлетворяет требованиям технологической карты конструирования СБИС.

Имплантация при вариации α_I до 60° (см. рис. 1, δ и [11]) при наличии сложного нанорельефа поверхности не всегда может обеспечить создание геометрически линейных каналов проводимости, поскольку образующиеся допинг-домены имеют весьма неопределенную форму ("пятна", "уголки" и т. п.). Кроме того, возникают теневые зоны, когда одни структуры нанорельефа заслоняют от экспонирования другие зоны, а вертикальные участки рельефа почти недоступны для имплантанта, особенно при большой высоте цепочки наноколонн или большой глубине траншей и выемок в пластине.

Поэтому результаты имплантации при $\alpha_I = 90^\circ$, приведенные в настоящей работе, с моделированием образования фактически линейных вертикально расположенных допинг-полос (каналов проводимости) представляют интерес не только в теоретическом, но и практическом плане.

Заключение

В работе приведены результаты компьютерного моделирования одного из важных технологических процессов, применяемых при конструировании новых полупроводниковых материалов с заданными электрофизическими свойствами, — процесса имплантации легирующих примесей в базовую подложку кремния со сложным нанорельефом поверхности.

Исследовано влияние энергии имплантации на распределения концентраций примесей фосфора, бора и мышьяка в кремнии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальны исследований (проект № 08-07-12001-офи).

Список литературы

1. Алферов Ж. И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур // Физика и техника полупроводников. 1998. Т. 32. № 1. С. 3–18.

2. Асеев А. Л. Наноматериалы и нанотехнологии для со-

2. Ассев А. Л. Наноматериалы и нанотехнологии для со-временной полупроводниковой электроники // Российские нанотехнологии. 2006. № 1. С. 97—110. 3. Monfray S., Skotnicki T., Tavel B., Morand Y., Descombes S., Talbot A., Dutarte P., Leverd F., Le Friec Y., Palla R., Pantel R., Haond M.. Nier M.-E., Vizioz C., Louis D. Highly-perfomant 38 nm SON (Silicon-On-Nothing) P-MOS-FETs with 9 nm-thick chamels // IEEE SOI Conference Proc. 2002 P. 22—25 2002. P. 22-25.

4. Адамов Д. Ю., Матвеенко О. С. Усовершенствование структур МОП-транзисторов в нанометровых технологиях / Нано- и микросистемная техника. 2008. № 2. С. 53-63.

5. Зайцев Н. А. Применение углеродных нанотрубок в экстремальных областях электроники // Нано- и микросистемная техника. 2008. № 11. С. 8—12.

6. Cressler J. D. Silicon Heterostracture Handbook. CRC Press Taylor & Francis Group, 2006.

7. Fair R. B., Tsai J. C. Theory and measurement of boron segregation in SiO₂ during oxidation // J. Electrochem. Soc. 1978. V. 125. P. 2050-2056.

8. Furikawa S., Matsumura H. and Ishiwara H. Theoretical consideration on lateral spread of implanted ions // Jap. J. Appl.

Phys. 1972. V. 11. N 2. P. 134–142.
9. Runge H. Distribution of implanted ions under arbitrarily shaped mask // Phys. Stat. Sol. 1977. V. 39 (a). P. 595–607.

10. Тарнавский Г. А. Дистанционное обучение. Легирование кремния: компьютерное моделирование в режиме удаленного доступа // Наука и образование (электронное научно-техническое издание). 2009, октябрь. № 2. URL: http://technomag.edu.ru/doc/132546.html 11. **Тарнавский Г. А.** Математическое моделирование

процессов имплантации в кремний легирующих донорных

и акцепторных примесей // Вычислительные методы и про-граммирование. 2009. Т. 10. С. 363—370. 12. Тарнавский Г. А., Алиев А. В., Анищик В. С., Тарнав-ский А. Г., Жибинов С. Б., Чесноков С. С. Информационные технологии и проблемы создания Центра компьютерныс технологии и прооквы создания центра компьютер-ного моделирования в Интернете // Информационные тех-нологии. 2009. № 8. С. 68—73. 13. Тарнавский Г. А., Жибинов С. Б., Алиев А. В., Тарнав-

ский А. Г. Современные информационные технологии в наноэлектронике: прямое компьютерное моделирование процессов производственного цикла создания новых полупроводниковых материалов // Инфосфера. 2007. № 35. С. 48-50.

14. Тарнавский Г. А., Жибинов С. Б., Тарнавский А. Г., Чесноков С. С., Алиев А. В., Анищик В. С. Дистанционное обучение. Курс лекций "Нанотехнологии и наноматериалы: программный комплекс NanoMod компьютерного моделирования процессов формирования наноструктурированных полупроводниковых материалов для электроники". Лекция 1. Центр компьютерного моделирования в Интернете. Лекция 2. Общее описание программного комплекса NanoMod. Лекция 3. Окси-

дирование программного Комплексе Напомос. Лекция 9. Окси дирование кремния // Инфосфера. 2009. № 43. С. 15—26. 15. Тарнавский Г. А., Жибинов С. Б., Тарнавский А. Г., Чесноков С. С., Алиев А. В., Анищик В. С. Дистанционное обучение. Курс лекций "Нанотехнологии и наноматериалы: программный комплекс NanoMod компьютерного моделирования процессов формирования наноструктурированных полупроводниковых материалов для электроники". Лекция 4. Легирование кремния. Ионно-лучевая имплантация примесей в кремниевую пластину с планарной поверхностью // Инфосфера. 2009. № 44. С. 95-100.

16. Тарнавский Г. А., Анищик В. С. Инструментарий NanoMod компьютерной поддержки проектирования наноструктурированных полупроводниковых материалов // Вычислительные методы и программирование. 2009. Т. 10. Раз-дел 2. С. 34—50.

17. Тарнавский Г. А., Анищик В. С. Решатели процессорной системы программного комплекса NanoMod // Нано-и микросистемная техника. 2009. № 4. С. 6—13.

УДК 533.561

Ю. Ю. Клосс^{1, 2}, д-р физ.-мат. наук, нач. лаб., e-mail: kloss@mnpt.kiac.ru,

О. А. Рогозин^{1, 2}, студент, e-mail: olegrog@yandex.ru, Ф. Г. Черемисин^{1, 3}, д-р физ.-мат. наук, гл. науч. сотр., e-mail: tcherem@ccas.ru,

¹ Московский физико-технический институт,

г. Долгопрудный МО,

² Российский научный центр "Курчатовский институт", Москва,

³ Вычислительный центр им. А. А. Дородницина РАН, Москва

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ **МНОГОСТУПЕНЧАТОГО** ΜИКРОНАСОСА КНУΔСЕНА В ПЛОСКОЙ ГЕОМЕТРИИ

На основе компьютерного моделирования подробно изучен многоступенчатый насос Кнудсена, основанный на эффекте теплового скольжения и не имеющий движущихся механических частей. Проведены параметрические исследования рабочих характеристик насоса. Решение кинетического уравнения Больцмана осуществляется с использованием консервативного проекционного метода вычисления интеграла столкновений.

Ключевые слова: насос Кнудсена, микроустройства, тепловое скольжение, уравнение Больцмана, компьютерное моделирование

Введение

Насосы Кнудсена представляют собой устройства для перекачки газа без движущихся механических частей, основанные на эффекте теплового скольжения газа. Понятие тепловой транспирации (англ. transpiration — просачивание) впервые ввел Осборн Рейнольдс [1] в 1880 г., рассматривая протекание газа через неравномерно нагретые пористые вещества. В это же время Джеймс Максвелл [2] привел теоретическое обоснование этого явления на основе предположения, что неравномерное температурное распределение в газе приводит к внутренним напряжениям. Простое качественное объяснение предложил Мартин Кнудсен. Он показал, что в пристеночном слое газа толщиной порядка длины свободного пробега происходит скольжение вдоль градиента температуры стенки. В 1910 г. Кнудсен предложил оригинальную конструкцию вакуумного насоса [3] (рис. 1), которая позволила получить десятикратное отношение давлений.

С тех пор было проведено множество исследований, предложены различные варианты насосов, но практического применения такие устройства не на-



ходили, что было связано с потерей их работоспособности для плотных газов. Определяющей характеристикой разреженности газа в канале является число Кнудсена — отношение длины свободного пробега к размеру поперечного сечения канала. Максимум эффективности насоса достигается при числах Кнудсена порядка единицы, что для атмосферных условий соответствует тончайшим капиллярам порядка десятков нанометров. Развитие нанотехнологий и появление новых материалов обеспечили новую волну исследований в этой области в рамках направлений MEMS и NEMS [4].

Недавно на основе аэрогеля — вещества, облалаюшего высокой пористостью и низкой теплопроводностью, — были сконструированы первые экземпляры микронасоса [5], работающего при атмосферном давлении. Насос Кнудсена имеет ряд преимуществ перед аналогичными устройствами, основанными на механическом перемещении газа. Это, во-первых, отсутствие трения, которое значительно увеличивает потребляемую мощность. Во-вторых, современные технологии и материалы обеспечивают микроскопические масштабы исполнения и низкие теплопотери. В-третьих, отсутствие движущихся частей наделяет насосы Кнудсена высокими прочностными свойствами. Наконец, насос не требует в качестве рабочего вещества масел, которые загрязняют откачиваемый газ.

Многим устройствам (оптический и масс-спектрограф, хроматограф, сканирующий электронный микроскоп) для работы необходимо создание глубокого вакуума. Применение микронасосов позволяет создавать легкие, компактные и высокоэффективные приборы [6—8], которые востребованы, например, в космической отрасли.

Течения разреженного газа, возникающие при числах Кнудсена порядка единицы, плохо описываются аналитическими методами. В рамках кинетической теории можно качественно объяснить некоторые свойства течений, но точное решение может быть получено только численными методами.

В настоящее время распространенным способом расчета течений разреженного газа является метод статистического моделирования ансамбля большого числа точек, изображающих молекулы газа (метод DSMC [9]). Он достаточно эффективен для высокоскоростных течений разреженного газа, однако для медленных и нестационарных течений его точность резко снижается из-за трудно устранимых статистических флуктуаций. Еще раньше метода DSMC были разработаны упрощенные, так называемые модельные кинетические уравнения релаксационного типа. Они не имеют строгого обоснования и не следуют из уравнения Больцмана, однако обладают многими его свойствами. Простейшим таким уравнением является модель БГК [10]. Используются также более сложные и претендующие на большую точность эллипсоидальное модельное уравнение [11] и S-модель Шахова [12]. Трудности применения метода DSMC к расчету течений в микроустройствах заставили многих исследователей вернуться к решению модельных уравнений несмотря на их недостатки.

В данной статье для моделирования течения газа в микронасосе Кнудсена применяется консервативный метод дискретных ординат решения кинетического уравнения Больцмана [13, 14]. Важным достоинством этого метода, кроме точного выполнения законов сохранения массы, импульса и энергии, является точное обращение в ноль интеграла столкновений от максвелловской функции распределения. Это особенно важно для медленных течений, так как в этом случае главная часть интеграла столкновений вычисляется точно.

Расчеты были выполнены с помощью специально разработанной для решения подобных задач программно-моделирующей среды на вычислительном кластере МФТИ-60.

Постановка задачи и численный метод

Рассматривается двумерный вариант насоса Кнудсена, состоящего из двух прямоугольных резервуаров с газом, соединенных последовательно узким и широким каналами (щелями) длиной L, шириной h и H соответственно. Стенки резервуаров имеют температуру T_1 , а место стыка узкого и широкого каналов нагрето до температуры $T_2 > T_1$. Конструкция симметрична относительно оси канала, поэтому достаточно рассчитать одну из ее половин (рис. 2).

На стенках резервуаров и каналов задано условие полной аккомодации с диффузным отражением молекул, имеющих максвелловское распределение при температуре стенки, а на линии симметрии — зеркальное граничное условие. В начальный момент плотность газа всюду в устройстве одинаковая, а температура равна температуре стенок резервуаров.



Рис. 2. Геометрия простого ступенчатого насоса Кнудсена и температура его стенок

Макроскопические параметры газа вычисляются с помощью численного интегрирования по скоростной векторной переменной ξ молекулярной функции распределения $f(\xi, r, t)$, которая находится из конечно-разностного решения кинетического уравнения Больцмана

$$\frac{df}{dt} \equiv \frac{\partial f}{\partial t} + \xi \frac{\partial f}{\partial r} = \int (f'f'_1 - ff_1)gbdbd\varphi d\xi_1 \equiv I(f),$$

где $g = |\xi - \xi_1|$ — модуль относительной скорости двух сталкивающихся молекул; *b* — прицельное расстояние; ϕ — азимутальный угол.

Зависящее от времени кинетическое уравнение на каждом шаге по времени решается с применением процедуры расщепления, которая заменяет полное уравнение последовательностью уравнения переноса $\partial f/\partial t + \xi \partial f/dr = 0$ и уравнения релаксации $\partial f/\partial t = I(f)$. Уравнение переноса аппроксимируется с помощью консервативной по потокам явной схемы первого порядка. Пятимерный нелинейный интеграл столкновений I(f) вычисляется проекционным методом [13, 14] с использованием молекулярной модели жестких сфер.

Вычисления проводятся в безразмерных переменных. Плотность газа *n* и температура *T* нормируются на их значения n_0 , T_0 в измерительной секции в начальный момент времени. Характеристические скорость v_0 , длина λ и интервал времени τ определяются как $v_0 = \sqrt{kT_0/m}$ (в $\sqrt{2}$ раз меньше тепловой скорости), $\lambda = (\sqrt{2} \pi n_0 \sigma^2)^{-1}$ (длина свободного пробега молекул), $\tau = \lambda/v_0$ (время свободного пробега), где *m* — молекулярная масса, σ — молекулярный диаметр и *k* — постоянная Больцмана. Безразмерная функция распределения f^* определяется как $f^* = f/(v_0 v_0^{-3})$. На графиках ниже все величины выражены в определенных таким образом единицах, если не оговорено иначе.

Скоростная сетка представляет собой равномерно заполненный узлами шар диаметром 16—20 узлов и содержит примерно 2—4 тыс. узлов. Координатное пространство покрыто одинаковыми прямоугольными ячейками, причем ширина узко-

го канала составляет 28 ячеек. Параметрические исследования выполнены при несколько меньших значениях перечисленных параметров.

