

ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.384.8

В.С. Гуров, П.И. Кукса

ГИПЕРБОЛОИДНЫЙ ОСЕСИММЕТРИЧНЫЙ ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОР НА УПРОЩЕННОЙ ЭЛЕКТРОДНОЙ СИСТЕМЕ

Приводятся результаты расчетов параметров гиперboloидного осесимметричного энергоанализатора с использованием конусных асимптотических поверхностей в качестве торцевых электродов. Представлена геометрия и ионно-оптическая схема энергоанализатора. Построены зависимости влияния различных параметров на энергетическое разрешение и светосилу, а также параметра эффективности.

Ключевые слова: электронная и ионная оптика, энергоанализатор, электродные системы.

Введение. Гиперboloидные осесимметричные энергоанализаторы заряженных частиц, возможность создания которых была показана в [1,2], для формирования электростатического поля используют электродные системы, представляющие собой гиперboloиды вращения – однополостный (так называемый «кольцевой электрод») и двуполостный (так называемые «торцевые электроды») [2]. Исследование [3] фокусирующих свойств электростатических гиперboloидических полей, формируемых такими электродными системами, показало перспективы использования для создания энергоанализаторов упрощенных гиперboloидных электродных систем, гиперboloидические торцевые электроды которых представляют собой конусные асимптотические поверхности. Гиперboloидная электродная система подобного рода может быть реализована при стремлении ее геометрического фактора $\gamma = r_a/d$ к бесконечности, при условии постоянства r_a . Величины r_a и d являются характерными размерами полной гиперboloидной электродной системы и равны наименьшим расстояниям от ее центра до кольцевого и торцевого электродов соответственно [2].

В настоящей работе приведены результаты расчетов параметров и экспериментального обследования гиперboloидного осесимметричного энергоанализатора с конусными торцевыми электродами и влияния на них различных факторов: входной энергии частиц, удаленности точечного источника, ширины и положения селек-

тирующей щели на выходном торцевом электроде.

Геометрия и результаты моделирования. Геометрия предлагаемой упрощенной гиперboloидной осесимметричной электродной системы и ионно-оптическая схема энергоанализатора с пролетом частиц, которая может быть на ней реализована, представлены на рисунке 1.

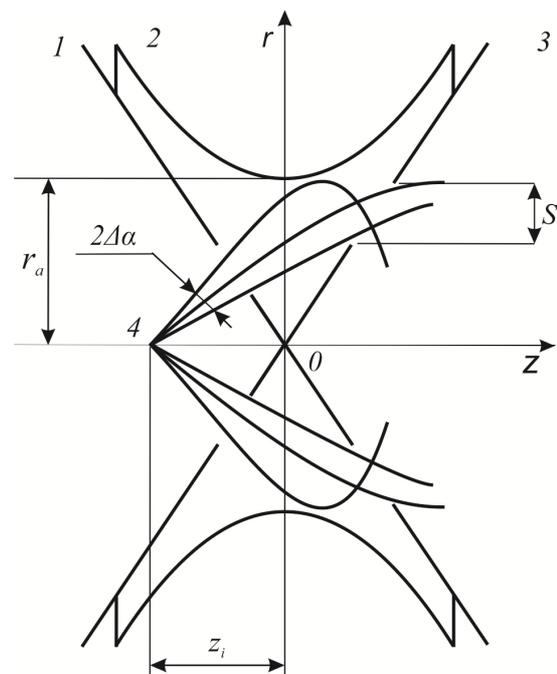


Рисунок 1 – Геометрия гиперboloидного осесимметричного энергоанализатора с конусными торцевыми электродами

Электродная система образована тремя электродами, двумя конусными торцовыми (входным 1 и выходным 3) и кольцевым 2, который является гиперboloидом вращения. Уравнение входного и выходного торцовых электродов имеет вид:

$$2z^2 = r^2$$

и представляет собой уравнение асимптотических поверхностей полной гиперboloидной осесимметричной электродной системы [2]. Для кольцевого электрода имеем следующее уравнение:

$$r^2 + r_a^2 = 2z^2.$$

Распределение потенциала в рабочем объеме предлагаемого энергоанализатора и уравнения движения заряженных частиц в нем аналогичны полученным ранее для полной гиперboloидной электродной системы [2]. Частицы из точечного источника 4, расположенного на оси системы и удаленного от ее центра на расстояние z_i , вводятся в поле энергоанализатора через соосные кольцевые щели во входном и выходном торцовых электродах. Подбирая начальные условия ввода (координату, угол, энергию) частиц, можно осуществить в плоскости выходного торцового электрода пространственную фокусировку заряженных частиц первого порядка.

В качестве расчетных параметров энергоанализатора использовались разрешение по энергиям и светосила. Разрешение по энергиям определялось по ширине аппаратной функции на ее полувысоте, светосила рассчитывалась по величине телесного угла как:

$$\Omega = \Delta\alpha \sin \alpha_{-p} \cdot 100\%,$$

где $\Delta\alpha$ – полураствор входных углов, α_{-p} – средний угол ввода частиц в энергоанализатор. Энергия анализируемых частиц характеризуется энергетическим фактором P , равным $P = \sqrt{U_i/U_K}$, где U_i – входная энергия частиц, U_K – потенциал кольцевого электрода. При расчете параметров допускалась идеальность точечного источника и распределения потенциала в рабочем объеме анализатора.

Результаты проведенных расчетов показывают, что определяющее влияние на параметры предлагаемого энергоанализатора оказывает ширина S селективирующей щели. Так, увеличение S от $0,01r_a$ до $0,1r_a$ приводит для $P=1,0$ и $z_i=-d$ к возрастанию светосилы системы с 3 до 15 %. Разрешение по энергиям при этом падает с 250 до 25 (см. рисунок 2). Расчет влияния шири-

ны селективирующей щели на разрешающую способность $R_{0,5}$ и светосилу Ω энергоанализатора для различных значений удаленности точечного источника z_i , энергетического фактора P показал, что аналогично [3] достаточно хорошо выполняются соотношения вида:

$$R_{0,5} = v_R(P, z_i, \gamma)/S, \Omega = v_\omega(P, z_i, \gamma)\sqrt{S}.$$

При этом произведение $R_{0,5}\Omega^2$ может также выступать для этого типа гиперboloидного энергоанализатора в качестве параметра эффективности Q [3], поскольку эта величина не зависит от ширины селективирующей щели, а определяется только условиями анализа частиц, т.е. набором величин P и z_i . Увеличение энергетического фактора P приводит к увеличению разрешающей способности энергоанализатора и к уменьшению или слабому влиянию на светосилу прибора, что определяется величиной z_i (см. рисунок 2).

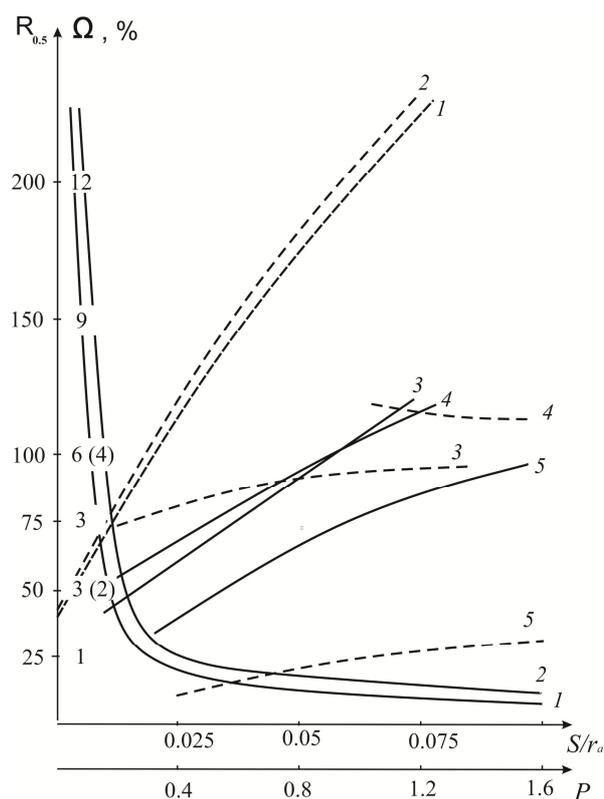


Рисунок 2 – Влияние ширины селективирующей щели S и энергетического фактора P на разрешающую способность $R_{0,5}$ и светосилу Ω энергоанализатора для различных значений удаленности точечного источника z_i

Линиям соответствуют следующие параметры: 1 - $z_i = -1$, $P = 1$; 2 - $z_i = -1$, $P = 1,3$;

3 - $z_i = -1$; 4 - $z_i = -0.5$; 5 - $z_i = -3$. Падение светосилы с увеличением P наблюдается при приближении источника к входному торцовому электроду, т.е. при стремлении $z_i \rightarrow 0$. Зависимость параметра эффективности от энергетического фактора также неоднозначна (см. рисунок 3).

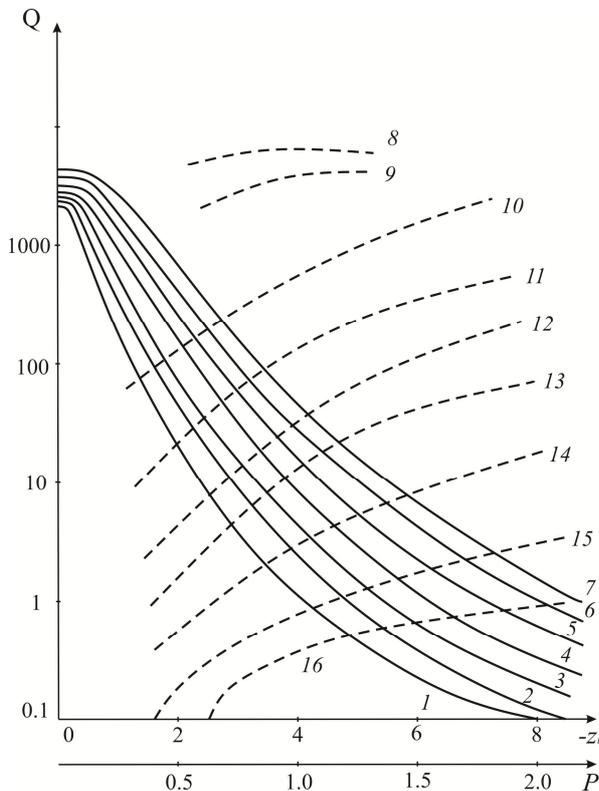


Рисунок 3 – Зависимость параметра эффективности Q энергоанализатора от величины энергетического фактора P и удаленности точечного источника z_i для различных условий ввода

На рисунке 3 линиям 1-7 соответствуют следующие значения параметра P : 0,4; 0,6; 0,8; 1; 1,2; 1,6; 2. Линиям 8-16 соответствуют следующие значения параметра z_i : -0,5; 1; 2; 3; 4; 5; 6; 8; 10 соответственно.

Для положения источника вблизи входного торцового электрода эффективность энергоанализатора с увеличением P слабо падает. При удалении точечного источника от входного торцового электрода эффективность энергоанализатора возрастает с увеличением P , но при этом величина эффективности заметно, на несколько порядков, падает, что показано на рисунке 3. В целом, как показывают расчеты, возможно создание энергоанализатора на предлагаемой электродной системе со светосилой до 5 % при разрешении по энергиям 100.

Результаты эксперимента. Экспериментальный образец энергоанализатора был выполнен на гиперболической электродной системе с характерным размером $r_a = 19$ мм и имел следующие расчетные параметры: разрешение по энергиям – 10; светосила – 5 %; удаленность точечного источника от центра системы – 47,5 мм; коэффициент связи – 1,40; средний угол ввода частиц $\alpha_{\text{отн}} = 0,335$ рад; полураствор входных углов $\Delta\alpha = 0,07$ рад. Полеобразующие электроды были изготовлены из меди методом электрохимического формования с последующим нанесением на рабочую поверхность защитного покрытия из золота.

Экспериментальная проверка параметров энергоанализатора осуществлялась по известной методике [4]. В качестве калибровочного источника использовался источник электронов с прямонакальным V-образным вольфрамо-рениевым катодом диаметром 0,05 мм, помещенным в модулятор с выходной диафрагмой диаметром 0,4 мм. Измерения показали, что разброс электронов по энергиям из источника не превышал 1,2 эВ. Дополнительные сферические сетки на выходе из источника обеспечивали ускорение электронов и их равномерное угловое распределение.

Экспериментально снимались энергетические пики на выходе энергоанализатора для нескольких значений ускоряющего напряжения $U_{\text{уск}}$ в диапазоне от 20 до 400 В. При увеличении $U_{\text{уск}}$ происходило уширение энергетического пика, сдвиг его максимума в сторону более высоких значений напряжения $U_{\text{эн}}$ на кольцевом электроде энергоанализатора. По экспериментальным зависимостям ширины энергетических пиков на полувысоте $\Delta U_{0,5}$ от величины ускоряющего напряжения $U_{\text{уск}}$ и величины $U_{\text{энmax}}$, соответствующей максимуму кривой энергетического распределения для различных $U_{\text{уск}}$, были экспериментально определены разрешение и коэффициент связи предлагаемого энергоанализатора, которые хорошо согласуются с расчетными. Экспериментально полученное значение разрешения по энергии равно $R_{0,5} = 10$, коэффициент связи, определенный по зависимости $U_{\text{эн}} = f(U_{\text{уск}})$, равен 1,40. Оценка светосилы системы проводилась измерением электронного потока, вводимого в рабочий объем энергоанализатора и выводимого из него, и достаточно хорошо соответствует расчетному значению 5 %.

На рисунке 4 приведены расчетная и снятая экспериментально формы аппаратурной функции предлагаемого энергоанализатора. Видно хорошее качественное совпадение результатов расчета и эксперимента.

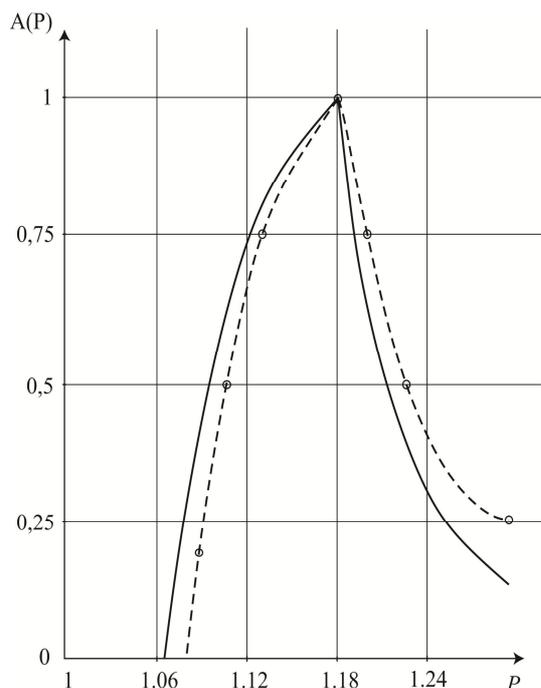


Рисунок 4 – Расчетная и экспериментальная формы аппаратурной функции предлагаемого энергоанализатора

Выводы. Проведенные теоретические и экспериментальные исследования показали возможность создания электростатических энергоанализаторов на упрощенных гиперболоидных осесимметричных электродных системах путем замены гиперболических торцовых электродов конусными, асимптотическими.

Библиографический список

1. Гуров В.С. Энергоанализатор заряженных частиц на осесимметричной квадрупольной линзе. - В сб.: Электроника. Рязань: РРТИ, 1976. - Вып. 3.- С. 77-79.
2. Гуров В.С., Шеретов Э.П. О возможности создания энергоанализатора заряженных частиц на гиперболоидной осесимметричной линзе//ЖТФ.- 1984.- Т. 54.- № 12.- С. 2383-2386.
3. Шеретов Э.П., Гуров В.С. О выборе параметра, определяющего эффективность работы гиперболоидных осесимметричных энергоанализаторов.// ЖТФ.-1985.-Т. 55.- № 8.- С. 1632-1635.
4. Козлов И.Г. Методы энергетического анализа электронных потоков. - М.: Атомиздат, 1971.-С.189.

УДК 620.91:662.97

В.В. Трегулов, Н.В. Вишняков, Ю.В. Воробьев, Д.В. Алмазов

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ АНТИОТРАЖАЮЩЕГО ПОКРЫТИЯ КРЕМНИЕВОГО ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ НА ОСНОВЕ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Представлены результаты исследования особенностей структурных характеристик антиотражающих пленок пористого кремния, сформированных на фронтальной поверхности кремниевых фотоэлектрических преобразователей солнечной энергии. Показано, что пленки пористого кремния, сформированные электрохимическим способом при освещении поверхности и в темновых условиях, имеют отличия в шероховатости внешней поверхности.

Ключевые слова: атомно-силовая микроскопия, антиотражающее покрытие, пористый кремний, фотолюминесценция, фотоэлектрический преобразователь солнечной энергии.