Результаты моделирования

Стационарный режим

Сначала были заданы следующие параметры задачи: $T_1 = 1$, $T_2 = 2$, H = 2h, L/h = 16/7. Основной параметр любого вакуумного насоса — это создаваемый им напор, определяемый как отношение давлений в резервуарах для стационарного режима P_2/P_1 . Примени-

тельно к рассматриваемой геометрии P₁ и P₂ вычисляются на оси симметрии задачи в крайних левой и правой точках соответственно. На рис. 3, а видно, что насос эффективно работает в ограниченном интервале чисел Кнудсена Кn = λ/h . Максимальный напор соответствует случаю, когда длина свободного пробега совпадает с полушириной узкого канала (Kn ≈ 0,5). Аналогичный результат в своих экспериментальных работах получил Мартин Кнудсен, несмотря на то, что он использовал смесь двухатомных газов (воздух). Измеренные им значения соответствуют другим безразмер- $T_2/T_1 = 1,67, \quad H/h = 23,3,$ ным соотношениям: L/h = 150, поэтому они не помещаются на рис. 3, *а*. Так как нас интересует только положение максимума, то экспериментальные результаты помножены на некоторую константу c < 1 и обозначены на рис. 3, *а* крестиками. Штрихпунктирной линией показана аппроксимация этих значений по формуле

$$\frac{P_2}{P_1}(Kn) = a^{\frac{Kn}{(Kn+b)^2}}, \frac{P_2}{P_1}(0) = \frac{P_2}{P_1}(\infty) = 1,$$

где *а* и *b* — это подбираемые параметры.

V.

При качественном рассмотрении эффект теплового скольжения наблюдается на расстоянии длины свободного пробега от стенок. Значит, наибольший напор можно ожидать при максимизации области теплового скольжения в узком канале и одновременной минимизации такой области в широкой части. Отметим, что в предельных гидродинамическом (Kn \rightarrow 0) и свободномолекулярном (Kn $\rightarrow \infty$) режимах создаваемая разность давлений равна нулю. Первое утверждение вытекает из закона Паскаля $P_1 = P_2$, второе — из эффекта тепловой эффузии $P_1 / \sqrt{T_1} = P_2 / \sqrt{T_2}$. Последнее соотношение верно только для больших резервуаров. так как течение сильно разреженного (бесстолкновительного) газа определяется граничными условиями. Это приводит к неточным результатам для больших Kn. Для оценки такой ошибки на рис. 3, а пунктирной кривой показаны результаты моделирования с учетверенными объемами резервуаров (значения 4V).



Рис. 3. Зависимость напора P₂/P₁ от числа Кнудсена Кп:

real — результаты моделирования, 4V — то же, для учетверенных объемов резервуаров, Knudsen — экспериментальные значения, полученные Кнудсеном (*a*); approximation — квадратичное приближение около максимума (δ)



Рис. 4. Стационарное распределение температуры T(a) и давления $P(\delta)$ вдоль оси канала для различных чисел Кнудсена Кп

Положение максимума на графике можно уточнить с помощью квадратичного приближения (рис. 3, *б*, approximation)

$$\frac{P_2}{P_1}(\text{Kn}) = a - b \ln^2 \frac{\text{Kn}}{\text{Kn}_{\text{max}}};$$

$$a = 1,061; \ b = 0,015; \ \text{Kn}_{\text{max}} = 0,571.$$

Для аппроксимации использовались уточненные значения для учетверенных объемов.

На рис. 4 изображены графики температуры и давления вдоль оси канала для различных чисел Кнудсена. На оси абсцисс координата нормирована на длину канала. Температурная зависимость определяется в основном краевыми условиями, о чем свидетельствует близость графиков, причем более плотный газ лучше повторяет граничное распределение температуры канала, так как чаще происходят столкновения молекул со стенками. Напротив, на рис. 4, б более плотному газу соответствует более пологая кривая давления. Значительное превышение давления в обоих резервуарах над начальным уровнем $P_0 = 1$ (рис. 4, б) связано со сравнимостью объемов последних с объемом канала. Рост давления газа в центре канала за счет нагрева приводит к переносу излишней массы в оба резервуара.

Для этих же чисел Кнудсена на рис. 5 представлены распределения потоков газа для стационарного режима. Под потоком понимается произведение плотности газа на его среднюю скорость. Рисунки растянуты вдоль оси ординат в два раза для наглядности. Стрелки показывают направление, а цвет — значение модуля вектора потока.

На первых двух рисунках в широком канале около верхней стенки видна область, где поток газа, обусловленный эффектом теплового скольжения, направлен вдоль градиента температур. В центре широкого канала образуется обратный поток из-за градиента давления. Аналогичная картина наблюдается также в узком канале для плотного газа (рис. 5, а), что и приводит к ослабеванию эффекта тепловой транспирации. Для случая Kn = 0,5 (рис. 5, б) вихревая структура потоков заменяется полным закупориванием узкого канала.

Дальнейшее увеличение длины свободного пробега (рис. 5, *в*) при-

водит к исчезновению области пуазейлевского течения в широком канале. В этом случае течение газа определяется исключительно потоками от горячих стенок, порождающих в резервуарах посредством трения о стенки сложную систему вихрей.



- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 6, 2010 -



отношения температур T_2/T_1 : data — результаты моделирования, long — то же, для удлиненных каналов, fit — аппроксимирующая кривая (*a*); отношения ширины каналов H/h (*b*); отношения длины узкого канала к его ширине L/h (*b*)

Параметрическое исследование

В этом параграфе рассмотрим, как зависит создаваемый насосом напор от различных параметров. В качестве таких параметров будем использовать безразмерные величины, чтобы полученные зависимости были справедливы для любых насосов. На рис. 6

представлены такие зависимости от параметров $\frac{T_2}{T_1}$,

 $\frac{H}{h}$ и $\frac{L}{h}$ · Остальные параметры соответствуют за-

даче, рассмотренной в предыдущем параграфе для Kn = 0.5.

Температура места соединения каналов, как видно из рис. 6, *a*, по степенной зависимости влияет на величину напора

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\alpha}, \ \alpha = 0.082.$$

Для больших отношений температур показатель степени α увеличивается вследствие высоких градиентов температуры (соответствующие результаты показаны на рисунке квадратами). Удлинение канала позволяет избавиться от этого эффекта, поскольку, как это следует из рис. 6, *в*, разность давлений зависит от отношения температур, а не от градиента. Результаты моделирования с удвоенной длиной канала легли на одну прямую (показаны на рисунке крестиками).

Отношение ширин каналов влияет на создаваемый напор согласно формуле

$$\frac{P_2}{P_1} = a^{\frac{x-1}{x+1}}; x = \frac{H}{h}; a = 1,196.$$

Эта формула с высокой точностью аппроксимирует результаты моделирования (рис. 6, *б*). Таким образом, напор в предельном случае можно повысить до 20 %. Таким образом, и узкий, и широкий каналы перекачивают газ в направлении градиента температуры собственных стенок, однако эффективность тепловой транспирации падает с ростом ширины канала.

Длина канала влияет на время перекачки газа, практически не изменяя напор (рис. 6, *e*). Короткие каналы (точнее, высокие градиенты температуры) значительно влияют на распределение давления внутри соизмеримых по размерам резервуаров. Поэтому в крайних точках на оси канала наблюдается ненулевая производная давления, что приводит к искажению результатов в этом случае. Это проявляется в небольшой отрицательной производной на рис. 6, *e*.

Многоступенчатый насос

Из сказанного в предыдущем параграфе следует, что создаваемый напор ограничен отношением температур, которое из технических соображений имеет предел. Поэтому для дальнейшего повышения эффективности используют периодическую геометрию канала. В работах ряда авторов можно найти исследования таких конструкций прямым моделированием DSMC [16] (для цилиндрических каналов [17]) и на основе более грубых моделей [18].

На рис. 7 изображены две ступени насоса и способ их соединения между собой. Под ступенью на-



Рис. 7. Периодическая структура канала

соса следует понимать некий функциональный элемент, из которых путем последовательного со-единения собираются каскады.

Если считать, что каждая ступень вносит одинаковый вклад в создаваемый напор, тогда последний будет расти в геометрической прогрессии

$$\frac{P_{N+1}}{P_1} = \prod_{i=1}^{N} \frac{P_{i+1}}{P_i} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^N,$$

где P_i , P_{i+1} — давления в ступени; P_2/P_1 — результат, полученный для простого насоса; N — полное число ступеней. Однако этому мешает уменьшение числа Кнудсена вдоль оси канала, обусловленное ростом давления. Для борьбы с этим эффектом можно предложить две методики. Во-первых, можно сместить рабочую область насоса (используемый







Рис. 9. Распределение давления Р вдоль оси канала х для 10-ступенчатого насоса

диапазон Kn) к более разреженному газу, где медленно спадает уровень напора от числа Кнудсена (см. рис. 3, *a*). Во-вторых, можно задать зависимость ширины канала от номера ступени насоса. Первый способ технически более прост, но второй позволяет добиться большей эффективности.

На рис. 8 представлена зависимость напора от числа ступеней в насосе. Сплошная линия соответствует результатам моделирования, пунктирная геометрическому росту. Также показана модельная кривая с учетом квадратичного приближения (см. рис. 3, δ) зависимости напора, индуцируемого ступенью насоса, от давления в начале узкого канала этой ступени. Для этого использовалось равенство Кn/Kn_{max} = P_{max}/P , $P_{max} \approx 1$. Дополнительное снижение результирующего отношения давлений можно объяснить малостью длин составных частей канала.

На рис. 9 изображена зависимость давления от координаты оси канала в стационарном режиме для десяти ступеней. Для бесконечно больших резервуаров график лишь опустится вдоль оси ординат, так что полусумма давлений в левом и правом резервуарах станет равна единице.

Динамика нестационарных течений

Кроме стационарного режима некоторый интерес представляет динамика процесса перекачки газа. Особенностью моделирования задачи на рис. 2 является малый объем резервуаров $2V_v$, сравнимый с емкостью канала V_{ch} (для простой конструкции, например, $V_v/V_{ch} = 2$, для 10-ступенчатого насоса уже $V_v/V_{ch} = 1/5$). Такое приближение позволяет ускорить поиск стационарного состояния за счет уменьшения количества перекачиваемого газа. В случае, если уровень создаваемого насосом напора заранее приблизительно известен, задачу можно начинать моделировать прямо с этого состояния. Кроме того, используются каналы малой длины, что также ускоряет процесс.

На рис. 10 показана динамика перекачки газа для простого и двухступенчатого насосов. В соответствии с кинетической теорией релаксация макропараметров идет по экспоненциальному закону, поэтому все кривые принадлежат одному семейству

$$f(t) = a + b \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right),$$

где a, b, τ — параметры, определяемые с помощью градиентного спуска к наименьшей сумме квадратов отклонений от полученных результатов моделирования (a — асимптотическое значение искомого напора, b — отклонение от стационарного режима, τ — время релаксации, убывающее с уменьшением объема резервуаров и длины канала).

Экстраполирование кривой динамики позволяет, во-первых, избежать большого числа итераций для нахождения стационарного отношения давлений, во-вторых, усреднить значения с учетом каждого временного слоя. Такая методика позволяет добиться высокой точности результатов компьютерного моде-



Рис. 10. Зависимость напора P_2/P_1 от времени *t* для насоса с одной (*a*) и двумя (б) ступенями:

real — результаты моделирования, fit — аппроксимирующая кривая, asymptote — асимптотическое значение напора



Рис. 11. Зависимость потока через узкий (narrow) и широкий (wide) канал от времени при L/h = 16/7 (a) и L/h = 5 (b)

лирования напора при скромных вычислительных затратах.

Экспоненциальному затуханию на рис. 10 предшествует кратковременная фаза распространения начального возмущения от горячих стенок, приводящая к образованию вспомогательной накачки, которая может даже превышать асимптотический уровень напора (рис. 10, *a*). Пики на графиках соответствуют отражению возмущенного потока газа от крайних стенок резервуаров. Таким образом, высокий уровень начального возмущения, обусловленный малостью объемов резервуаров, позволяет значительно ускорить процесс установления стационарного режима, не влияя при этом на искомое распределение макропараметров.

Распространение начального возмущения можно проследить на рис. 11, где изображена зависимость от времени потоков через срединные поперечные сечения в узком и широком каналах. Ввиду различной площади этих сечений газ в основном переносится в правый резервуар. Этот процесс довольно быстро затухает, однако для более короткого канала отраженный поток не успевает полностью релаксировать и создает на короткий промежуток времени обратное течение в канале. Уже через 20 времен свободного пробега насос переходит в нормальный режим работы.

Заключение

Подробно изучен насос Кнудсена в стационарном режиме и динамика процесса накачки. Проведена серия параметрических вычислений для различных отношений температур, диаметров и длин каналов, исследована зависимость эффективности насоса от степени разреженности газа. Результаты моделирования насосных каскадов (до 10 ступеней) показали эффективность периодической геометрии: напор, насосом, созлаваемый является практически геометрической прогрессией от числа ступеней.

Способность изученной конструкции перекачивать газ дает перспективы использования множества подобных каналов размером порядка нанометров для создания мембран с высокими показателями КПД перекачки газа при атмосферном давлении.

Полученные в работе результаты показывают, что при использовании консервативного метода дискретных ординат для решения кинетического уравнения Больцмана удается достигнуть хорошей точности при малых вычислительных затратах. Это позволит в будущем использовать более сложные модели газа и рассчитывать более сложные устройства для лучшего приближения к реальным условиям.

Список литературы

1. **Reynolds O.** On Certain Dimensional Properties of Matter in the Gaseous State // Phil. Trans. Royal Soc. 1879. V. 170. P. 727–845.

2. **Maxwell J. C.** On Stresses in Rarefied Gases arising from Inequalities of Temperature // Pril. Trans. Royal. Soc. 1879. V. 170. P. 231–256.

 Knudsen M. Eine Revision der Gleichgewichtsbedingung der Gase. Thermische Molekularströmung // Ann. der Phys. 1910. Bd. 31, N 9. S. 205–229.
 Vargo S. E., Muntz E. P. Initial results from the first

4. **Vargo S. E., Muntz E. P.** Initial results from the first MEMS fabricated thermal transpiration driven vacuum pump // Rarefied Gas Dynamics / Ed. by Bartel T. J., Gallis M. A. New York, Melville: AIP. 2001. P. 502–509.

5. Han Y. L. Alexeenko A., Young M., Muntz E. P. Experimental and Computational Studies of Temperature Gradient Driven Molecular Transport in Gas Flows Through Nano/Micro-Scale Channels // Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering. 2007. V. 11, I. 1. P. 151–175.

6. Nathanson H. C., Liberman I., Freidhoff C. Novel functionality using micro-gaseous devices // Proceedings of IEEE Int. Conf. on MEMS. 1995. P. 72–76.

7. Blomberg M., Rusanen P., Keranen K., Lehto A. A silicon microsystem-miniaturised infrared spectrometer // Proceedings of IEEE Int. Conf. on Solid-State Sensors and Actuators. 1997. V. 2. P. 1257–1258.

8. Terry S. C., Jerman J. H., Angell J. B. A gas chromatographic air analyzer fabricated on a silicon wafer // IEEE Trans. on Electron Devices. 1979. V. 26, I. 12. P. 1880–1886. 9. Бёрд Г. Молекулярная газовая динамика. М.: Мир, 1981. 319 с.