Введение. Несмотря на то, что в настоящее время на многопереходных кремниевых структурах с концентратором солнечной энергии получен коэффициент полезного действия порядка 44 % (Solar Junction, USA) [1, 2], повышение эффективности традиционных кремниевых фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) на основе *p-n*-переходов остается актуальной задачей. Одним из способов ее решения является формирование на фронтальной поверхности

p-n-перехода антиотражающего покрытия в виде тонкой пленки пористого кремния (*por-Si*) [3]. На основе анализа публикаций по данной проблеме, представленного в обзоре [4], можно утверждать, что применение пленки заметно повышает эффективность ФЭП за счет снижения отражательной способности. Важной особенностью кремниевых ФЭП является малая глубина залегания *p-n*-перехода, не более 0,5 мкм от поверхности [5]. Как показано в работе [6], опти-

мальное отношение толщины антиотражающей пленки *por-Si* к глубине залегания *p-n*-перехода составляет от 2,3 до 5. Дальнейшее увеличение толщины пленки *por-Si* приводит к снижению эффективности ФЭП вследствие возникновения дефектов, приводящих к усилению генерационно-рекомбинационных процессов в области пространственного заряда *p-n*-перехода [6]. В то же время структурные, оптические и электрофизические характеристики пленок *por-Si* существенно зависят от условий их формирования [4].

Целью работы является исследование структуры поверхности антиотражающих пленок *por-Si*, сформированных электрохимическим способом, с помощью методов спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) и сканирующей зондовой микроскопии.

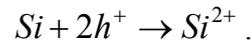
Экспериментальная часть. Исследуемые образцы на основе *n⁺-p*-перехода были изготовлены диффузией фосфора на кремниевой пластине *p*-типа проводимости с ориентацией поверхности (100) и удельным сопротивлением 1 Ом·см. Предварительно пластина подвергалась текстурирующему травлению в водном растворе *KOH*. Глубина залегания *n⁺-p*-перехода составляет 0,5 мкм. После проведения диффузии фронтальная поверхность образца (*n⁺-область*) промывалась в 20 % водном растворе *HF* для удаления пленки фосфоросиликатного стекла. Затем на поверхности *n⁺-слоя* формировалась пленка *por-Si* методом анодного электрохимического травления в электролите, состоящем из *HF* и *C₂H₅OH* (соотношение компонентов 1:1). Процесс проводился при плотности тока 12 мА/см² в течение 2 минут. В этих условиях, согласно [6], были изготовлены структуры с оптимальными характеристиками и высокой эффективностью преобразования.

Для исследований было изготовлено 3 образца. Образец №1 представлял собой исходный ФЭП с *n⁺-p*-переходом без пленки *por-Si*. Образец №2 содержал пленку *por-Si*, сформированную без освещения *n⁺-поверхности* ФЭП в ходе электрохимического травления. Пленка *por-Si* образца №3 изготавливалась при освещении *n⁺-поверхности* ФЭП белым светом.

Анализ публикаций [4] свидетельствует о том, что *por-Si* не формируется при анодном электрохимическом травлении на кремнии *n*-типа проводимости без освещения его поверхности. В то же время на кремнии *p*-типа пленки *por-Si* формируются как при освещении поверхности, так и в темновых условиях.

Роль освещения при электрохимическом процессе формирования *por-Si* на кремнии *n*-типа заключается в обеспечении достаточной

концентрации дырок на границе кремний/электролит. Именно с участием дырок (*h⁺*) протекает реакция начального этапа формирования пористого слоя:



Образующиеся неустойчивые ионы *Si²⁺* в дальнейшем диспропорционируются [7].

Несмотря на то, что образец №2 был изготовлен в темновых условиях, на его фронтальной поверхности (*n⁺-слой*) все же происходило формирование пленки *por-Si*. Это можно объяснить тем, что в данном случае источником дырок является *p*-область диодной *n⁺-p*-структуры. При электрохимическом травлении положительное напряжение от источника питания подается через графитовый катод, находящийся в электролите, на *p*-область, а электролит непосредственно контактирует с *n⁺-областью* диодной структуры. При этом *n⁺-p*-переход смещен в прямом направлении. Электроны из *n⁺-слоя* инжектируются в базовую область *p*-типа. Дырки из *p*-области попадают в *n⁺-область* и частично рекомбинируют в ней. Благодаря малой толщине *n⁺-области* и большой напряженности электрического поля обратного смещенного перехода, возникающего на границе *n⁺ ↔ электролит*, часть дырок доходит до внешней поверхности *n⁺-слоя* и участвует в электрохимической реакции. Таким образом, формирование пористого слоя становится возможным при отсутствии освещения поверхности анода.

При облучении пленки *por-Si* образца №3 азотным лазером с длиной волны 337 нм и средней мощностью 1 мВт наблюдалась слабая ФЛ в видимой области спектра. Спектр ФЛ (рисунок 1) регистрировался автоматизированным спектрометром USB-4000-VIS-NIR.

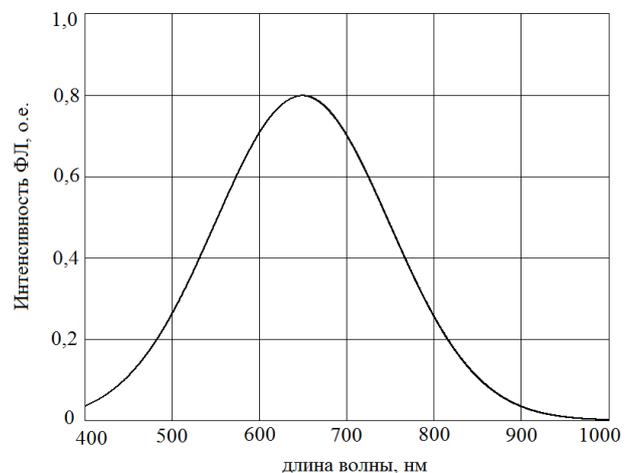


Рисунок 1 – Спектр ФЛ пленки *por-Si* образца №3

Согласно данным [8], спектр ФЛ образца №3 (рисунок 1) типичен для пленок *por-Si* с раз-

мерами кремниевых кристаллитов 3,1–3,7 нм.

Пленка *por-Si* образца №2 не обладала ФЛ в видимой области спектра, что можно объяснить отсутствием в пленке нанокристаллических структур и наличием в ней более крупных кремниевых кристаллитов.

Исследование поверхности образцов производилось на сканирующем зондовом микроскопе Solver-Pro (ЗАО «НТ-МДТ», Россия) в режиме полуконтактной атомно-силовой микроскопии (АСМ). Обработка результатов сканирования производилась с помощью программного обеспечения Image Analysis P9, входящего в прикладной пакет программ NOVA для Solver-Pro [9].

Все исследуемые образцы имеют практически одинаковый характер рельефа фронтальной поверхности, который в основном определяется текстурированием подложки. На рисунках 2 и 3 представлены двумерное и объемное изображения типичного фрагмента поверхности исследуемых образцов (для определенности показан рельеф фронтальной поверхности образца №1).

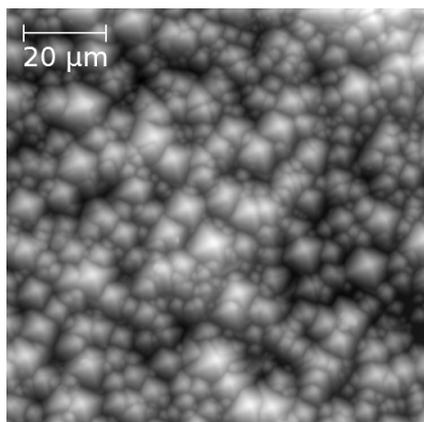


Рисунок 2 – Изображение фронтальной поверхности экспериментального образца №1

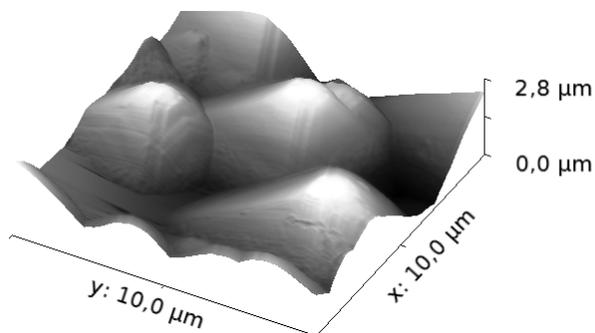


Рисунок 3 – Объемное изображение участка поверхности экспериментального образца №1

По результатам сканирования поверхности для всех исследованных образцов были построены графики гистограммы локальных высот рельефа (рисунок 4).