10. Bhatnagar P. L., Gross E. P., Krook M. A Model for Collision Processes in Gases // Phys. Rev. 1954. V. 94. P. 511–525.

11. Holway L. H. New Statistical Models for Kinetic Theory: Methods of Construction // Phys. Fluids. 1966. V. 9, N 9. P. 1658–1673.

12. Шахов Е. М. Об обобщении релаксационного кинетического уравнения Крука // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1968. № 5. С. 142—145.

13. **Черемисин Ф. Г.** Консервативный метод вычисления интеграла столкновений Больцмана // Доклады РАН. 1997. Т. 357. № 1. С. 53–56.

14. **Черемисин Φ**. **Γ**. Решение кинетического уравнения Больцмана для высокоскоростных течений // ЖВМ и МФ. 2006. Т. 46, № 2. С. 329—343.

15. Коробов Н. М. Тригонометрические суммы и их приложения. М.: Наука, 1989. 240 с.

16. **Sone Y., Waniguchi Y., Aoki K.** One-way flow of a rarefied gas induced in a channel with a periodic temperature distribution // Phys. Fluids. 1996. V. 8, N 8. P. 2227–2235.

17. Aoki K., Sone Y., Takata S., Takahashi K., Bird G. A. One-way flow of a rarefied gas induced in acircular pipe with a periodic temperature distribution // Rarefied Gas Dynamics / Ed. by Bartel T. J., Gallis M. A. — New York, Melville, AIP. 2001. P. 940—947.

18. Aoki K., Takata S., Kugimoto K. Diffusion Approximation for the Knudsen Compressor Composed of Circular Tubes // Rarefied Gas Dynamics / Ed. by Muntz E. P., Ketsdever A. New York, Melville: AIP. 2009. P. 953–958.

19. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967. 440 с.

20. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. М.: Иностр. лит., 1960. 510 с.

Элементы МНСТ

УДК 621.3.049.77.002

Р. Д. Тихонов, канд. техн. наук, ст. науч. сотр., ГУ НПК "Технологический центр" МИЭТ, г. Москва E-mail: e.tikhonov@tcen.ru

ЛАТЕРАЛЬНЫЕ И ПЛАНАРНЫЕ БИПОЛЯРНЫЕ МАГНИТОТРАНЗИСТОРЫ

Рассмотрены механизмы формирования чувствительности двухколлекторных латерального и планарного биполярных магнитотранзисторов на основе изменения в магнитном поле линий тока инжектированных носителей заряда. Анализ распределения тока в структурах приборов дает перечень механизмов чувствительности и рекомендации по ее повышению за счет выбора структуры биполярного магнитотранзистора.

Ключевые слова: биполярный магнитотранзистор, линии тока, гальваномагнитный эффект

Введение

Создание магнитотранзисторов, т. е. биполярных транзисторов с конструкцией, обеспечивающей получение высокой чувствительности к воздействию магнитного поля, началось с планарного двухколлекторного транзистора [1]. Подавляющее число исследований биполярного магнитотранзистора посвящено именно двухколлекторным конструкциям, которые разделяются на вертикальные [2], планарные [1], латеральные [3]. Максимальная чувствительность вертикального и латерального магнитотранзисторов наблюдается в тангенциальном магнитном поле, направленном вдоль поверхности кристалла, а в планарном магнитотранзисторе — по нормали к поверхности. Для интегрирования в микросхемы латеральные магнитотранзисторы размещают в диффузионном кармане, который обычно применяют в КМОП-схемах [4].

Обзоры литературы [5—8] не дают сравнения параметров перечисленных структур при их изготовлении в одинаковых условиях. В данной статье приведены результаты экспериментального исследования латеральных двухколлекторных магнитотранзисторов в диффузионном кармане и их сравнение с известными планарными магнитотранзисторами в целях получения одинаковой чувствительности приборов, воспринимающих разные направления вектора магнитной индукции, которые можно изготовить на одних и тех же пластинах при одинаковой технологии.

1. Планарные и латеральные магнитотранзисторы

В работе [1] исследован двухколлекторный планарный *р*—*n*—*p*-магнитотранзистор — МТПС, который имеет два коллектора и два контакта к подложке, служащей базой с тянущим полем. При токе эмиттера 1 мА чувствительность по току самого магнитотранзистора $S_a = d(I_{C2} - I_{C1})/dB = 70$ мкА/Тл. Относительная чувствительность по току коллекторов равна $S_r = d(I_{C2} - I_{C1})/(I_{C2} + I_{C1})dB = 0,23$ Тл⁻¹.

Как указано в обзоре [7] относительная чувствительность планарного одноколлекторного магнитотранзистора, изготовленного по биполярной технологии, достигает в максимуме 2.10⁴ B/(A.Tл), а двухколлекторного — $5 \cdot 10^5$ В/(А \cdot Тл). В одноколлекторном транзисторе магнитное поле дает искривление траектории инжектированных из эмиттера носителей заряда, что приводит к увеличению эффективной длины базы при отклонении части носителей от коллектора. В двухколлекторном транзисторе под действием магнитного поля траектория движения носителей заряда, которые попадают в первый коллектор, уменьшается, а во второй коллектор увеличивается, что приводит к перераспределению тока коллекторов. По данным сайта Одесского университета чувствительность по току двухколлекторного планарного магнитотранзистора МСТС, изготовленного по биполярной технологии, составляет 1... 2 мА/Тл при токе 3...5 мА, а относительная чувствительность равна 0,33...0,4 Тл⁻¹.

В работе [3] экспериментально установлено, что внешнее поперечное магнитное поле вплоть до индукции, равной 2 Тл, не влияет на уровень инжекции эмиттера кремниевого бокового (латерального) р-п-р-магнитотранзистора (КБМ). Эффект модуляции инжекции магнитным полем не наблюдается. Магниточувствительность КБМ определяется изменением коэффициента передачи эмиттер-коллектор. Внешнее поперечное магнитное поле вызывает поворот линий эмиттерного тока в базовой области на основе полупроводника с равномерным распределением примеси. Абсолютная чувствительность по напряжению при нагрузке 60 МОм составила 470 В/Тл при напряжении на коллекторе 40 В. Относительная чувствительность по напряжению составила 12 Тл⁻¹. Расстояние между эмиттером и коллекторами 50 мкм. Увеличение концентрации примеси в подложке уменьшает чувствительность.

На рис. 1 дано распределение плотности тока и линий тока электронов в двухколлекторном магни-тотранзисторе, полученное при расчете с помощью



Рис. 1. Распределение плотности тока и линий тока электронов в латеральном *n—p—n* биполярном магнитотранзисторе при воздействии магнитного поля

программ приборно-технологического моделирования ISE TCAD [9]. Слева линии тока укорачиваются и ток коллектора К2 увеличивается. Справа линии тока удлиняются и ток коллектора К1 уменьшается. Плотность тока инжектированных носителей заряда Ј в магнитотранзисторе имеет максимальное значение около эмиттера. При удалении от эмиттера поток носителей расходится и плотность потока уменьшается. Поэтому максимальное отклонение линий тока силой Лоренца $F = [J \cdot B]$ имеет место около эмиттера. Происходит гальваномагнитный эффект — пространственная модуляция потока инжектированных из эмиттера носителей в базе. Около эмиттера отклонение линий тока сильное, а на удалении от эмиттера оно невелико и для получения наглядности распределения расчеты проведены в достаточно сильном магнитном поле с индукцией B = 1,81 Тл.

В латеральном двухколлекторном *п*-*p*-*n*-магнитотранзистре БМТК, расположенном в диффузионном кармане, наблюдается [10] изменение знака разности токов коллекторов в магнитном поле, направленном параллельно подложке, по сравнению с транзистором БМТ в подложке с равномерным легированием. Транзисторы БМТК изготовлялись по той же самой топологии и технологии, как и БМТ. Изменялся только тип проводимости подложки и в ней создавался диффузионный карман *p*-типа. Разница напряжений на коллекторах БМТК имеет отрицательный знак по сравнению с БМТ, а максимальное значение дифференциальной чувствительности по напряжению БМТК с плавающим потенциалом подложки $S_{DA \text{ макс}}^V =$ $= (U_{\rm K1} - U_{\rm K2})/B = -2$ В/Тл выше, чем в БМТ, где $S_{DA \text{ макс}}^{V} = 0,9$ В/Тл. При соединении контактов к подложке и к базе-карману транзистор становится трехколлекторным. Рост разницы напряжений в трехколлекторном БМТК начинается с напряжения порога срабатывания латерального транзистора и продолжает

расти при максимальном напряжении питания. Значение чувствительности достигает $S_{DA \text{ макс}}^V = -4,4 \text{ B/Tл.}$ Магнитотранзисторы с базой в кармане (БМТБК) увеличивают чувствительность при росте расстояния от эмиттера до коллекторов [11]. Максимум чувствительности по напряжению достигает $S_{DA \text{ макс}}^V = 49 \text{ B/Tл.}$

Данные по чувствительности магнитотранзисторов сведены в таблицу.

Сравнение чувствительностей затруднено. Для планарного транзистора предпочтение отдается чувствительности по току. Сильное изменение тока коллектора МСТС достигается при большом токе коллектора, когда абсолютное изменение тока велико, но относительное изменение не так значительно. Кроме того, необходимо в расчете чувствительности учитывать паразитный ток между двумя контактами к базе. Для латерального транзистора предпочтение отдается чувствительности по напряжению, которое оказывается значительным при больших сопротив-

Чувствительность биполярных магнитотранзисторов

Обозначение транзистора	<i>I_e</i> , мА	<i>S^I</i> , мкА/Тл	S_r^I , 1/Тл	<i>R_c</i> , кОм	<i>Е</i> _{пит} , В	<i>S^V</i> , В/Тл	S_r^V , 1/Тл
MTIIC MCTC K6M 6MT 6MTK 6MTK $(U_{\rm b} = U_{\Pi})$ 6MT6K	$ \begin{array}{c} 1\\ 35\\ 10\\ 0,54\\ 1,3\\ 2,56\\ 4,1 \end{array} $	70 10002000 110 39 71,5 160 90	0,23 0,330,4 1,9 0,13 0,188 0,152 4,5	15 Нет. свед. 60 000 27,4 27,4 27,4 27,4 546	5 612 40 9 5 9 9	1 Нет. свед. 470 1,07 1,9 4,37 49	0,2 Het. cbed. 12 0,12 0,38 0,48 5,8

лениях нагрузки и малом токе коллектора. Относительная чувствительность по току отличается не очень сильно, но применение высокоомных нагрузок и большого напряжения питания позволяет получить высокую чувствительность по напряжению в латеральном транзисторе. Хотя в биполярном транзисторе изменяется в магнитном поле ток коллекторов, но полезным сигналом в датчиках служит изменение разности напряжений на коллекторах. Латеральный транзистор лучше подходит для применения в датчиках.

Имеется парадокс. Чувствительность определяется по изменению тока коллектора в магнитном поле, что подразумевает воздействие поля на ток коллектора. А воздействует магнитное поле на поток инжектированных из эмиттера носителей заряда, т. е. на ток эмиттера, который в магнитотранзисторах намного больше тока коллекторов, а изменение тока коллектора является следствием этого воздействия. Действие силы Лоренца на ток эмиттера у латерального и планарного транзистора одинаковое. Но чувствительность по напряжению, связанная с изменением тока коллектора, выше у латерального транзистора. Можно заключить, что для получения чувствительности по напряжению важны значения напряжения питания, сопротивления нагрузки и не абсолютное, а относительное изменение тока коллектора.

Планарный транзистор Дэвиса, который иногда называют магнитотранзистором с тянущим полем в базе и дрейфом носителей, или ортогональным БМТ, существенно отличается по конструкции от латерального транзистора Персиянова с диффузионным инжекционным током и преимущественной чувствительностью к вектору магнитной индукции, направленному параллельно поверхности кристалла [12]. Отличаются параметры и механизмы чувствительности магнитотранзисторов, хотя оба типа транзисторов описываются едиными физическими и модельными представлениями [13]. Далее показано, как расположение коллекторов относительно инжектированного из эмиттера потока носителей заряда и направления вектора магнитной индукции создает различие эффектов, определяющих чувствительность.

2. Изменение линий тока инжектированных носителей в биполярном магнитотранзисторе под действием силы Лоренца

На рис. 1 для латерального транзистора показаны линии тока инжектированных носителей, полученные при двумерном математическом моделировании. Рисунок дает наглядное представление об объемном гальваномагнитном эффекте в магнитотранзисторе. Подробно гальваномагнитные эффекты в магнитотранзисторе описаны в статье [14]. Проанализируем особенности работы магнитотранзисторов по линиям тока и их изменению в магнитном поле.

На рис. 2 представлен анализ линий тока инжектированных из эмиттера носителей заряда нескольких конструкций латерального биполярного магнитотранзистора при действии вектора магнитной индукции вдоль поверхности кристалла и длинной стороны эмиттера.

В вертикальной структуре обычного биполярного транзистора с плоскопараллельными эмиттером и коллектором [15] отклонение прямых линий тока J_e инжектированных из эмиттера Э неосновных носителей заряда под действием силы Лоренца в магнитном поле с индукцией В приводит к увеличению эффективной длины линий тока и эффективной толщины активной базы, что дает изменение тока коллектора в магнитном поле меньше 1 %. В латеральном транзисторе линии тока J_e плоскости рис. 2, *а*, дающего вертикальное сечение, имеют дугообразный вид. Поэтому изменение в магнитном поле может не только увеличивать, но и уменьшать длину дуги. Изменение тока коллектора в магнитном поле магнитном поле $\Delta I_{\rm K}$ также не превышает 1 %.

Эффект отклонения в двухколлекторном магнитотранзисторе линий тока инжектированного потока неосновных носителей заряда под действием силы Лоренца приводит кроме изменения эффективной длины базы к изменению соотношения потоков, текущих к двум коллекторам, за счет гальваномагнитного эффекта около эмиттера в области с большой плотностью потоков инжектированных носителей [9]. В двухколлекторном магнитотранзисторе ток одного коллектора I_{K1} растет, а другого I_{K2} — уменьшается (рис. 2, δ). Относительное изменение тока коллекто-



Рис. 2. Изменение линий тока в магнитном поле под действием силы Лоренца в структурах латерального биполярного магнитотранзистора

ров $\Delta I_{\rm K} = (I_{\rm K1} - I_{\rm K2})/(I_{\rm K1} + I_{\rm K2})$ при дифференциальном включении в магнитном поле достигает 5 %.

В магнитотранзисторах SSIMT (Suppressed Sidewall Injection MagnetoTransistor) с ограничением боковой инжекции из эмиттера с помощью охранного кольца вокруг эмиттера с повышенной концентрацией примеси в базе [16] линия тока имеет большую длину за счет обтекания охранного кольца в объеме базы. В латеральных двухколлекторных магнитотранзисторах, изготовленных по КМОП-технологии в кармане БМТ, ток инжектированных носителей заряда протекает в основном около перехода карман-подложка [17]. В магнитном поле проходящие к коллекторам К1 и К2 потоки инжектированных из эмиттера носителей заряда смещаются в области база-карман с повышенной или с пониженной концентрацией примеси (рис. 2, в). Кроме изменения эффективной длины базы и отклонения потоков, чувствительность повышается за счет изменения скорости рекомбинации в базе с неравномерным распределением примеси. Относительное изменение тока коллекторов доходит до 15 %.

Принцип разделения тока инжектированных носителей заряда в трехколлекторном магнитотранзисторе БМТК на ток подложки и ток измерительных коллекторов демонстрируется на рис. 2, г. Если сделать не два, а три коллектора [17], то происходит неравномерное распределение потока инжектированных носителей заряда между коллекторами. Основная часть потока идет к *p*-*n*-переходу база (карман)-подложка и далее к контактам подложки П. К измерительным коллекторам К1, К2 приходит незначительная часть. Магнитное поле отклоняет все три потока, а относительно небольшое отклонение большого центрального потока имеет большую абсолютную величину и может дать значительный вклад в изменение малых токов измерительных коллекторов. Относительное изменение тока коллектора доходит до 30 %.

В латеральном магнитотранзисторе с базой, сформированной в диффузионном кармане БМТБК [18], введены (рис. 2, *в*) высоколегированные области контактов к базе Б между эмиттером Э и коллекторами К1, К2, а контакты к карману К включены на потенциал, равный потенциалу контактов к базе Б. Возникает порог срабатывания, при котором увеличение тока смещения база—карман вызывает быстрый рост тока коллекторов. В режиме работы вблизи порога срабатывания в соответствии с принципом разделения токов магнитное поле воздействует на большой ток инжектированных носителей заряда, текущий через базу в карман, а изменение малых токов измерительных коллекторов с учетом всех перечисленных факторов достигает 50 %.

Введение дополнительных областей в виде диффузионных карманов с неравномерным распределением примеси в базе, высоколегированных областей контактов к базе, расположенных между эмиттером и коллектором, дополнительных контактов к карману и к подложке позволяют задавать режим работы,





отличный от режима работы биполярного магнитотранзистора, сформированного в подложке, которая служит базой с равномерным распределением примеси. Изменение структуры дает повышение эффективности преобразования воздействия магнитного поля на поток инжектированных из эмиттера носителей заряда в относительное изменение тока коллектора в магнитном поле и достигается высокая магниточувствительность. Изменение линий тока под действием силы Лоренца в плоскости поверхности кристалла планарного магнитотранзистора без тянущего поля в базе для магнитной индукции, действующей перпендикулярно поверхности, представлено на рис. 3.

Сила Лоренца искривляет компоненты линий тока, перпендикулярных магнитному полю, и изменяет эффективную длину базы в полосковой структуре (рис. 3, *a*). На эффективной длине увеличивается сопротивление и уменьшается значение силы тока за счет рекомбинации инжектированных носителей заряда в объеме и на поверхности базы.

Перераспределение токов между двумя коллекторами (рис. 3, *б*) приводит к тому, что часть измененных линий тока может доходить в магнитном поле до другого коллектора. В двухколлекторной полосковой структуре планарного магнитотранзистора происходит одинаковое изменение коллекторных токов за счет изменения эффективной длины базы и этот эффект не дает изменения разности токов коллекторов, т. е. не дает вклад в чувствительность.

Наиболее часто планарный транзистор имеет структуру, приведенную на рис. 3, ∂ , с расположением коллекторов не параллельно, а перпендикулярно к эмиттеру. Линии тока в магнитном поле перемещаются в область с другой длиной базы. Для одного коллектора длина базы увеличивается, а для другого уменьшается и поэтому линии тока эффективно изменяют коэффициент переноса носителей в базе. Плотность тока и концентрация инжектированных носителей уменьшаются при удалении от эмиттера в сотни раз около дальнего конца коллекторов [19], поэтому наиболее эффективно действуют только ближние к эмиттеру части коллекторов. Небольшая часть линий тока

на конце коллекторов, имеющего малую плотность тока, может перераспределяться между коллекторами.

Существенно более эффективной может оказаться структура (рис. 3, *e*) с расположением коллекторов под углом к эмиттеру, где имеется переменная длина базы и перераспределение тока между коллекторами. Линии тока в магнитном поле перемещаются в область с другой длиной базы, эффективно изменяют коэффициент переноса носителей в базе и переключаются частично на другой коллектор при относительно большой плотности тока. В магнитном поле ток одного коллектора уменьшается, а другого увеличивается сильнее за счет активного действия двух эффектов изменения эффективной длины базы и отклонения.

Принцип разделения инжекционного тока на основной и дополнительные коллекторные токи в планарном транзисторе не используется (рис. 3, *в*), хотя перераспределение в магнитном поле тока коллектора с большим током между коллекторами с малыми токами может давать большой вклад в токи вторичных коллекторов. Также не используется создание непрямых линий тока, огибающих области с повышенной концентрацией примеси, показанное на рис. 3, *г*. Этими областями могут служить высоколегированные области контактов к базе, расположенные между эмиттером и коллектором.

Заключение

Латеральный биполярный магнитотранзистор хорошо подходит для применения в датчиках, где необходима высокая чувствительность по напряжению. Приборно-технологическое моделирование [20] и экспериментальное исследование латерального магнитотранзистора позволяют дать рекомендации для повышения чувствительности планарного магнитотранзистора, который, располагаясь в одной плоскости кристалла с латеральным, дает чувствительность к перпендикулярной составляющей вектора магнитной индукции. Для повышения чувствительности по напряжению планарного биполярного магнитотранзистора необходимо разрабатывать новые структуры планарного биполярного магнитотранзистора, которые используют принцип разделения токов в трехколлекторном транзисторе, режим работы вблизи порога срабатывания и изменение геометрии коллекторов для лучшего использования эффектов отклонения и изменения эффективной длины базы.

Список литературы

Davies L. W., Wells M. S. Magneto-transistor incorporated in an 1C // Proc. IREE, Australia, 1971. N 6. P. 235–238.
 Hudson E. C. Semiconductive magnetic transducer //

Раtent USA 3,389,230, 1968. 3. Митникова И. М., Персиянов Т. В., Рекалова Г. И., Штюбнер Г. А. Исследование характеристик кремниевых боковых магнитотранзисторов с двумя измерительными коллекторами // ФТП. 1978. Т.12, № 1. С. 48—50.

4. **Popovic R. S., Widmer R.** Magnetotransistor in CMOS technology // IEEE. Transactions of Electron Devices. 1986. ED-33. P. 1334–1340.

5. Baltes H. P., Popovic R. S. Integrated semiconductor magnetic field sensors // TIIER. 1986. N 8. P. 60–96.

6. Roumenin C. S. Bipolar magnetotransistor Sensors. An invited review// Sensors and Actuators A. 1990. N 24. P. 83–105.

7. Викулин И. М., Викулина Л. Ф., Стафеев В. И. Магниточувствительные транзисторы. Обзор // ФТП. 2001. № 1. С. 3—10.

8. Бараночников М. Л. Микромагнитоэлектроника. М.: ДМК Пресс, 2001.

9. Тихонов Р. Д., Козлов А. В. Исследование структурной зависимости чувствительности биполярного магнитотранзистора, сформированного в диффузионном кармане // Оборонный комплекс — научно-техническому прогрессу России, 2003. № 4. С. 56—60.

10. **Тихонов Р. Д.** Обнаружительная способность двухколлекторного латерального биполярного магнитотранзистора // Измерительная техника. 2007. № 7. С. 47—51.

11. **Тихонов Р. Д.** Физико-технические характеристики двухколлекторного магнитотранзистора // Прикладная физика. 2008. № 4. С. 147—152.

12. **Тихонов Р. Д.** Механизмы чувствительности биполярного магнитотранзистора. Ч. 1 // Измерительная техника. 2006. № 11. С. 39—44.

13. Глауберман М. А., Егоров В. В., Канищева Н. А., Козел В. В. О едином физическом и модельном представлении магниточувствительных свойств биполярных транзисторных структур // Известия ВУЗов. Физика. 2009. № 1. С. 58–66.

14. **Tikhonov R. D.** Dual-Collector Lateral Bipolar Magnetotransistor: Negative Sensitivity and Galvanomagnetic Effects // The Open Electrical and Electronic Engineering Journal. 2008. V. 2. P. 14–26.

15. Maenaka K., Ohsakama T., Ihida M., Nakamura T. An experimental investigation of the operating principles of vertical magnetotransistors // Sensor and Sctuators. 1989. N. 16. P. 101–108.

16. **Ristic L. J., Baltes H. P., Smy T., Filanovsky I.** Suppressed Sidewall Injection Magnetotransistor with Focused Emitter Injection and Carrier Double Deflection // IEEE Electron Devices Letters. 1987. N 9. P. 395–397.

17. Козлов А. В., Королев М. А., Смирнов С. Ю., Чаплыгин Ю. А., Тихонов Р. Д. Исследование механизмов преобразования и относительной магниточувствительности трехколлекторного биполярного магниточувствительного транзистора // Микроэлектроника. 2003. Т. 32, № 3. С. 219—225.

18. Tikhonov R. D. Sensor on bipolar magnetotransistor with the base in the well // Solid State Electronic. 2005. N 8. P. 1302-1308.

19. Глауберман М. А., Козел В. В., Нахабин А. В. Перенос носителей заряда в двухколлекторном магнитотранзисторе // Физика и техника полупроводников. 2000. Т. 34, вып. 5. С. 622—624.

20. Тихонов Р. Д. Двухколлекторный магнитотранзистор: отрицательная чувствительность, абсолютная чувствительность и шумы // Нано- и микросистемная техника. 2006. № 11. С. 36—40.

УДК 621.3.049.77.002.5

В. П. Драгунов, д-р техн. наук, нач. отдела, e-mail: drag@adm.nstu.ru, Д. И. Остертак, аспирант, ассистент каф., e-mail: astertak@ngs.ru, Новосибирский государственный технический университет

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ МИКРОЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ С ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЙ СХЕМОЙ ВКЛЮЧЕНИЯ КОМПОНЕНТОВ

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований одноконденсаторных микроэлектромеханических преобразователей механической энергии в электрическую энергию с последовательным включением компонентов. Проанализирована работа преобразователя и получены аналитические выражения для расчета его характеристик. Рассчитаны и измерены зависимости напряжения, выделяемого на сопротивлении нагрузки, от времени и частоты модуляции емкости. Установлено, что зависимость выделяемой в нагрузке мощности от частоты и сопротивления нагрузки имеет максимум.

Ключевые слова: извлечение энергии из окружающей среды, переменный конденсатор, микромощный генератор, микроэлектромеханический преобразователь, модуляция емкости, преобразование механической энергии в электрическую, электростатический преобразователь энергии

Введение

В последние десять лет значительно возрос интерес к проблеме развития беспроводных измерительных систем и сетей передачи информации [1—4]. Прогнозируется, что микромощные, встроенные в различные конструкции электронные устройства, которые могут располагаться в любых, в том числе и труднодоступных местах, без возможности их централизованного питания, станут в ближайшие годы незаменимой частью окружающей человека среды, круглосуточно выполняя разнообразные информационные функции в автоматических режимах [3, 4]. Чрезвычайно большое число элементов в таких бес-

проводных сетях практически исключает возможность длительного поддержания их работоспособности путем регулярной или выборочной замены источников питания. В данном вопросе необходимо принципиально другое решение — генерация электрической энергии непосредственно на месте расположения электронного устройства из энергии окружающей среды [5]. Этому способствует и все меньшее энергопотребление современных микросхем. Анализ показывает, что вследствие распространенности и доступности источников механической энергии [6] наиболее подходящим является использование микроэлектромеханических преобразователей (МЭМП) (или генераторов) механической энергии в электрическую энергию [7—9]. Особым фактором, способствующим их динамичному развитию, стало появление так называемых микроэлектромеханических систем (МЭМС), особенностью которых является формирование электрических и механических узлов с использованием технологии микроэлектроники, обеспечивающей создание МЭМП (генераторов) с высокими технико-экономическими показателями.

Наибольшее развитие получили три основных направления разработки МЭМП энергии: на основе пьезоэлектрических, электромагнитных и электростатических преобразователей [7—9]. При этом с учетом необходимости изготовления МЭМП методами технологии микроэлектроники, а также получения достаточной для практических задач удельной мощности наиболее перспективными представляются электростатические (емкостные) микрогенераторы.

Принцип действия электростатических преобразователей энергии основан на изменении заряда или напряжения на обкладках конденсатора при изменении емкости конденсатора с помощью механических воздействий. Модуляция емкости при этом может осуществляться как за счет изменения площади перекрытия электродов [10, 11], так и за счет изменения межэлектродного зазора [12, 13]. В настояшее время подавляющее большинство исследований посвящено МЭМП энергии с традиционной параллельной схемой включения компонентов (рис. 1, *a*). Здесь V_0 — источник питания, R — сопротивление нагрузки, С — переменный конденсатор. К наиболее характерным недостаткам преобразователя с одним переменным конденсатором и параллельным включением компонентов можно отнести необходимость использования двух переключателей (Sw₁ и Sw₂) и восстановления заряда конденсатора С в каждом цикле преобразования. Необходима также синхронизация работы ключей Sw₁ и Sw₂ с изменениями направления действия внешней силы.

Влияние указанных недостатков преобразователя с одним переменным конденсатором и параллельным включением компонентов можно частично уменьшить, изменив схему включения его компо-



Рис. 1. Электрические схемы одноконденсаторного МЭМП с параллельным (a) и последовательным (δ) включением компонентов

нентов с параллельной на последовательную (рис. 1, δ) [14].

В данной работе проводится теоретическое и экспериментальное исследование одноконденсаторных МЭМП механической энергии в электрическую энергию с последовательным включением компонентов и изменением площади перекрытия электродов переменного конденсатора.

Модель

Рассмотрим преобразователь, электрическая схема которого соответствует рис. 1, δ . В данной схеме при изменении емкости конденсатора появляется ток через сопротивление нагрузки, что и используется для совершения полезной работы. Сила тока может быть рассчитана по формуле

$$i = \frac{dQ(t)}{dt} = \frac{V_0}{R} - \frac{Q(t)}{RC(t)},$$
(1)

где Q(t) — заряд на электродах конденсатора.