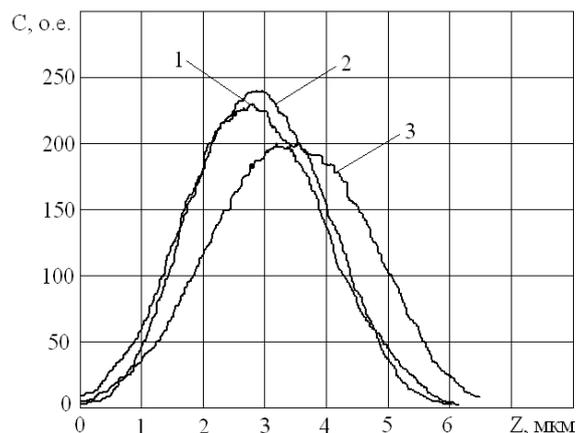


Рисунок 4 – Гистограммы локальных высот рельефа: 1 – образец №1; 2 – образец №2; 3 – образец №3

Среднеквадратическое отклонение полученных распределений характеризует шероховатость поверхности образцов. Максимум на распределении в данном случае соответствует пиковой высоте неровностей рельефа. Результаты расчетов этих параметров представлены в таблице.

Результат измерения шероховатости поверхности образцов

Параметр	Образец		
	№1	№2	№3
Пиковая высота, мкм	2,85	2,92	3,40
Шероховатость, мкм	0,90	0,94	1,00

Из таблицы следует, что образец №3 имеет более шероховатую поверхность по сравнению с образцом №2. Это объясняется ростом интенсивности электрохимического травления при освещении по сравнению с темновыми условиями. Вместе с тем, скорость электрохимического травления кремния для кристаллографического направления (100) максимальна по сравнению с другими направлениями [4], поэтому изменения формы профиля микроструктуры фронтальной поверхности исследуемых образцов практически не наблюдается.

Выводы. Таким образом, формирование антиотражающей пленки *por-Si* на фронтальной n^+ -поверхности традиционного кремниевого ФЭП возможно как при освещении поверхности пластины в ходе электрохимического процесса, так и в темновых условиях. Электрохимическое травление при освещении поверхности способствует формированию пленки *por-Si* с наноразмерными кремниевыми кристаллитами и на 5 % более высокой величиной шероховатости по сравнению с темновыми условиями.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания по НИИР «Исследование электрофизических характеристик полупроводниковых гетероструктур преобразователей солнечной энергии» на научном оборудовании Регионального центра зондовой микроскопии коллективного пользования Рязанского государственного радиотехнического университета.

Библиографический список

1. NREL. National Renewable Energy Laboratory. URL: <http://www.nrel.gov/pv> (07.02.2013).
2. NREL. Best Research-Cell Efficiencies. URL: <http://solarlove.org/wp-content/uploads/2013/06/nrel-solar-cell-efficiency-graph.jpg> (07.02.2013).
3. Трегулов В.В. Особенности свойств пленок пористого кремния, сформированных на текстурированной подложке / В.В. Трегулов, М.В. Афонин, Ю.В. Воробьев, Н.М. Толкач // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. – 2013. – № 4-1 (46). – С. 103–107.
4. Трегулов В.В. Пористый кремний: технология, свойства, применение. Рязань: РГУ им. С.А. Есенина. 2001. 124 с.
5. Зи С. Физика полупроводниковых приборов Т.2. М.: Мир, 1984. 456 с.
6. Трегулов В.В., Скопцова Г.Н. Влияние антиотражающего покрытия на электрофизические характеристики кремниевого фотоэлектрического преобразователя солнечной энергии // Научно-технический вестник Поволжья. 2013. № 2. С. 44–47.
7. Горячев Д.Н., Беляков Л.В., Сресели О.М. О механизме образования пористого кремния // Физика и техника полупроводников. 2000. Т. 34. № 9. С. 1130–1134.
8. Решина И.И., Гук Е.Г. Комбинационное рассеяние и люминесценция пористого кремния // Физика и техника полупроводников. 1993. Т. 27. № 5. С. 728–735.
9. Модуль обработки изображений Image Analysis P9: справочное руководство. М.: ИТ-МДТ, 2011. 431 с.

УДК 543.456, 621.317.023, 621.315.592

В.С. Литвинова, В.Г. Литвинов

ВЕКТОРНЫЙ АНАЛИЗ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ НАНОКОНТАКТА МЕТАЛЛ – ПОЛУПРОВОДНИК

Рассмотрены ограничения существующих электрических зондовых методов исследования полупроводниковых наноматериалов и наноструктур. Обсуждены особенности локального метода определения концентрации носителей заряда в полупроводнике с использованием сканирующей микроволновой микроскопии.

Ключевые слова: нанокontakt, сканирующая микроволновая микроскопия, векторный анализ электрических цепей, полупроводник, концентрация носителей заряда.

Введение. Развитие нанотехнологий связано с успехами в создании методов исследования физических свойств материалов и веществ в нанометровом диапазоне. Выдающиеся успехи достигнуты в технике и расширении областей применения различных видов микроскопии. Отдельное место занимает сканирующая зондовая микроскопия, а именно атомно-силовая микроскопия (АСМ). С момента изобретения первого сканирующего зондового микроскопа в 1981 – 1986 гг. [1] техника АСМ развивалась гигантскими темпами. В настоящее время известно множество разновидностей АСМ, позволяющих получать изображения поверхности тел различной жесткости, включая живые объекты, контраст которых формируется за счет различных механизмов взаимодействия атомов поверхности

и зонда. С другой стороны, важными являются электрофизические характеристики наноматериалов и наноструктур. Разновидности АСМ (метод измерения статических вольт-амперных характеристик, сканирующая емкостная микроскопия [1]) позволяют исследовать электрические свойства материалов. К недостаткам данных методов относятся ограничения на тип исследуемых материалов, чувствительность к шумам, отсутствие адекватной физической модели исследуемой структуры, что влечет за собой получение ошибочных выводов по результатам измерений. Для исследования полупроводниковых барьерных (диодных) микроструктур применяется спектроскопия адмиттанса [2], подразумевающая исследование комплексной проводимости образца при изменении величины на-

пряжения постоянного смещения, частоты измерительного сигнала и температуры. Для этого используются RLC-метры, рассчитанные на диапазон частот измерительного сигнала 20 Гц – 2 МГц (например, Agilent E4980A), и измерительная ячейка с возможностью изменения температуры образца в диапазоне 10 – 500 К. Предполагается, что диапазон измеряемой емкости образца лежит в пределах 1 – 1000 пФ. Электронные состояния в таких структурах также можно исследовать методом релаксационной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) [3-5]. При необходимости исследовать электрические свойства в нанометровом диапазоне размеров контактов для формирования диодной структуры используется точечный контакт проводящего зонда АСМ к поверхности полупроводниковой наноструктуры [6-8]. В работах [7, 8] авторы использовали совместно технику АСМ и токовую релаксационную спектроскопию глубоких уровней для исследования микро- и макронеоднородностей электрофизических свойств квантово-размерных гетероструктур с квантовыми ямами и точками. Подобный подход можно применить для комбинирования атомно-силового микроскопа для формирования точечного контакта с нанометровыми размерами и промышленным RLC-метром. Однако такой подход имеет один существенный недостаток. Электрическая барьерная емкость точечного барьерного контакта металл – полупроводник лежит в фемтофарадном диапазоне, что делает весьма проблематичным применение промышленного RLC-метра или DLTS-спектрометра, не рассчитанного на работу в указанном диапазоне емкостей. Проблема прецизионного измерения малых емкостей частично решается в так называемой сканирующей микроволновой микроскопии (СММ) – разновидности АСМ, в которой через проводящий зонд на образец подается СВЧ измерительный сигнал и изучается его взаимодействие с образцом с помощью векторного анализатора цепей [9]. Уход в область сверхвысоких частот (1 – 20 ГГц) и использование векторного анализатора электрических цепей позволяет решить проблему влияния шумов. Однако до недавнего времени СММ применяется только для исследования ограниченной разновидности полупроводниковых наноструктур – структур металл – диэлектрик – полупроводник (МДП). В данной работе будут обсуждены возможности применения микроволновой микроскопии для исследования точечно-барьерных структур или наноконтактов металл – полупроводник как альтернативы локальной спектроскопии адмиттанса.

Целью работы является разработка основных математических соотношений для локального метода определения концентрации носителей заряда в полупроводнике с использованием сканирующей микроволновой микроскопии.