Рассмотрим преобразователь, модуляция емкости в котором происходит за счет изменения площади перекрытия электродов. Примем, что переменный конденсатор представляет собой две плоских







Рис. 3. Зависимости нормированной емкости от относительного смещения электродов:

о — эксперимент, --- – аппроксимация 1, — – аппроксимация 2



Рис. 4. Зависимости напряжения на резисторе нагрузки от времени, измеренные при $V_0 = 62$ В и двух различных частотах модуляции емкости

параллельных пластины, одна из которых (подвижный электрод) может смещаться относительно другой (неподвижный электрод) параллельно оси *X*. На эти пластины нанесена металлизация (рис. 2), формирующая "гребенку" неподвижного *1* и подвижного *2* электродов.

Расчеты показывают [15], что при такой конструкции конденсатора в зависимости от характера движения и геометрии электродов закон модуляции емкости при смещении электродов может изменяться от треугольного до практически прямоугольного.

На рис. 3 (пустые кружки) приведена зависимость изменения емкости такого конденсатора от относительного смещения электродов, полученная экспериментально. В данном случае смещение подвижного электрода относительно неподвижного происходило с постоянной скоростью, а отношение $b_1/b_2 \approx 1$. При этом закон модуляции емкости был близок к треугольному.

Соответствующие такой модуляции емкости зависимости изменения напряжения $V_R = V_0 - V_C$ на резисторе нагрузки R = 3,32 МОм от времени, измеренные при $V_0 = 62$ В и двух различных частотах модуляции емкости, приведены на рис. 4 (V_C — напряжение на конденсаторе *C*). Отметим, что в этом случае форма сигнала близка к прямоугольной, а максимальные значения положительного и отрицательного импульса не совпадают.

Результаты расчетов и их анализ

Анализ работы одноконденсаторного МЭМП механической энергии в электрическую энергию с последовательным включением компонентов проведем с использованием его импульсной характеристики. Согласно (1) импульсная характеристика схемы, приведенной на рис. 1, *б*, имеет вид

$$g(t, x) = \frac{1}{R} \exp\left\{-\int_{x}^{t} \frac{1}{RC(u)} du\right\}.$$
 (2)

При получении формулы (2) предполагалось, что g(t, x) — импульсная характеристика для заряда на конденсаторе; x — момент приложения импульса напряжения; к моменту приложения импульса токи и напряжения в цепи отсутствовали.

Приняв, что закон модуляции емкости при смещении электродов периодический и близок к треугольному закону (*annpokcumaция 1*)

$$C(t) = C_{\max} + (-1)^n K_c(t - [0, 5n]T),$$

$$n = 1, 2, 3, ...,$$
(3)

где C_{max} — максимальное значение емкости конденсатора; T — период модуляции; n — номер полупериода; $K_c = 2(C_{\text{max}} - C_{\text{min}})/T$; C_{min} — минимальное значение емкости конденсатора, [µ] — целая часть µ, из формулы (2) имеем

$$g(t, x) =$$

$$= \frac{1}{R} \exp\left\{-\frac{1}{R\overline{K}_{c}}\ln\left|\overline{C} + \overline{K}_{c}t\right| + \frac{1}{R\overline{K}_{c}}\ln\left|\overline{C} + \overline{K}_{c}x\right|\right\}.$$
 (4)

Здесь $\bar{K}_c = (-1)^n K_c$, $\bar{C} = C_{\max} + (-1)^{n-1} T[0,5n]$.

Теперь, зная импульсную характеристику g(t, x), зависимость изменения заряда на конденсаторе от времени при действии произвольного входного сигнала V(t) можно определить с помощью выражения

$$Q(t) = \int_{-\infty}^{t} V(t)g(t, x)dx.$$
 (5)



ная линия — численный расчет с использованием (1), точки — аналитический расчет с использованием (5)

В нашем случае при подключении источника постоянного напряжения $V(t) = V_0$. При этом решение (5) может быть представлено в аналитической форме. Учитывая, что напряжение на конденсаторе $V_C(t) = Q(t)/C(t)$, по зависимостям Q(t) и C(t) выражение для расчета изменения напряжения на конденсаторе от времени в данном случае также удается представить в аналитической форме. Например, в установившемся режиме выражение для зависимости $V_C(t)$ на этапе возрастания емкости принимает вид

$$V_{C} = \frac{V_{0}}{1 + RK_{c}} \times \left[1 - F_{1} \left(\frac{m}{2m - 1 + 2(1 - m)t/T}\right)^{\frac{1}{RK_{c}} + 1}\right], \quad (6)$$

где
$$F_1 = \left(1 - \frac{1 + RK_c}{1 - RK_c} \left(1 - m^{\frac{1}{RK_c} - 1}\right)\right); m = C_{\min}/C_{\max}$$

 $0,5T \le t \le T$, а на этапе уменьшения емкости (увеличения напряжения $V_C(t)$)

$$V_{c} = \frac{V_{0}}{1 - RK_{c}} \times \left[1 - F_{2} \left(3 - 2m - 2(1 - m)t/T\right)^{\frac{1}{RK_{c}} - 1}\right], \quad (7)$$

где
$$F_2 = \left[1 - \frac{1 - RK_c}{1 + RL_c} \left(1 - m^{\frac{1}{RK_c} + 1}\right) - m^{\frac{1}{RK_c} + 1} + m^{\frac{2}{RK_c}}\right],$$

 $T \le t \le 1,5T.$

Результаты расчета изменений заряда Q и напряжения на конденсаторе V_C от времени для f = 55,5 Гц, R = 3,32 МОм, $C_{\text{max}} = 78,2$ пФ, $C_{\text{min}} = 8,16$ пФ и $V_0 = 62$ В приведены на рис. 5 и 6 соответственно. Видно, что, как и для емкости, изменения заряда на конденсаторе имеют треугольную форму. Отношение $Q_{\text{max}}/Q_{\text{min}}$ соответствует отношению $C_{\text{max}}/C_{\text{min}}$. В соответствии с выражением (1) форма изменения напряжения на конденсаторе близка к прямоугольной форме. На рис. 6 приведены результаты расчетов двумя способами: первый - с использованием разложений в ряд Фурье (серая сплошная линия), второй — с использованием импульсной характеристики (черные точки). Положительная фаза соответствует этапу разряда конденсатора, а отрицательная заряда. Колебания, наблюдающиеся при численных расчетах на пологих участках (серая сплошная линия, рис. 6), связаны с конечным числом слагаемых,



Рис. 6. Зависимость напряжения на конденсаторе от времени. Сплошная линия — численный расчет с использованием (1), точки — аналитический расчет с использованием (5), (6) и (7)



Рис. 7. Зависимость напряжения на резисторе нагрузки от времени. Сплошная линия — аналитический расчет с использованием (5), (6) и (7), точки — асимптотики (8)

учитываемых при аппроксимации зависимости ем-кости от времени рядом Фурье.

На рис. 7 приведена зависимость напряжения V_R на резисторе нагрузки от времени, рассчитанная с использованием формул (5), (6) и (7). Асимптотики

$$V_R^{(+),\,(-)} = \frac{V_0}{1 \mp K_c R} - V_0 \tag{8}$$

получены из формулы (1) в предположении, что на пологих участках напряжение на резисторе не изменяется.

В целом рассчитанные зависимости соответствуют экспериментальным, приведенным на рис. 4. Однако изменения напряжения в расчетах происходят существенно резче, чем в эксперименте.

Такое несоответствие, на наш взгляд, связано с аппроксимацией изменений емкости треугольниками (3). Реально (в эксперименте) наблюдается плавное изменение емкости в экстремумах (см. рис. 3), что может приводить к менее резкому изменению напряжения на конденсаторе.

Проведем расчет основных параметров системы, полагая, что изменения емкости в окрестностях экстремумов происходят по параболическому закону (*аппроксимация 2*). Соответствующая зависимость нормированной емкости от относительного смещения электродов показана на рис. 3. Видно, что в этом приближении поведение емкости в окрестностях экстремумов моделируется значительно лучше.

Результаты расчета изменений заряда Q на конденсаторе и напряжения V_R на резисторе нагрузки от времени для R = 3,32 МОм, $C_{\text{max}} = 74,9$ пФ, $C_{\text{min}} = 11,5$ пФ и $V_0 = 62$ В приведены на рис. 8 и 9 соответственно. Напряжение рассчитывалось по формуле $V_R = V_0 - Q(t)/C(t)$.







Рис. 9. Зависимости напряжения на резисторе нагрузки от времени, рассчитанные с использованием (2), (5) и аппроксимации 2 для двух частот модуляции емкости f = 33 Гц (серая линия) и 55,5 Гц (черная линия)

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 6, 2010



Рис. 10. Зависимости максимальных значений положительного V_R^+ и отрицательного V_R^- импульсов напряжения на резисторе R = 3,32 МОм от частоты модуляции емкости. Треугольники — экспериментальные данные, линии — результаты моделирования



R = 3,32 МОм, штриховая линия — R = 15,6 МОм

Видно, что в отличие от модели, использующей аппроксимацию 1, в данном случае изменения напряжения происходят менее резко и лучше соответствуют эксперименту. В то же время пологие участки, правильно передавая значения, по форме заметно отличаются от экспериментальных зависимостей. Следовательно, при моделировании зависимости емкости от времени нелинейную аппроксимацию лучше использовать не только в окрестности экстремумов, но и на протяжении всего периода модуляции емкости.

Полученные аналитические соотношения позволяют провести анализ влияния частоты модуляции емкости и сопротивления нагрузки на параметры преобразователя. На рис. 10 показаны рассчитанные зависимости максимальных значений положительного V_R^+ и отрицательного V_R^- импульсов выходного напряжения преобразователя от частоты модуляции емкости (сплошные линии). На этом же рисунке приведены экспериментальные результаты (треугольники). Видно, что расчет с использованием аппроксимации 2 достаточно хорошо описывает эксперимент, а сама зависимость (при использованных в эксперименте параметрах) имеет практически линейный характер.

Следует, однако, отметить, что линейная зависимость амплитуды напряжения от частоты модуляции емкости будет наблюдаться не всегда. При увеличении сопротивления нагрузки возрастают постоянные времени заряда и разряда конденсатора. В результате, когда постоянная времени (например, разряда) станет сравнима с длительностью полупериода модуляции емкости, конденсатор не будет успевать разряжаться и, при достижении C_{min}, на конденсаторе будет оставаться все больший заряд. Это изменит вид зависимости напряжения на резисторе нагрузки от времени как показано на рис. 11. При этом зависимости максимальных значений положительного и отрицательного импульсов выходного напряжения от частоты модуляции емкости становятся нелинейными (рис. 12).

На рис. 13 представлены зависимости разности амплитуд положительной и отрицательной полуволн напряжения на нагрузке от частоты модуляции емкости, полученные при двух сопротивлениях нагрузки. Отметим, что зависимости разности амплитуд положительной и отрицательной полуволн напряжения на резисторе нагрузки от частоты модуляции емкости (рис. 13) более линейны, чем соответствующие зависимости максимальных значений положительного и отрицательного импульсов напряжения (см. рис. 12). Кроме того, с увеличением сопротив-



Рис. 12. Зависимости максимальных значений положительного V_R⁺

и отрицательного V_R^- импульсов напряжения на резисторе от частоты модуляции емкости. Пустые треугольники для R = 3,32 МОм, заполненные треугольники — для R = 15,6 МОм, сплошные линии — линейная аппроксимация



Рис. 13. Зависимости разности значений положительного V_R^+ и отрицательного V_R^- импульсов напряжения на нагрузке от частоты модуляции емкости. Пустые треугольники — для R = 3,32 МОм, заполненные треугольники — для R = 15,6 МОм, сплошные черные линии — расчет с использованием (8), сплошная серая линия — линейная аппроксимация

ления нагрузки асимптотики, определяемые выражением (8), все более расходятся с аппроксимационными расчетами.

Изменение скорости (при изменении сопротивления нагрузки) и времени (при изменении частоты модуляции емкости) заряда-разряда конденсатора влияют и на зависимость средней мощности, выделяемой в резисторе нагрузки.

На рис. 14 приведена зависимость средней мощности, выделяемой в резисторе нагрузки, от сопротивления нагрузки, рассчитанная при частотах модуляции емкости f = 50, 100, 200 и 400 Гц. На этом же рисунке (символами) приведены экспериментальные результаты. Видно, что при сопротивлениях нагрузки 0,1...100 МОм и частотах модуляции емкости 50...400 Гц вырабатываемая мощность может превышать 1 мкВт, а при сопротивлениях нагрузки 1...100 МОм — даже 10 мкВт, что уже достаточно для питания ряда автономных микромощных измерительных систем.

Анализ показывает, что мощность, выделяемую в резисторе нагрузки, можно несколько увеличить, если изменение емкости от среднего значения проводить по параболическому закону, а не по треугольному.

Следует отметить, что отсутствие переключателей устраняет необходимость синхронизации их работы с моментами переключения внешней силы. В результате данный преобразователь может работать и в многочастотном режиме. Однако в конкретных случаях при этом нужно учитывать фазы разных мод механических колебаний и их возможное влияние друг на друга.



Рис. 14. Зависимость мощности, выделяемой в резисторе нагрузки, от сопротивления нагрузки при частотах модуляции емкости f = 50, 100, 200 и 400 Гц. Линии — расчет, символы — экспериментальные результаты

Заключение

Предложен новый вариант МЭМП механической энергии в электрическую с последовательной схемой включения компонентов, позволяющий исключить переключатели и избавиться от необходимости синхронизации фаз работы преобразователя с внешними воздействиями, а также использовать многочастотный режим.

Проведен анализ работы преобразователя и получены аналитические выражения для расчета его характеристик. Рассчитаны и измерены зависимости напряжения, выделяемого на сопротивлении нагрузки, от времени и частоты модуляции емкости. Установлено, что зависимость напряжения на нагрузке от частоты модуляции при увеличении сопротивления нагрузки становится нелинейной, а зависимость выделяемой мощности от частоты модуляции емкости и сопротивления нагрузки имеет максимум. Расчеты показали, что для преобразователя с последовательной схемой включения компонентов для получения выходной мощности более 1 мкВт при частоте модуляции емкости 50 Гц необходимо сопротивление нагрузки не менее 5,4 МОм, при 100 Гц -1,4 МОм, при 200 Гц — 330 кОм, при 400 Гц — 80 кОм соответственно.

Так как в установившемся режиме средняя энергия, потребляемая преобразователем с последовательной схемой включения компонентов от источника питания за период, равна нулю, то преобразователь с последовательной схемой включения компонентов позволяет увеличить длительность работы источника питания до его замены или подзаряда, а в ряде случаев вообще обойтись без цикла подзаряда. Данная работа выполнена в рамках реализации Федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009— 2013 гг. (проект НК-392П/16).

Список литературы

1. Akyildiz I. F., Su W., Sankarasubramaniam Y., Cayirci E. Wireless sensor networks: a survey // Computer Networks. 2002. V. 38. P. 393–422.