Теоретические исследования. В СММ СВЧ сигнал подается на образец – МДП-структуру через длинную линию на проводящий зонд АСМ. Электрические свойства образца и параметры длинной линии (сопротивление) влияют на отражение СВЧ сигнала и на коэффициент рассеянного отраженного сигнала или коэффициент отражения S_{11} [9, 10].

$$S_{11} = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0},$$

где: Z_0 – полное сопротивление длинной линии или волновое сопротивление подводящей СВЧ сигнал линии, обычно составляет 50 Ом; Z_L – полное сопротивление нагрузки или образца, которое эквивалентно сопротивлению точечного контакта проводящего зонда АСМ и полупроводника. В методе СММ для образцов МДП-структур Z_L содержит только реактивную емкостную составляющую, определяемую последовательным сопротивлением как [9]:

$$\frac{1}{C_{total}} = \frac{1}{C_{pad}} + \frac{1}{C_{ins}},$$

$$Z_L = -\frac{j}{2\pi f C_{total}},$$

где: C_{pad} – геометрическая емкость контакта металла и диэлектрика, C_{ins} – емкость поверхностных состояний вблизи и на границе раздела диэлектрик – полупроводник, C_{total} – полная емкость, j – мнимая единица, f – частота измерительного сигнала.

В случае точечного барьерного контакта (наноконтакта) металл – полупроводник схема замещения будет несколько иная (рисунок 1) [11]. Такой контакт обладает выпрямительными свойствами диода, и предполагается, что на него подано также постоянное обратное напряжение. В данном случае r_1 – радиус закругления контакта зонда АСМ, r_2 – радиус внутренней границы области пространственного заряда (ОПЗ), C_s – барьерная емкость диода, C_{cant} – емкость, образованная между поверхностью кантилевера и поверхностью образца, R_s – сопротивление базы диода, определяемое сопротивлением растекания точечного контакта радиусом r_2 за пределами ОПЗ. Радиус r_2 зависит от постоянного напряжения смещения, а сопротивление

$R_s = \frac{\rho}{4\pi r_2}$ [11], где ρ – удельное сопротивление полупроводника.

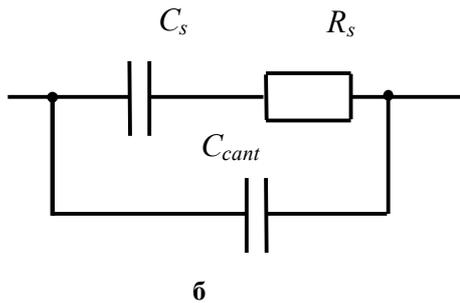
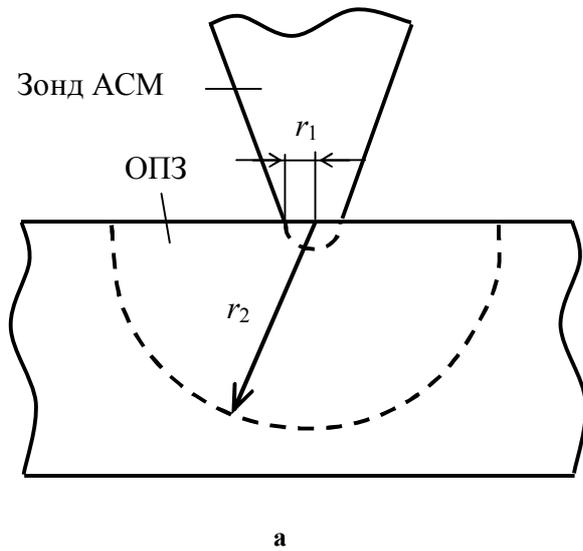


Рисунок 1 – Точечный барьерный контакт:
 а – контакт в разрезе (штриховой линией показан край ОПЗ);
 б – электрическая схема замещения точечного барьерного контакта

Авторы работы [10] проанализировали измерительную систему и получили, что паразитная емкость C_{cant} соизмерима с емкостью наноконтакта и ее нужно учитывать при калибровке измерительного оборудования. Барьерная емкость диода, как известно, зависит от уровня легирования базы и от напряжения смещения [11], и это свойство может быть использовано для определения концентрации легирующей примеси. Для этого необходимо исследовать изменение барьерной емкости наноконтакта в зависимости от напряжения. В работах [9, 12] по применению СММ показано, что в СВЧ диапазоне измерительных сигналов работает приближение линейной зависимости изменения электрической емкости исследуемого образца в фемтофарадном диапазоне от изменения коэффициента отражения:

$$\Delta C = k\Delta S_{11}, \quad (1)$$

где k – коэффициент пропорциональности. Такая эмпирическая зависимость была получена на тестовых структурах, представляющих собой МДП конденсаторы с емкостями в диапазоне 1,82 – 16,41 фФ [9]. В случае наноконтакта металл – полупроводник необходимо выбирать частоты, при которых реактивное сопротивление хотя бы на порядок больше активного:

$$X_C = \frac{1}{2\pi f C_s} \geq 10R_s. \quad (2)$$

В работе [13] авторами подробно рассмотрена математическая модель наноконтакта металл – полупроводник. На примере GaAs, в диапазоне концентраций мелкой легирующей примеси $10^{15} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$, радиусе закругления контакта 10 – 100 нм (типично для радиуса закругления острия зонда АСМ) барьерная емкость наноконтакта изменяется в пределах $10^{-2} - 1$ фФ.

Результаты расчета сопротивления растекания R_s на примере n-GaAs представлены на рисунке 2, а реактивного сопротивления емкости X_C – на рисунке 3.

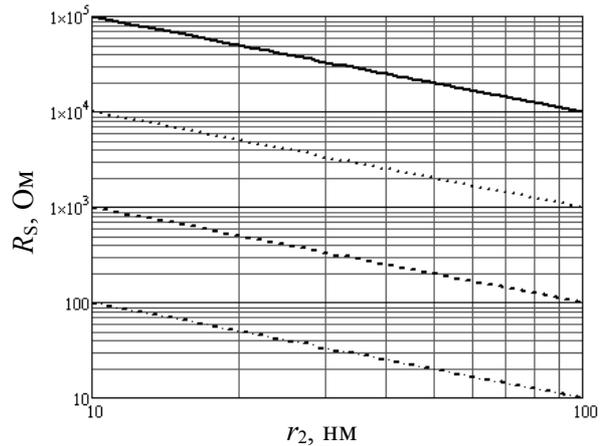


Рисунок 2 – Результаты расчета сопротивления R_s для различных величин радиуса закругления внешней границы ОПЗ сферического наноконтакта. Сплошная линия соответствует концентрации свободных электронов $N=10^{15} \text{ см}^{-3}$, точечная – $N=10^{16} \text{ см}^{-3}$, пунктирная – $N=10^{17} \text{ см}^{-3}$, штрихпунктирная – $N=10^{18} \text{ см}^{-3}$

Емкость 10 аФ соответствует радиусу наноконтакта примерно 5 – 8 нм, 100 аФ – радиусу 30 – 70 нм, 1 фФ – радиусу 100 – 300 нм в диапазоне концентраций электронов $10^{15} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [13]. Из рисунков 2 и 3 следует, что наилучший случай для проведения измерений может наблюдаться для низкого уровня легирования, когда сопротивление растекания велико. Однако при подборе зонда с большим радиусом закругления, например 50 нм (емкость около 100 аФ), из рисунка 3 следует, что условие (2) будет выполняться при частоте СВЧ сигнала менее 8 ГГц и

измерения становятся возможными с использованием приближения (1).

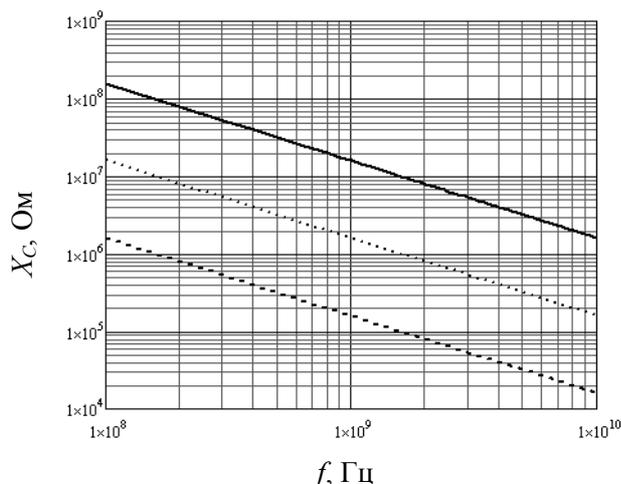


Рисунок 3 – Результаты расчета сопротивления X_C сферического наноконтакта для различных частот. Сплошная линия соответствует емкости наноконтакта 10 аФ, точечная – 100 аФ, пунктирная – 1 фФ

Емкость наноконтакта можно изменять, подавая различное обратное напряжение, и таким образом получить сперва зависимость $S_{11}(U)$, которую затем пересчитать в зависимость $C_S(U)$ – вольт-фарадную характеристику (ВФХ) наноконтакта. Вид ВФХ барьерного контакта определяется геометрическими характеристиками наноконтакта r_2 и r_1 , высотой потенциального барьера со стороны металла, величиной концентрации ионизированной примеси (свободных носителей заряда) [11, 13]. В конечном счете, выбор математической модели наноконтакта будет сильно влиять на результаты обработки ВФХ. Например, в методе СММ принято использовать приближение емкости плоского конденсатора при размерах контакта порядка 1 мкм [9, 10] и пренебрегать краевыми эффектами. В этом случае можно использовать известное приближение обедненного слоя [11] для расчета концентрации легирующей примеси на краю ОПЗ контакта металл – полупроводник, в локальной области нанометровых размеров:

$$N = -\frac{2}{e\epsilon\epsilon_0} \left[\frac{d \left(\frac{1}{C^2} \right)}{dU} \right]^{-1}, \quad (3)$$

где: e – элементарный заряд, C – удельная барьерная емкость.