2. **Puccinelli D., Haenggi M.** Wireless sensor networks: applications and challenges of ubiquitous sensing // IEEE Circuits and Systems Magazine. 2005. V. 3. N 3. P. 19–29.

3. Алексенко А. Г. Новый облик электроники — беспроводные сенсорные системы // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 1.С. 2—4.

4. Вернер В. Д., Мальцев П. П., Резнев А. А., Сауров А. Н., Чаплыгин Ю. А. Современные тенденции развития микросистемной техники // Нано- и микросистемная техника. 2008. № 8. С. 2—6.

5. Vullers R. J. M., van Schaijk R., Doms I., van Hoor C., Mertens R. Micropower energy harvesting // Solid-State Electronics. 2009. V. 53. P. 684–693.

6. Roundy S., Wright P. K., Rabaey J. A study of low level vibrations as a power source for wireless sensor nodes // Computer Communications. 2003. V. 26. P. 1131–1144.

7. **Beeby S. P., Tudor M. J., White N. M.** Energy harvesting vibration sources for microsystems applications // Meas. Sci. Technol. 2006. V. 17. P. 175–195.

8. Mitcheson P. D., Yeatman E. M., Rao G. K., Holmes A. S., Green T. C. Energy Harvesting From Human and Machine Motion for Wireless Electronic Devices // Proceedings of the IEEE. 2008. V. 96. N 9. P. 1457–1486.

9. Veld B., Hohlfeld D., Pop V. Harvesting mechanical energy for ambient intelligent devices // Inf. Syst. Front. 2009. V. 11. P. 7–18.

10. Meninger S., Oscar Mur-Miranda J., Amirtharajah R., Chandrakasan A. P., Lang J. H. Vibration-to-Electric Energy Conversion // IEEE Transaction on VLSI systems. 2001. V. 9. N 1. P. 64–76.

11. Драгунов В. П., Остертак Д. И. Анализ электромеханических процессов в МЭМП с изменяющейся площадью перекрытия электродов // Научный вестник НГТУ. 2009. Т. 35. № 2. С. 115—127.

12. Драгунов В. П., Остертак Д. И. Предельные характеристики микроэлектромеханических преобразователей энергии // Научный вестник НГТУ. 2009. Т. 34, № 1. С. 129—141.

13. Chiu Y., Tseng V. F. G. A capacitive vibration-to-electricity energy converter with integrated mechanical switches // J. Micromech. Microeng. 2008. V. 18. P. 1–8.

14. Драгунов В. П., Остертак Д. И. Емкостной МЭМП с последовательной схемой включения компонентов // Доклады АН ВШ РФ. 2009. Т. 13. № 2. С. 106—116.

15. Драгунов В. П., Остертак Д. И. Электростатические взаимодействия в МЭМС со встречно-штыревой структурой // Доклады АН ВШ РФ. 2009. Т. 12. № 1. С. 99—106.

Молекулярная электроника и биоэлектроника

УДК 577.359

А. В. Рзянина, ассистент, e-mail; rzjanina@mail.ru, **А. Д. Усанов**, канд. физ.-мат. наук, доц., e-mail. Aka norton@mail.ru,

Ан. В. Скрипаль, д-р физ.-мат. наук, зав. каф., e-mail: skripalow@info.sgu.ru,

Д. А. Усанов, д-р физ.-мат. наук, проректор по НИР, зав. каф., e-mail: UsanovDA@info.sgu.ru, Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

ДЕЙСТВИЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК НА КЛЕТКИ МЛЕКОПИТАЮЩИХ ПРИ ЦЕНТРИФУГИРОВАНИИ

Проведено исследование действия углеродных нанотрубок на клетки млекопитающих МА-104 и А549 в процессе центрифугирования при скоростях из диапазона значений от 500 до 25 000 мин⁻¹. Также исследовалось действие нанотрубок на клетки млекопитающих при центрифугировании с предварительной обработкой суспензии клеток магнитным полем с индукцией 25 мТл и частотой 6 Гц. **Ключевые слова:** углеродные нанотрубки, магнитное поле, клетки млекопитающих

Ранее нами было проведено исследование биологической совместимости трех типов углеродных наноструктур с клетками фибробластов китайского хомячка [1]. Для сравнения были взяты: полимер полиакрилонитрил (ПАН), углеродный нанокристаллический материал (УНМ) на основе пиролизованного полиакрилонитрила (ППАН), а также очищенные от примесей углеродные нанотрубки. В результате проведенных экспериментов не было обнаружено токсического эффекта при культивировании клеток фибробластов китайского хомячка линии V-79 в присутствии углеродных наноструктур, УНМ и ПАН. Клетки прикреплялись к подложке культурального флакона, вытягивались, росли и образовывали полный монослой, как и в контроле, что можно рассматривать как свидетельство в пользу того, что протестированные нами углеродные нанотрубки, УНМ и ПАН вели себя как биосовместимые материалы. В то же время в литературе имеются сведения о том, что коммерческие препараты нанотрубок обладают цито- и генотоксичностью [2, 3]. Поэтому тщательная токсикологическая проверка каждого наноматериала, в частности нанотрубок, при различных условиях их взаимодействия с клетками является актуальной.

В настоящей статье приведены результаты исследования действия углеродных нанотрубок на два типа клеток млекопитающих линий MA-104 и A549 в процессе центрифугирования при скоростях из диапазона значений от 500 до 25 000 мин⁻¹. В связи с тем, что ранее нами было установлено существенное действие низкочастотного переменного магнитного поля на биообъекты [4, 5], исследовалось также действие нанотрубок на клетки при центрифугировании с предварительной обработкой суспензии клеток магнитным полем с индукцией 25 мТл и частотой 6 Гц.

Целью работы являлось выяснение способности углеродных нанотрубок нарушать процесс образования монослоя у культуры клеток млекопитающих, а также изучение влияния на последующее культивирование клеток в присутствии наноструктур переменного магнитного поля.

монослоя клеточной культуры. О нарушающем этот процесс действии углеродных наноструктур и влиянии на него магнитного поля судили по подсчету числа клеток в поле зрения микроскопа.

Результаты эксперимента

В результате проведенных экспериментов было установлено, что повреждающее действие углеродных нанотрубок начинает проявляться лишь на очень высоких скоростях центрифугирования. Клет-ки обоих клеточных линий МА-104 и А549 хорошо переносили высокоскоростное центрифугирование при 500—8000 мин⁻¹.

Незначительное разряжение монослоя можно было наблюдать в контрольной группе, лишь начиная с 10 000 мин⁻¹, при наблюдении на 4-й день культивирования.

На рис. 1 приведены фотографии клеточного монослоя на четвертый день культивирования для ско-

Культивирование клеток

Клетки линии МА-104 и А549 культивировали в среде DMEM с добавлением 10 % эмбриональной телячьей сыворотки и 2 % антибиотиков при 37 °С. Смена среды проводилась каждые 2—3 дня, пересев клеточного монослоя выполнялся на 3—4-й день при достижении конфлюэнтного слоя. Использовалась процедура пересева клеток и приготовления питательных сред, описанная в работе [6].

Методика эксперимента

Суспензии клеток помещали в микропробирки по 1 мл в каждую и центрифугировали их при различных скоростях в присутствии и отсутствии углеродных нанотрубок. Центрифугирование проводили на высокоскоростной центрифуге SIGMA 3K3O в широком лиапазоне скоростей (500, 1000, 3000, 4500, 6000, 8000, 10 000, 15 000, 20 000, 25 000 мин⁻¹). Отдельная группа клеток перед центрифугированием подвергалась обработке переменным магнитным полем с индукцией 25 мТл и частотой 6 Гц в течение 60 мин. Далее клетки высевали в культуральные флаконы ("Orange Scientific", 50 мл) в концентрации $2 \cdot 10^4$ кл/мл, после чего флаконы помещали в термостат. Каждый день проводилось наблюдение за морфологией клеток до образования монослоя [7]. Оценивали: вакуолизацию, адгезию и качество

A2 A1 Б1 Б2 B2 **B**1

Рис. 1. Клеточный монослой на четвертый день культивирования (черные грануляции справа — конгломераты нанотрубок) при различных скоростях центрифутированиям (мин⁻¹): А — 10 000,' Б — 15 000; В — 25 000. Здесь обозначено цифрой *1* — без углеродных нанотрубок; *2* — с углеродными нанотрубками

ростей центрифугирования от 10 000 до 25 000 мин⁻¹. Из приведенных на этом рисунке результатов следует, что в контроле все группы клеток сформировали монослой, кроме групп, которые центрифугировались в присутствии нанотрубок. В них наблюдалось отсутствие полного монослоя на четвертый день культивирования. Причем, если при 10 000 и 15 000 мин⁻¹ еще наблюдаются очаги роста клеток, хотя полностью сформированный монослой отсутствует, то при 25 000 мин⁻¹ видны только единичные клетки.

Таким образом, клетки, центрифугируемые в присутствии углеродных нанотрубок, не образовывали полного монослоя, начиная с 10 000 мин⁻¹. Это может свидетельствовать о том, что углеродные наноструктуры при центрифугировании на больших скоростях препятствуют образованию клеточного монослоя.

На рис. 2 представлена диаграмма, показывающая число клеток, прикрепившихся к подложке, видимых в поле зрения микроскопа на второй день культивирования. В контрольную группу входили пробы,

не подвергавшиеся центрифугированию (К — контроль, К УНТ — контрольные клетки с добавлением углеродных нанотрубок). Представлены также результаты для двух категорий клеток, подвергнутых центрифугированию при скоростях 12 000 и 17 000 мин⁻¹, когда наблюдается заметное разряжение клеточного монослоя после четвертого дня культивирования (12К — клетки, подвергнутые центрифугированию при 12 тыс. мин⁻¹, 12 УНТ — клетки, подвергнутые







Рис. 3. Клеточный монослой на четвертый день культивирования (черные грануляции справа — конгломераты нанотрубок) при различных скоростях центрифугированиям (мин⁻¹): А — 6000, Б — 8 000. Здесь обозначено цифрой *1* — без углеродных нанотрубок; 2 с углеродными нанотрубками

центрифугированию при 12 тыс. мин⁻¹ с добавлением углеродных нанотрубок. Подобные обозначения приняты для 17 тыс. мин⁻¹). Как видно из результатов, приведенных на рис. 2, все категории клеток, включая контрольную, реагируют на добавление нанотрубок снижением числа клеток, прикрепившихся к подложке на второй день культивирования. Однако на четвертый день культивирования контрольная группа успевает сформировать плотный монослой, а клетки, отцентрифугированные при высоких скоростях, не формируют полного монослоя. Этот факт также свидетельствует в пользу того, что высокоскоростное центрифугирование, начиная с определенных скоростей, оказывает влияние на способность клеток образовывать монослой.

Для сравнения на рис. 3 приведены фотографии клеточного монослоя при центрифугировании на скоростях 6000 и 8000 мин⁻¹. Видно, что если скорость меньше 10 000 мин⁻¹, то центрифугирование в присутствии углеродных нанотрубок не оказывает существенного влияния на вид клеточного монослоя.

Обработка суспензии клеток перед высокоскоростным центрифугированием переменным магнитным полем с индукцией 25 мТл и частотой 6 Гц в течение 60 мин, как можно видеть из рис. 4, не вызывает существенных изменений в способности клеток образовывать монослой, но существенно повышает его качество. Монослой клеток после обработки магнитным полем более плотный, ровный, в нем на-



Рис. 4. Сравнение качества монослоя: А — клеток, необработанных магнитным полем; Б — клеток, обработанных магнитным полем

блюдается отсутствие грануляции. Последнее может быть связано с тем, что и для клеток млекопитающих наблюдается установленный ранее факт повышения митотической активности клеток сорго [8] при воздействии магнитного поля с упомянутыми выше параметрами.

Заключение

В результате экспериментального исследования способности углеродных нанотрубок оказывать влияние на процесс формирования монослоя у клеток млекопитающих можно считать установленным, что нарушение этого процесса под действием углеродных нанотрубок начинает проявляться лишь на очень высоких скоростях центрифугирования — свыше 10 000 мин⁻¹. При 500—8000 мин⁻¹ клеточный монослой практически неотличим от

контрольного, незначительное разряжение монослоя наблюдается, начиная со скоростей центрифугирования 10 000 мин⁻¹, на четвертый день культивирования.

Обработка суспензии клеток перед центрифугированием переменным магнитным полем с индукцией 25 мТл и частотой 6 Гц в течение 60 мин не влияет на способности клеток образовывать монослой, но существенно повышает его качество. Монослой клеток после обработки магнитным полем более плотный, ровный, в нем наблюдается отсутствие грануляции.

В заключение отметим, что вопрос о характере действия нанообъектов на живые организмы и, в частности, на клетки млекопитающих остается открытым. Возможно, что общераспространенные методы исследований недостаточно точны для нахождения ответа на этот вопрос. Поэтому в задачи исследований необходимо включать поиск методов, позволяющих более точно оценивать влияние нанообъектов на живые организмы. Особое внимание следует уделять моделированию экспериментов и созданию ситуаций, в которых действие нанообъектов на живые организмы может проявляться при определенных условиях или комбинации ряда условий.

Список литературы

1. Рзянина А. В., Скрипаль А. В., Усанов Д. А., Скрипаль Ан. В., Островский Н. В. и др. Оценка биологической совместимости углеродных наноструктур с клетками фибробластов китайского хомячка линии V-79 // Нанои микросистемная техника. 2008. № 6. С. 57—59.

2. Колесниченко А. В., Тимофеев М. А., Протопопова М. В. Токсичность наноматериалов — 15 лет исследований // Российские нанотехнологии. 2008. Т. З. № 3-4. С. 54-61.

3. Lewinski N., Colvin V., Drezek R. Cytotoxicity of nanoparticles // Small. 2008. V. 4. № 1. P. 26–49.

4. Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Усанов А. Д., Рзянина А. В. Влияние низкочастотного магнитного поля на выживаемость и плодовитость пресноводного рачка — Daphnia magna Straus // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. 2008. № 5. С. 51—53.

5. Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Рзянина А. В., Усанов А. Д. Воздействие переменного низкочастотного магнитного поля на рост одноклеточной водоросли Scenedesmus // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. 2009. № 3. С. 39—43.

6. Шиакова Д. Л., Фадеева Т. А., Красавин Е. А. Действие малых доз облучения на клетки китайского хомячка // Радиационная биология. Радиоэкология. 1998. Т. 38. № 6. С. 841—847.

7. **Герасимов И. Г., Попандопуло А. Г.** Оценка жизнеспособности клеток по их морфометрическим параметрам на примере культивируемых фибробластов // Цитология. 2007. Т. 49. № 3. С. 204—209.

8. Беляченко Ю. А., Усанов А. Д., Тырнов В. С., Усанов Д. А. Влияние низкочастотного магнитного поля на митотическую активность клеток сорго // Биомедицинская радиоэлектроника. 2007. № 11. С. 57—60.