Непосредственный учет краевых эффектов, возникающих при переходе от плоскостного контакта к сферическому, может натолкнуться

на сильные затруднения в связи с сильным влиянием также и электрически активных поверхностных состояний. Поэтому выражение (3) на практике скорее не будет выполняться. Однако использование тестовых структур, изготовленных из определенного полупроводника с определенным уровнем легирования, и тестовых зондов с известными радиусами закругления позволит в дальнейшем уточнить саму методику и провести необходимую калибровку рассмотренной методики для локального определения концентрации носителей заряда в полупроводнике с использованием сканирующей микроволновой микроскопии.

Заключение. Таким образом, в работе рассмотрены особенности применения техники СММ для характеристики наноконтакта металл – полупроводник. Показано, что диапазон типичных для проводящих зондов АСМ радиусов закругления 10 – 100 нм и диапазон частот 1 – 20 ГГц, используемые в векторном анализе электрических цепей в СММ, пригодны для изучения электрических свойств наноконтакта металл – полупроводник.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в Региональном центре зондовой микроскопии коллективного пользования (РЦЗМкп) при ФГБОУ ВПО «РГРТУ».

Библиографический список

1. Миронов В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии: учеб. пособие для студентов старших курсов высших учебных заведений. – М.: Техносфера. 2005. – 144 с.
2. Beguwala M., Crowell C.R. Characterization of multiple deep level systems in semiconductor junctions by admittance measurements // Solid-State Electronics. – 1974. – Vol. 17. – P. 203-214.
3. Литвинов В.Г., Ермачихин А.В., Кусакин Д.С. DLTS исследование диода Шоттки на основе гетероструктуры InGaAs/GaAs с квантовой ямой // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. – 2013. – № 2 (44). – С. 91-96.
4. Гришанкина Н.В., Литвинов В.Г., Гудзев В.В., Рыбин Н.Б. Исследование диодных структур на основе Si и a-Si:H методом токовой релаксационной спектроскопии глубоких уровней в режиме эмиссии и захвата // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. – 2011. – № 37. – С. 72-80.
5. Ермачихин А.В., Кострюков С.А., Литвинов В.Г., Рыбин Н.Б. Исследование шумовых свойств и тэлектронных состояний диода Шоттки на основе гетероструктуры InGaAs/GaAs с квантовой ямой // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. – 2012. – № 41. – С. 98-103.
6. Литвинов В.Г., Рыбин Н.Б. Токовая релаксационная спектроскопия глубоких уровней в полупро-

водниковых структурах на основе точечного барьерного контакта // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. – 2012. – № 42-1. – С. 28-33.

7. Litvinov V., Kozlovsky V., Sadofyev Yu., Rybin N. Local study of the energy spectrum of electrons in CdSe/ZnSe QD structure by current DLTS cooperated with AFM // Phys. Status Solidi C. – 2012. – V. 9. – P. 1772-1775.

8. Kozlovsky V.I., Litvinov V.G., Sviridov D.E., Milovanova O.A., Rybin N.B. Local measurement of conduction band offset for ZnCdS/ZnSSe nanostructure by Laplace current DLTS cooperated with AFM technique // Phys. Status Solidi C. – 2010. – V. 7. – No. 6. – P. 1536-1538.

9. Shijie Wu, Jing-Jiang Yu Attofarad Capacitance Measurement with Scanning Microwave Microscopy.

Application Note. – Agilent Technologies. 2010. 5990-5702EN.

10. Oladipo A.O., Kasper M., Lavdas S., Gramse G., Kienberger F., Panoiu N.C. Three-dimensional finite-element simulations of a scanning microwave microscope cantilever for imaging at the nanoscale // Appl. Phys. Lett. – 2013. – V. 103. – P.2131061-2131064.

11. Зу С.М. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Энергия, 1973. – 656 с.

12. Karbassi A., Ruf D., Bettermann A.D., Paulson C.A., van der Weide D.W., Tanbakuchi H., Stankliff R. Quantitative scanning near-field microwave microscopy for thin film dielectric constant measurement // Rev. Sci. Instrum. – 2008. – V. 79. – P.094706.

13. Востоков Н.В., Шашкин В.И. Электрические свойства наноконтактов металл – полупроводник // ФТП. – 2004. – Т. 38. – Вып. 9. – С. 1084-1089.

УДК 532.542

С.В. Головастов, А.Е. Коробов, В.В. Миронов

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛООБМЕНА В ТЕПЛОВЫХ ТРУБАХ

Получены данные для эффективности интенсификации витой трубы для трех различных режимов течения: ламинарного, переходного и турбулентного. Изучено влияние числа Рейнольдса на величину интенсификации теплообмена с помощью витой трубы. Получены данные для эффективности интенсификации вставок витой ленты, для двух различных лент и двух модельных жидкостей для ламинарного течения. Проведено сравнение численных данных с экспериментальными. Оказалось, что при низких числах Рейнольдса интенсификация теплообмена с помощью вставок витой ленты не эффективна. Однако при повышении числа Рейнольдса эффективность растёт. Показано, что эффективность интенсификации теплообмена с помощью вставок витой ленты растёт также при повышении числа Прандтля. Показано, что эффективность интенсификации теплообмена с помощью вставок витой ленты растёт при уменьшении шага у витой ленты.

Ключевые слова: теплообмен, витая труба, численные методы.

Введение. Теплообменники получили наибольшее распространение в процессах преобразования, использования и восстановления тепловой энергии для промышленных, коммерческих и бытовых применений. Увеличение теплообмена поможет создать более рациональные конструкции теплообменников.

Использование вставок или витой трубы, интенсифицирующих теплообмен, приводит к увеличению коэффициента теплопередачи. При этом повышается перепад давления на теплообменной трубе [1-9]. Поэтому при проектировании теплообменника с интенсифицирующими вставками необходим детальный совместный анализ теплопередачи и перепада давления.

Модельный численный расчет позволяет определить влияние вставок на теплообмен жидкости в трубе и перепад давления без постройки полномасштабного теплообменника. Целью данной работы являлось исследование эффективности интенсификации теплообмена с помощью витой трубы для трех режимов течения жидкости: ламинарного, переходного и турбулентного. Также исследовалась эффективность интенсификации теплообмена с помощью вставки витых лент с различным шагом и для различных чисел Прандтля. Витая труба и витая лента представлены на рисунках 1 и 2.

Эффективность интенсификации теплообмена в данной работе определялась как коэффициент увеличения теплообмена R_3 .

Подбор модельной жидкости. В работе использовались жидкости с числом Прандтля 60 и 16. Эти значения характерны для технологических жидкостей, наиболее часто используемых в охлаждающих установках (углеводороды). Параметры используемых жидкостей приведены в таблицах 1 и 2.

Таблица 1– Свойства модельной жидкости при температуре 12 °С (Pr=60)

Плотность, кг/м ³	1121
Кинематическая вязкость, м ² /с	6.13·10 ⁻⁶
Теплоемкость, Дж/кг*К	3128
Теплопроводность, Вт/м*К	0.4162

Таблица 2– Свойства модельной жидкости при температуре 12 °С (Pr=16)

Плотность, кг/м ³	1057
Кинематическая вязкость, м ² /с	2.14·10 ⁻⁶
Теплоемкость, Дж/кг*К	3755
Теплопроводность, Вт/м*К	0.5233

Математическая модель. В качестве математической модели для описания нестационарного движения вязкой жидкости была выбрана осредненная по Рейнольдсу полная система уравнений Навье – Стокса [10].