В. М. Агафонов¹, канд. физ.-мат. наук, доц., **В. Г. Криштоп**^{1, 2}, канд. физ.-мат. наук, доц., науч. сотр.,

М. В. Сафонов¹, канд. физ.-мат. наук, науч. сотр., ¹ Московский физико-технический институт (государственный университет), г. Долгопрудный, Московская обл.,

² Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, г. Черноголовка, Московская обл.

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ МОЛЕКУЛЯРНО-ЭЛЕКТРОННОГО ПЕРЕНОСА В МИКРО- И НАНОСТРУКТУРАХ

Важнейшим достоинством преобразователей, созданных на базе молекулярно-электронной технологии, является исключительно высокая крутизна преобразования механического сигнала в электрический ток. В основе действия приборов данного класса лежит принцип диффузионного переноса заряда в условиях вынужденной конвекции, возникающей при действии внешнего ускорения. В данной работе показана возможность создания современных высокоточных микроакселерометров, основанных на молекулярно-электронном переносе (MET molecular-electron transfer) в наноструктурах.

Ключевые слова: молекулярно-электронная технология, молекулярно-электронный перенос, преобразование механических сигналов, конвективная диффузия, передаточная функция, микроакселерометры, наноструктуры, микроэлектронная технология

Одна из первых основополагающих работ, в которой исследована возможность создания молекулярно-электронного преобразователя параметров движения, принадлежит Ларкаму [1] и датирована 1965 годом. Примерно в то же время под руководством Н. С. Лидоренко, основателя научно-технического направления, получившего название "молекулярная электроника", были созданы первые действующие образцы молекулярно-электронных преобразователей (МЭП) [2, 3]. Большое число работ, включая (но не ограничиваясь) работы [4-11], было посвящено изучению происходящих в молекулярноэлектронном преобразователе физических процессов. С распадом СССР работы по созданию МЭП были прекращены и возобновились в конце прошлого века в МФТИ. На сегодняшний день в Центре молекулярной электроники МФТИ на базе МЕТтехнологии разработано несколько десятков оригинальных экспериментальных приборов и систем, предназначенных для решения самых разных задач, среди которых можно отметить, например, систему инерциальной диагностики железнодорожного полотна или систему локализации положения бура, основанную на регистрации вращательных колебаний земной поверхности.

Устройство МЭП показано на рис. 1. Работа МЭП основана на том, что прохождение тока через него в значительной степени определяется гидродинамическим движением раствора, вызванным действием внешних механических возмущений. В МЭП скорость химической реакции на электродах значительно больше скорости доставки к ним реагирующих веществ. В этом случае при протекании реакции в МЭП появляется градиент концентрации реагирующих веществ, и перенос заряда в неподвижном электролите осуществляется с помощью молекулярной диффузии от одного электрода к другому. Если же жидкость приходит в движение под воздействием сил инерции, то наряду с молекулярной диффузией возникает конвективный перенос ионов, что резко изменяет скорость доставки реагирующих веществ к электродам и соответственно ток, идущий через МЭП, как это показано на рис. 2. Возможно добиться линейности выходного сигнала по ускорению в широком частотном и динамическом диапазоне, причем усиление сигнала по мощности может превышать 10⁶ раз.

Если сравнивать приборы на основе МЭП с существующими устройствами регистрации механических сигналов, в первую очередь, следует рассматривать механические и электромеханические приборы и приборы на основе микромашинной технологии (MEMS).

Механические и электромеханические приборы для измерения параметров движения, которые традиционно используют в сейсмологии, имеют ряд недостатков, из-за которых они получили не слишком



Рис. 1. Молекулярно-электронный преобразователь:

1— керамическая или стеклянная трубка; 2— электролит; 3— пористые керамические перегородки; 4— аноды; 5— катоды; a— внешнее механическое ускорение; V_{out} — выходной сигнал



Рис. 2. Распределение концентрации электролита в электродном узле с плоскими проницаемыми электродами:

 c_0 — равновесная концентрация электролита; c(x) — установившаяся при наличии напряжения смещения концентрация; А анод; К — катод. На нижнем рисунке показано, как изменяется распределение концентрации c(x) под воздействием набегающего потока жидкости

широкое распространение, несмотря на превосходные характеристики. Самый существенный недостаток — это сложность механической системы и очень высокие требования к качеству изготовления элементов точной механики, что существенным образом отражается на конечной стоимости таких приборов. Также к недостаткам следует отнести существенные ограничения на транспортировку приборов, их большую массу и длительное время выхода на рабочий режим.

В последнее время с развитием микроэлектроники и квантовой оптики появились измерительные приборы на основе микромашинной технологии, которые вполне могут составить серьезную конкуренцию традиционным механическим устройствам по простоте в использовании и себестоимости, но их рабочий диапазон частот располагается в более высокочастотной области спектра. В области низких и инфранизких частот (от сотых герца до десятков герц) такие приборы имеют неудовлетворительные характеристики и непригодны для использования, например, в сейсмологии или при проектировании прецизионных систем управления.

Приборы на основе МЭП лишены значительной части недостатков как одного, так и другого класса приборов. Они не содержат элементов точной механики, и в то же время их характеризует высокая эффективность преобразования механического сигнала в электрический на уровне происходящих в МЭП физических процессов, а не только с помощью корректирующей электроники, что позволяет им по своим характеристикам на порядки превзойти параметры, достигнутые всеми известными микромеханическими устройствами. Приборы на основе МЭП успешно соперничают и с намного более дорогими прецизионными электромеханическими и магнитомеханическими приборами, так как имеют значительно меньшую массу и на порядок меньшую стоимость. Кроме того, приборы МЭП нетребовательны к условиям транспортировки, практически не тратят времени при выходе на рабочий режим, отличаются рекордно низким энергопотреблением, долгим сроком службы и чрезвычайно просты в эксплуатации.

Тем не менее, приборы на основе МЭП, выпускаемые в настоящее время, незначительно проигрывают лучшим образцам электро- и магнитомеханических моделей по уровню собственных шумов в высокочастотной области, а при сравнении с MEMS к недостаткам следует отнести, во-первых, недостаточно высокую верхнюю граничную частоту (не более 1 кГц на сегодняшний день), что, впрочем, типично для всех относительно медлительных современных электрохимических систем, и, во-вторых, на порядок большую стоимость.

В настоящее время электродные узлы для МЭП изготовляют из металлической сетки с диаметром проволоки порядка 100 мкм. Существующая технология накладывает ограничения на дальнейшее уменьшение геометрических параметров электродного узла, таких как, например, расстояние между электродами, или диаметр проволоки. Кроме того, механические допуски на параметры выпускаемых сетчатых электродов достаточно велики, и изготовленные преобразователи могут иметь существенный разброс параметров и требовать индивидуальной настройки сопутствующей электроники, что не всегда приемлемо в массовом производстве.

Разработка технологии промышленного производства электродных узлов МЭП с использованием стандартных микроэлектронных технологий позволит значительно миниатюризировать электродный узел, а также минимизировать разброс параметров преобразователя, снизить энергопотребление и существенно уменьшить стоимость готовых сенсоров. Принципиальная новизна состоит в том, что молекулярно-электронный преобразователь, изготовленный на основе микро- и нанотехнологий, может иметь характерный размер основных конструктивных элементов вплоть до 100 нм, т. е. на 2-3 порядка уменьшить характерные размеры преобразующих элементов, достижимые с помощью используемых в настоящее время технологий. Существенное уменьшение размеров преобразующих элементов радикально отразится на повышении технических параметров сенсоров на их основе.

Следует отметить, что простое масштабирование используемых в настоящее время конфигураций преобразователей бесперспективно и с технической, и с экономической точки зрения. Необходимо разработать электродный пакет максимально технологичным, пригодным для изготовления с помощью современных стандартных микроэлектронных технологий. В перспективе следует иметь в виду возможность размещения одного или нескольких чувствительных элементов на основе преобразующих твердотельно-жидкостных наноструктур в стандартном для современных микросхем корпусе (например, DIP или PLCC).

Для описания процессов переноса и преобразования сигнала и расчета частотных, динамических и шумовых характеристик разрабатываемых МЭП необходимо решить систему уравнений гидродинамики и конвективной диффузии в условиях протекания через электрохимическую ячейку переменного потока электролита. В ранних теоретических моделях исследовалась в основном сильно упрощенная одномерная задача [1-3]. Расчеты в рамках такой модели не давали удовлетворительного соответствия экспериментальным данным. Были разработаны теоретические модели для некоторых конфигураций, близких к существующим электродным системам, с использованием аналитических и численных методов [4—19]. В частности, в работе [12] было показано, что необходим последовательный учет геометрии преобразующей ячейки, в общем случае представляющей собой достаточно сложную трехмерную структуру.

Необходимо отметить, что большинство разработанных ранее теоретических моделей применимо в основном в области низких частот (от тысячных долей до единиц герц). Практическая ценность этих моделей связана, в частности, с широким использованием датчиков на основе МЭП в длиннопериодной сейсмологии. Для создания микро- и нанопреобразователей потребовалась разработка соответствующих теоретических моделей. В связи с этим в последние годы появилось множество новых работ по изучению процессов переноса в молекулярно-электронных преобразователях различных геометрий и исследованию характеристик таких преобразователей как в области низких и инфранизких частот [8-11], так и в высокочастотной области спектра [14-18]. Остановимся подробно на работах, которые могут быть особенно перспективны с точки зрения изготовления электродного узла по микроэлектронной технологии.

В работе [13] получены выражения для диффузионного тока в случае пульсирующего течения электролита в диэлектрическом канале, на внутренней поверхности которого имеется система кольцевых электродов (рис. 3). В работе [14] теми же авторами показано, что диффузионный ток пропорционален 1/f в области частот выше диффузионной частоты $f_D = D/h^2$, где D — коэффициент диффузии. Но при частотах выше гидродинамической $f_v = v/a^2$, где v вязкость, распределение скоростей начинает сильно отличаться от квазистационарного пуазейлевского, что приводит к появлению зависимости частотной характеристики вида $1/f^{1,5}$.



Рис. 3. Чувствительный элемент МЭП в виде плоского диэлектрического канала с электродами на внутренней поверхности, использовавшийся для расчетов в работах [13, 14]:



Однако в работах [15-17] на примере ячейки с цилиндрическим катодом и удаленным анодом произвольной формы было показано, что при некотором соотношении параметров системы возникает ситуация, когда спад характеристики замедляется, начиная с гидродинамической частоты. Уменьшение крутизны спада характеристики объясняется интенсификацией гидродинамического переноса электрореактивных носителей вблизи поверхности электрода с ростом частоты. В высокочастотном пределе, когда гидродинамическая длина много меньше характерных размеров обтекаемого тела, интенсивность гидродинамического переноса носителей в приповерхностной области нарастает с ростом частоты воздействия ~ \sqrt{f} , что несколько компенсирует спад характеристики, обусловленный общим уменьшением области, из пределов которой частицы успевают диффундировать на электрод в течение периода изменения сигнала. Кроме того, в работе [17] показано, что существует предел для чувствительности преобразователей с сетчатыми электродами, который не может быть преодолен варьированием геометрических параметров сетки. В работе [18] были предприняты прямые измерения электрохимической составляющей передаточной функции МЭП и получены результаты, в целом подтверждающие выводы работы [17].

В работах [19, 20] нестационарная конвективная диффузия в электродных узлах существующих молекулярно-электронных преобразователей была ис-



Рис. 4. Чувствительный элемент МЭП в виде решетки из круглых цилиндрических электродов, использовавшийся для расчетов в работе [20]



Рис. 5. Распределение концентрации в МЭП с планарными электродами [21]. Латинскими буквами обозначены линии с постоянной концентрацией

следована с использованием численных методов. Электродная система реального преобразователя представлена в виде модельной структуры электродов из четырех плоскопараллельных рядов цилиндров (рис. 4). Установлено [20], что при частотах, меньших диффузионной f_D , коэффициент передачи не зависит от частоты. Увеличение частоты приводит к уменьшению коэффициента передачи, и в диапазоне частот $f_D \leq f \leq f_h$ наблюдается спад характеристики вида 1/f. В области частот $f_h < f < f_p$ скорость спада увеличивается и приближается к $1/f^2$. При дальнейшем увеличении частоты скорость спада уменьшается практически до $1/f^{1,5}$, что, по мнению автора, обусловлено искажением профиля потока в ячейке электродной сетки при достижении частоты f_p . Установленное в данной работе уменьшение характера спада на высоких частотах находится в полном соответствии с результатами, полученными аналитически в работе [17].

В работе [2] методами математического моделирования было показано, что важнейшим параметром преобразующей структуры электродов, нанесенных на внутреннюю поверхность диэлектрического канала (рис. 5), является расстояние между электродами катодно-анодной пары: уменьшение этого расстояния до значений порядка 100 нм, помимо сдвига диффузионной частоты в сторону высоких частот, приводит к существенному уменьшению нелинейных искажений в таком преобразователе и расширению рабочего динамического диапазона датчика на его основе.

Отметим, что результаты, полученные в работе [21] относительно расширения диапазона линейной работы преобразователя вместе со сдвигом диффузионной частоты в сторону высоких частот, в определенном смысле соотносятся с результатами, полученными в работе [1] для квазиодномерной модели с плоскими проницаемыми электродами, для которой было показано, что в предельном случае стационарного потока электролита отклик по току такой ячейки абсолютно линеен независимо от скорости потока (уровня внешнего сигнала). Тот же вывод относительно линейности сигнального отклика следует и для частот сушественно ниже диффузионной (квазистационарный случай), которая при уменьшении расстояния *d* между электродами сдвигается в высокочастотную область обратно пропорционально d^2 . Однако новизна и практическая значимость полученных в работе [21] результатов состоит в том, что при уменьшении размеров электродной структуры и сдвиге характерных частот в килогерцовую область повышается линейность отклика не только при частотах ниже диффузионной частоты, но и при более высоких частотах.

Вместе с тем, с уменьшением характерных размеров электродной структуры и геометрических размеров рабочего канала, заполненного электролитом, снижается и уровень собственных шумов преобразователя. В частности, это относится к механизму неравновесного гидродинамического шума, связанного с конвективной неустойчивостью в жидкости в преобразующем элементе, исследованному в работе [22].

Таким образом, один из важнейших выводов, следующих из работ [9—21], состоит в том, что изменением геометрических параметров преобразователя можно существенно влиять на его передаточную функцию. При этом уменьшение линейных размеров преобразователя приводит к расширению рабочего диапазона в область более высоких частот (потенциально до 10 кГц), наряду с повышением других технических, технологических и эксплуатационных характеристик преобразователя. Последнее обстоятельство имеет решающее значение для создания измерительных устройств на основе молекулярно-электронного переноса в наноструктурах.



и — скорость потока электролита; размеры структуры даны в микрометрах



Рис. 7. Образец электродного узла:

а — поверхность, полученная травлением; "волна" не более 0,2 мкм, локальные неоднородности не более 0,6 мкм; *б* — микроэлектродная структура преобразователя; неточность изготовления не более 1 мкм

На основании полученных теоретических результатов были созданы экспериментальные образцы МЭП с характерными размерами менее 10 мкм планарной электродной структуры, напыленной на поверхности кремниевой пластины. Схематическое изображение преобразующей структуры показано на рис. 6. Для изготовления образцов использовались прецизионная фотолитография, электронно-лучевое напыление нанопленок тугоплавких металлов, методы химического травления и другие современные микро- и наноэлектронные технологии. Использованные методы широко применяют в полупроводниковой промышленности при изготовлении электронных компонентов и интегральных микросхем, однако опыт применения этих методов для изготовления приборов на основе молекулярно-электронного переноса в твердотельно-жидкостных микрои наноструктурах до сих пор был весьма ограничен.

В процессе изготовления экспериментальных образцов были изучены технологические возможности и определены технологические цепочки производства электродных узлов молекулярно-электронных пре-









Рис. 10. Уровень шумов датчика на основе преобразующей микроэлектродной структуры



Рис. 11. ФЧХ датчика на основе преобразующей микроэлектродной структуры

образователей с характерными размерами от 10 мкм до 100 нм. Фотографии преобразующих твердотельно-жидкостных микроструктур, выполненных по микроэлектронной технологии, показаны на рис. 7.

На основе разработанного преобразующего элемента, представленного на рис. 7, был создан и исследован экспериментальный датчик, аналогичный серийно выпускаемым молекулярно-электронным геофонам (рис. 8). Проведенные испытания показали, что сенсор имеет плоскую АЧХ в частотном диапазоне вплоть до 40 Гц (рис. 9; дополнительный спад АЧХ на низких частотах обусловлен влиянием механической подсистемы), а также уровень шумов не хуже -90 дБ от уровня 1 м/с² · Гц^{1/2} (рис. 10). Фазовая характеристика (рис. 11) качественно не отличается от характеристики стандартного молекулярно-электронного геофона.

Высокое гидродинамическое сопротивление исследованного образца обусловило достаточно высокий уровень шума (на 10-30 дБ выше, чем для аналогичных приборов, выпускаемых в настоящее время по традиционной сеточной технологии) и относительно невысокую чувствительность. Однако предполагается, что промышленно выпускаемые образцы будут содержать большое число таких элементарных преобразующих элементов, это существенно снизит уровень собственных шумов, связанных с влиянием гидродинамического сопротивления преобразователя и повысит его коэффициент преобразования.

Импеданс элементарной ячейки разработанной преобразующей структуры оказался достаточно большим (на низких частотах межэлектродное сопротивление имеет значение около 15 кОм). Данное обстоятельство заметно сказалось на снижении чувствительности образца в области высоких частот. Вместе с тем, вследствие увеличения диффузионной частоты примерно в 40-50 раз, чувствительность на низких частотах для исследованного образца оказалась достаточно высокой по сравнению с чувствительностью стандартного молекулярно-электронного датчика. Таким образом, было показано, что при определенной модификации разработанной конструкции на ос-

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 6, 2010 -

нове микроэлектронной технологии можно получить преобразующий элемент, значительно превосходящий современные молекулярно-электронные датчики по частотному и динамическому диапазонам работы.

Измерители параметров движения на основе молекулярно-электронного переноса в наноструктурах, при их невысокой себестоимости при массовом производстве с использованием современных микрои наноэлектронных технологий и качественном повышении технических параметров, имеют весьма широкую сферу применения, включая сейсморазведку (в том числе 2D и 3D, включая векторную), системы навигации (в том числе портативные персональные и предназначенные для малых автономно действующих аппаратов), системы виброконтроля и сейсмического мониторинга состояния зданий и сооружений, некоторые медицинские приложения (такие как носимые системы кардиомониторинга, ортопедии и спортивной медицины), автомобильные системы безопасности, робототехника и многие другие.

Авторы выражают благодарность В. Г. Попову (ИПТМ РАН), И. Н. Ескину (МФТИ), В. В. Кононенко (ИОФ РАН), В. В. Денискину (НИИ ФП), Р. Н. Выдумкиной (ИПТМ РАН), Н. Ушаковой (ИПТМ РАН), Е. Шелеминой (ИПТМ РАН), В. Т. Волкову (ИПТМ РАН), Я. Биндлер (Mettech, USA), В. В. Платонову (ТЦ МИЭТ), В. В. Амеличеву (ТЦ МИЭТ), А. Соболеву (ИРЭ РАН), Е. Коростылеву (НОЦ "Нанотехнологии" МФТИ).

Список литературы

1. Larkam C. W. Theoretical Analysis of the Solion Polarized Cathode Acoustic Linear Transducer // The Journal of Acoustical Society of America. 1965. V. 37, N 4. P. 664–678.

2. Введение в молекулярную электронику / Под ред. Н. С. Лидоренко. М.: Энергоатомиздат, 1984.

3. **Лидоренко Н. С.** Хемотроника // Электротехника. 1965. № 3. С. 1—3.

4. **Графов Б. М.** К расчету диффузионного потока на вибрирующий электрод // Электрохимия. 1967. Т 3. С. 935—940.

5. Графов Б. М. О влиянии периодически изменяющегося во времени гидродинамического потока на предельный диффузионный поток // Электрохимия. 1968. Т. 4. С. 542—545.

6. Боровков В. С., Графов Б. М., Новиков А. А. и др. Электрохимические преобразователи первичной информации. М.: Машиностроение, 1969.

7. Графов Б. М., Укше Е. А. Электрохимические цепи переменного тока. М.: Наука, 1973.

8. Клименков Е. Я., Графов Б. М., Левич В. Г., Стрижевский И. В. О предельном токе электрода, занимающего внутреннюю поверхность канала // Электрохимия. 1969. Т. 5. С. 202—206.

9. Мартемьянов С. А., Воротынцев М. А., Графов Б. М. Конвективная диффузия около близко расположенных планарных электродов // Электрохимия. 1979. Т. 15. С. 1256—1259.

10. Григин А. П., Ильин Б. И., Петькин Н. В. Стационарная конвективная диффузия в тонком сферическом слое / Электрохимия. 1980. Т. 16. С. 714—717.

11. Вяселев М. Р., Мифтахов А. Г., Султанов Э. И. Теория электрохимического преобразователя переменного тока на основе двумерной модели // Электрохимия. 2002. Т. 38, № 2. С. 239.

12. Козлов В. А., Тугаев П. А. Влияние геометрии электрохимической ячейки на частотную зависимость ее неравновесного импеданса и тока в условиях конвективной диффузии // Электрохимия. 1996. Т. 32, вып. 12. С. 1436—1443.

13. Козлов В. А., Терентьев Д. А. Исследование частотных характеристик пространственно ограниченной электрохимической ячейки в условиях конвективной диффузии // Электрохимия. 2002.Т. 38, вып. 9. С. 1104—1112.

14. Козлов В. А., Терентьев Д. А. Передаточная функция диффузионного преобразователя при частотах выше гидродинамической // Электрохимия. 2003. Т. 39, вып. 4. С 443—449.

15. Агафонов В. М., Криштоп В. Г. Исследование АЧХ молекулярно-электронного преобразователя с новой геометрией // Микросистемная техника. 2004. № 9. С. 40—45.

16. **Agafonov V. M., Krishtop V. G.** Diffusion Sensor of Mechanical Signals: Frequency Response at High Frequencies // Russian Journal of Electrochemistry. 2004. V. 40, N 5. P. 537–541.

17. Агафонов В. М., Криштоп В. Г. Частотная характеристика диффузионного датчика механических сигналов на высоких частотах // Электрохимия. 2004. Т. 40, № 5. С. 606—611.

18. Дудкин П. В. Прямое измерение электрохимической составляющей передаточной функции молекулярно-электронного преобразователя механических движений // Труды XLV Научной конференции Московского физико-технического института, г. Долгопрудный, 2003 г.

19. Захаров И. С., Козлов В. А., Сафонов М. В. Особенности амплитудно-частотной характеристики базовой модели молекулярно-злектронного акселерометра // Известия вузов. Электроника. 2003. Вып. 2.

20. Захаров И. С., Козлов В. А. Стационарная конвективная диффузия и нелинейные эффекты в электрохимическом преобразователе // Электрохимия. 2003. Т. 39, № 4. С. 447—451.

21. Агафонов В. М., Бугаев А. С., Орел А. А. Нелинейные явления в молекулярно-электронной ячейке планарного типа // Нано- и микросистемная техника. 2009. № 5. С. 32—38.

22. Сафонов М. В. Флуктуации диффузионного тока молекулярно-электронного преобразователя в условиях свободной конвекции // Электронный журнал "Исследовано в России". 2004. С. 2433—2447.

Информация

Международная научно-техническая конференция и молодежная школа-семинар

Нанотехнологии-2010

Россия, Краснодарский край, пос. Дивноморское, 19—24 сентября 2010 г.

Тематика конференции:

- фундаментальные проблемы нанотехнологии;
- наноэлектроника;
- наноматериалы;
- наносистемная техника;
- биомедицинские нанотехнологии;
- оборудование и приборы для нанотехнологий;
- проблемы образования в области нанотехнологии;
- проблемы безопасности в нанотехнологии;
- бизнес и инновации в нанотехнологии.

Организаторы:

Министерство образования и науки РФ; Российская академия наук; Государственный комитет по науке и технологиям Республики Беларусь; Академия инженерных наук РФ; Нанотехнологическое общество России; Южный федеральный университет и др.

Сопредседатели конференции:

Валиев К. А.,	академик РАН, ФТИ РАН
Минкин В. И.,	академик РАН, НИИФ и ОХ РГУ, ЮНЦ РАН
Захаревич В. Г.,	профессор, Южный федеральный университет

Сопредседатели программного комитета конференции:

Орликовский А. А., академик РАН, ФТИ РАН Коноплев Б. Г., профессор, ТТИ ЮФУ

Секретариат:

Молчанова Людмила Федоровна, зам. директора НОЦ НТ ЮФУ Поляков Вадим Витальевич, доцент ТТИ ЮФУ

Регистрация:

по адресу: http://fep.tti.sfedu.ru/russian/conferenc/nano2010/register.php

Контакты:

Факс: (8634) 311-584, Тел.: (8634) 371-611 E-mail: nano2010@fep.tti.sfedu.ru

Данное и последующие информационные сообщения доступны в INTERNET по адресу: http://www.fep.tti.sfedu.ru в разделе "КОНФЕРЕНЦИИ"

CONTENTS

Keywords: carbon nanotubes, field emitters, nickel bases, CVD-method, heterogeneous reactions, homogeneous reactions

Keywords: arrays of carbon nanotubes, mechanical adhesiveness of surfaces, multilevel assembly of chips

Keywords: mercury cadmium telluride, radiation defects, photonic detector, ion implantation

Keywords: C-V measurements, C-V characteristics, MOS structures, semiconductor structures, test signal, impedance, network analyzer

Keywords: computer simulation, doping in silicon, implantation, donor and acceptor impurities, relief nanocolumns

Kloss Yu. Yu., Rogozin O. A., Tcheremissine F. G. Computer Simulation of the Multistage Knudsen Micropump in Plane Geometry. 24

The multistage Knudsen micropump that is based on thermal creep phenomenon and do not have moving parts is studied by means of computer simulation. Parametric analysis of the pump performances is carried out. Solution of the Boltzmann kinetic equation is made with the application of the conservative projection method for the evaluation of the collision integral.

Keywords: Knudsen pump, microdevices, thermal creep, Boltzmann equation, computer simulation

With the help of modern device-technological modeling the distributions of carriers of a charge, density of currents and recombination speed in two-collector lateral bipolar the magnetotransistor generated in a well at external connection of contacts to a substrate and to a well are investigated. The experimental research dual-collector lateral bipolar magnetotransistor with base in well, as sensor of weak magnetic fields is spent. The absolute sensitivity 900 V/T, voltage of noise in a working mode and resolution $5 \cdot 10^{-10}$ T is determined.

Mechanisms of formation of sensitivity dual-collector lateral and planar bipolar magnetotransistors on the basis of change in a magnetic field of current lines of the injected charge carriers are considered. The analysis of distribution of a current in structures of devices gives the list of mechanisms of sensitivity and the recommendation about its increase at the expense of a choice of structure bipolar magnetotransistor.

Keywords: bipolar magnetotransistor, current lines, galvanomagnetic effect

Dragunov V. P., Ostertak D. I. *An Electrostatic Microelectromechanical Converter with a Series Circuit* . . 37 The results of theoretical and experimental study of single-capacitor microelectromechanical mechanical-toelectrical energy converter with a series circuit are presented. The analysis of the converter operation is carried out, and analytical expressions for evaluation of the converter parameters are derived. The dependences of the load voltage against time and frequency of the capacitance modulation are calculated and also measured. It was established that the dependence of the output power versus modulation frequency and load resistance has a maximum.

Keywords: ambient energy harvesting, variable capacitor, micropower generator, microelectromechanical converter, capacitance modulation, mechanical-to-electrical conversion, electrostatic energy converter

Keywords: cafbon nanotubes, mammalian cells, magnetic field

Keywords: molecular-electronic technology, molecular-electron transfer, conversion of mechanical signals, convective diffusion, transfer function, microaccelerometers, nanostructures, microelectronic processing

For foreign subscribers:

Journal of "NANO and MICROSYSTEM TECHNIQUE" (Nano- i mikrosistemnaya tekhnika, ISSN 1813-8586)

The journal bought since november 1999. Editor-in-Chief Ph. D. Petr P. Maltsev

ISSN 1813-8586.

Address is: 4, Stromynsky Lane, Moscow, 107076, Russia. Tel./Fax: +7(499) 269-5510. E-mail: nmst@novtex.ru; http://www.microsystems.ru

Адрес редакции журнала: 107076, Москва, Стромынский пер., 4. Телефон редакции журнала (499) 269-5510. E-mail: nmst@novtex.ru Журнал зарегистрирован в Федеральной службе по надзору за соблюдением законодательства

в сфере массовых коммуникаций и охране культурного наследия.

Свидетельство о регистрации ПИ № 77-18289 от 06.09.04.

Дизайнер Т. Н. Погорелова. Технический редактор Е. М. Патрушева. Корректор Т. В. Пчелкина

Сдано в набор 16.04.2010. Подписано в печать 18.05.2010. Формат 60×88 1/8. Бумага офсетная. Печать офсетная. Усл. печ. л. 6,86. Уч.-изд. л. 8,56. Заказ 468. Цена договорная

Отпечатано в ООО "Подольская Периодика", 142110, Московская обл., г. Подольск, ул. Кирова, 15

- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 6, 2010 -