Данная система уравнений в общем случае не имеет аналитического решения и требует использования численных методов.

Число Рейнольдса для данной задачи составляет более $2 \cdot 10^4$, что соответствует турбулентным режимам течения. Для описания турбулентности была использована хорошо зарекомендовавшая себя двухпараметрическая дифференциальная модель для турбулентной вязкости в подходе $k-\varepsilon$.

Также использовалась модель для турбулентной вязкости $k-\omega$. Эта модель похожа на предыдущую, но вместо уравнения диссипации энергии решается уравнение для скорости диссипации турбулентной энергии.

Инструментом для решения поставленной задачи являлся сертифицированный пакет прикладных программ Ansys.

При построении математической модели был принят ряд допущений:

- рабочий агент считается вязкой средой;
- теплофизические свойства потока и твердого тела принимаются постоянными и равными средним значениям в исследуемом интервале температур;
- на входе в расчетную область имеется полностью развитое течение с изотропной турбулентностью;
- течение газа трехмерное и стационарное.

«Выбор сетки» и определение параметров сеточной модели. Решение поставленной задачи возможно с использованием приближенных численных методов (CFD) - "метода сеток".

Для корректности проводимых расчетов необходимо убедиться в независимости получаемых результатов от сетки. На первом этапе все моделирование проводилось на относительно грубой сетке (см. ниже). Затем количество ячеек в определенном направлении увеличивалось, и результат сравнивался с первоначальным. При несовпадении сетка учащалась ещё больше.

Определение погрешности. Для определения погрешности расчета мы провели математическое моделирование для каждого случая для трёх различных сеток: для подробной (0,01 мм), для сетки с линейным размером ячейки в 1,2 раза больше, чем у подробной, и для сетки с линейным размером ячейки в 1,5 раза больше, чем у подробной. Сравнивая результаты, мы пришли к выводу, что сходимость линейная.

Таким образом, мы получили погрешность для расчета для числа Нуссельта и для перепада давления: 7 % и 2 % соответственно.

Для коэффициента увеличения теплообмена R_3 :

$$\sqrt{(7)^2 + (2)^2 / 3 + (7)^2 + (2)^2 / 3} = 10 (\%)$$

Постановка задачи. Первая часть работы посвящена оценке эффективности теплообмена в витых трубах с помощью математического моделирования. Параметры труб представлены в таблице 3.

Таблица 3– Геометрические параметры труб

Вид трубы	Площадь, м ²	Объем, м ³
Гладкая	0,0592	5,57547e-04
Витая	0,0645	5,57655e-04



Рисунок 1 – Витые трубы

Вторая часть работы посвящена оценке эффективности интенсификации теплообмена с помощью вставки витой ленты посредством математического моделирования.

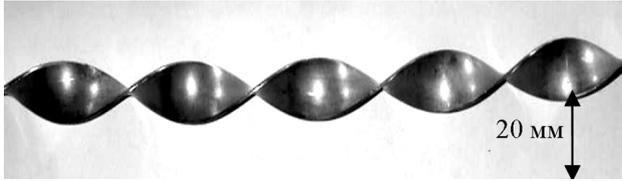


Рисунок 2 – Витая лента

В процессе проведения экспериментов в нашей лаборатории были получены значения перепада температуры на теплообменной трубе при различных скоростях потока и вставках в теплообменную трубу. Численная задача ставилась таким образом, чтобы она как можно лучше описывала эксперимент.

Толщина стенок в эксперименте была 2 мм. Датчики температуры были погружены на 1 мм вглубь. Для численного эксперимента мы взяли трубу того же внутреннего диаметра, что и в эксперименте, но с толщиной стенки 1 мм. Для граничных условий мы аппроксимировали экспериментальные значения температуры на стенке.

Для оценки эффективности интенсификации теплообмена использовался критерий R_3 .

Задача 1. Моделирование производилось на конечно-элементной сетке.

Начальные условия

Среда: вода (число Прандтля равно 6,99). Температура стенок $T_w = 300$ К. Температура набегающего потока $T_\infty = 350$ К. Численный эксперимент проводился для трёх режимов течения жидкости: ламинарный, переходный и турбулентный. Числа Рейнольдса для них равны соответственно: $Re_1 = 200$; $Re_2 = 2000$; $Re_3 = 20000$.

Путем численного расчета мы получили значения коэффициента теплопередачи и перепад давления для всех значений чисел Рейнольдса с помощью двух пакетов прикладных программ: Fluent и Ansys CFX.

Результаты сведены в таблицу 4.

Сравнивая результаты, получаем, что для случая с турбулентным течением ($Re_3 = 20000$) результаты практически совпадают. Но при ламинарном ($Re_1 = 200$) и переходном ($Re_2 = 2000$) течениях оказалось, что критерий эффективности $R_3 > 1$. Получаем, что использование витой трубы для интенсификации теплообмена эффективно для ламинарного и переходного режимов, но не эффективно для турбулентного режима.

Эффективность данного вида интенсификаторов для малых чисел Рейнольдса обусловлена увеличением поверхности теплообмена, а также перемешиванием жидкости. Но при сильно турбулентном режиме значительно возрастает перепад давления, и интенсификация может стать неэффективной.

Таблица 4 – Результаты первой части работы

Re	Вид трубы	Коэффициент теплопередачи h , В/(м ² *К)	Перепад давления, Па	R_3
200 (Fluent)	Гладкая	209	0,179	1,19
	Витая	271	0,230	
2 000 (Fluent)	Гладкая	698	4,24	1,18
	Витая	928	6,003	
20 000 (Fluent)	Гладкая	5837	228	0,92
	Витая	5868	295	
200 (CFX)	Гладкая	201	0,158	1,23
	Витая	267	0,201	
2 000 (CFX)	Гладкая	646	3,85	1,17
	Витая	829	5,15	
20 000 (CFX)	Гладкая	4692	186	0,91
	Витая	4638	237	

Задача 2. Труба без вставок.

Полученные данные путём численного моделирования с помощью Ansys CFX и Fluent мы сравнили с экспериментальными данными, полученными в лабораторных условиях в аналогичной постановке (описание методики измерения в статье не приводится), и данными HTRI [11], вычисленными по эмпирическим формулам:

$$Nu = C_1 + 1.15 \left(\frac{\pi}{4} Re^* Pr \lambda_l \right)^{m_1};$$

$$Re^* = Re + C_2 \left(\frac{Gr}{Pr \lambda_l} \right)^{0.5};$$

$$m_1 = \frac{0.5}{1 + 0.5 \left(\frac{\mu_w}{\mu} \right)^{n_1}};$$

$$n_1 = \frac{1}{7}; C_1 = 2,0 + 20m_1^4; C_2 = 5,0; \lambda_l = Di / L.$$

Здесь Di – внутренний диаметр; L – длина трубы; Re – число Рейнольдса; Pr – число Прандтля; Gr – число Грасгофа; μ_w – вязкость вблизи стенки; μ – средняя вязкость.

Погрешность HTRI не превышала 15 %.

Данные, полученные в результате математического моделирования, совпадают с экспериментальными данными в пределах погрешности. Результаты представлены на рисунках 3 - 6.

Результаты аппроксимируются прямыми.

Число Нуссельта (рисунок 3):

для расчета во Fluent: $Nu = 0,00294Re + 8,31$; погрешность 7 %;

для CFX: $Nu = 0,00424Re + 6,72$; погрешность 7 %;

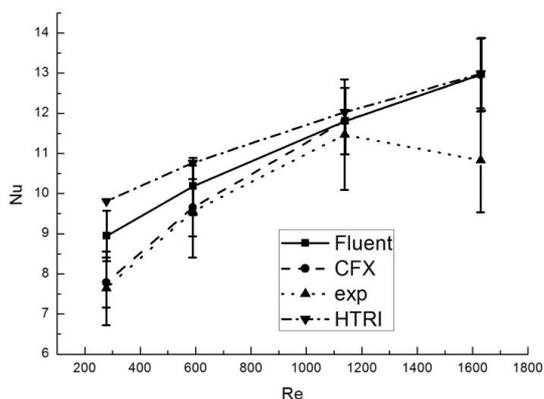


Рисунок 3 – Зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса при числе Прандтля, равном 60

Перепад давления (рисунок 4):

для расчета во Fluent: $\Delta P = 0,687 Re^{-17,7}$;

погрешность 2%;

для CFX: $\Delta P = 0,699Re - 20,0$; погрешность

2 %;

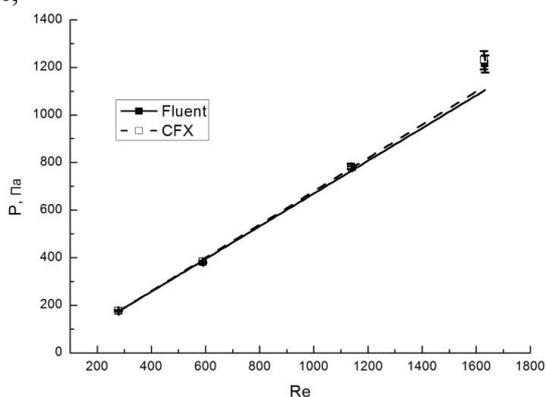


Рисунок 4 – Зависимость перепада давления от числа Рейнольдса при числе Прандтля, равном 60

Число Нуссельта (рисунок 5):

Для расчета во Fluent: $Nu = 0,00147 Re + 9,41408$; погрешность 7 %;

для CFX: $Nu = 0,00153Re + 8,5825$; погрешность 7 %.

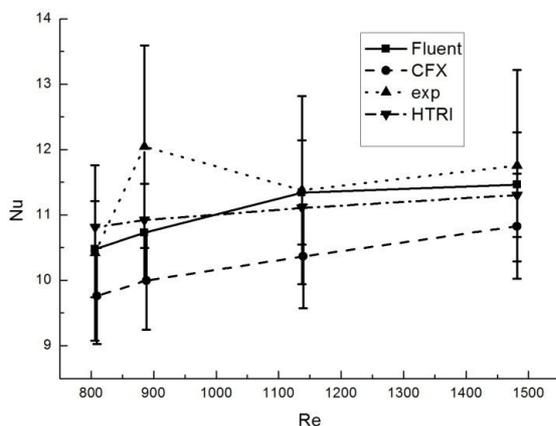


Рисунок 5 – Зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса при числе Прандтля, равном 16

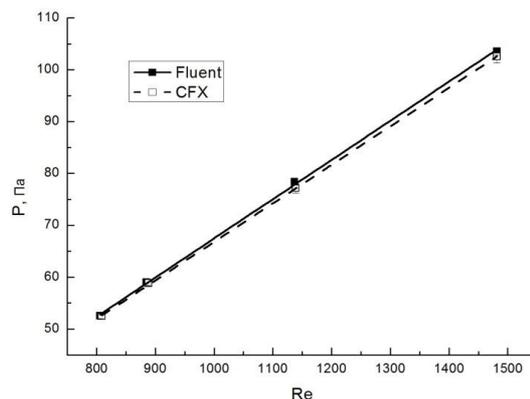


Рисунок 6 – Зависимость перепада давления от числа Рейнольдса при числе Прандтля, равном 16

Результаты аппроксимируются прямыми (рисунок 6).

Для расчета во Fluent: $\Delta P = 0,07559Re - 8,09246$; погрешность 2%;

для CFX: $\Delta P = 0,07429Re - 7,48313$; погрешность 2%;

Витая лента с шагом 93 мм длиной 1.5 м была вставлена в теплообменную трубу в охлаждаемой части.

Полученные данные путём численного моделирования с помощью Ansys CFX и Fluent мы сравнили с экспериментальными данными и данными HTRI, вычисленными по эмпирической формуле:

$$h_t = \left(\frac{k}{D_i} \right) 5.172 \left[1 + 5.484 (10^{-3})^{0.7} \left(\frac{2Re}{H/D_i} \right)^{1.25} \right]^{0.5},$$

где h_t – коэффициент теплоотдачи; k – коэффициент теплопроводности; D_i – внутренний диаметр; H – шаг ленты; Re – число Рейнольдса; Pr – число Прандтля.

Погрешность HTRI не превышала 15%.

Данные, полученные в результате математического моделирования, совпадают с экспериментальными данными в пределах погрешности. Результаты приведены на рисунках 7-10.

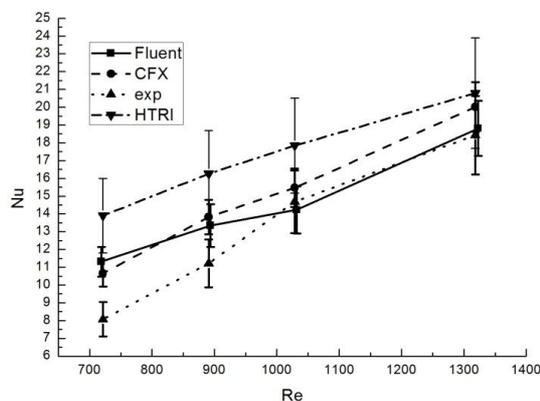


Рисунок 7 – Зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса при числе Прандтля, равном 16

Таким образом, мы получили, что интенсификация с помощью вставки витой ленты может быть не эффективна при малых числах Рейнольдса для ламинарного течения в трубе с витой лентой с шагом 93 мм и чисел Прандтля жидкости равными 16 и 60 (см. рисунки 8 и 9). Однако, при повышении числа Рейнольдса эффективность увеличивается. А также, эффективность данного вида интенсификаторов увеличивается при повышении числа Прандтля от 16 до 60.

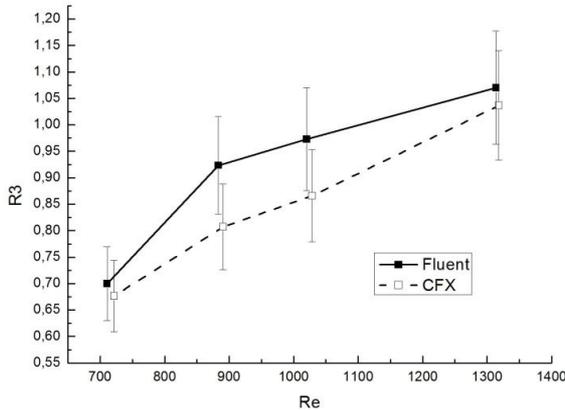


Рисунок 8 – Зависимость перепада давления от числа Рейнольдса при числе Прандтля равном 16

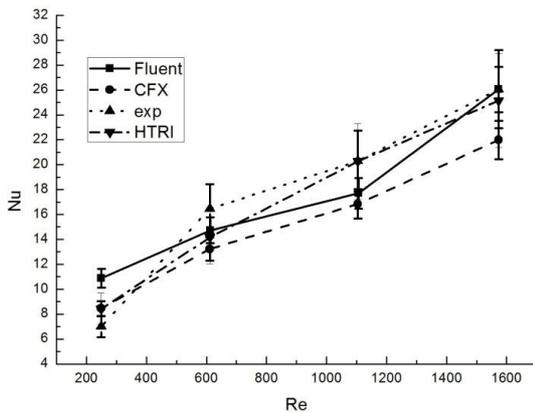


Рисунок 9 – Зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса при числе Прандтля равном 60

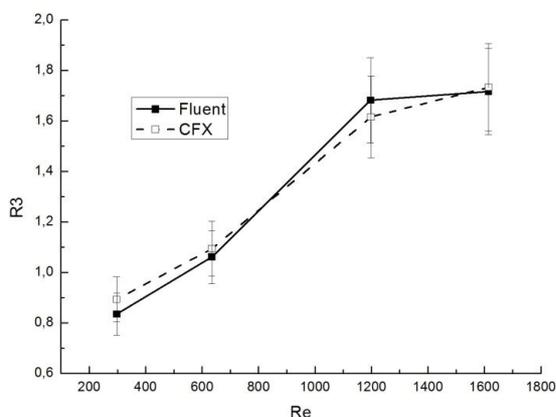


Рисунок 10 – Зависимость перепада давления от числа Рейнольдса при числе Прандтля равном 60

Большая эффективность интенсификации теплообмена с помощью витой ленты при больших числах Рейнольдса обуславливается тем, что при более высоких скоростях перемешивание более эффективно, когда как при малых скоростях перемешивание практически не происходит.

Эффективность при повышении числа Прандтля обусловлена тем, что при одном значении числа Рейнольдса скорость жидкости с меньшим числом Прандтля меньше и для этой жидкости перемешивание слабее, чем для жидкости с большим числом Прандтля.

Витая лента с шагом 190 мм. Полученные данные путём численного моделирования с помощью Ansys CFX и Fluent мы сравнили с экспериментальными данными, полученными в нашей лаборатории, и данными HTRI, вычисленными по эмпирическим формулам:

$$h_t = \left(\frac{k}{D_t} \right) 5.172 \left[1 + 5.484 (10^{-3})^{0.7} \left(\frac{2Re}{H/D_t} \right)^{1.25} \right]^{0.5},$$

где h_t – коэффициент теплоотдачи; k – коэффициент теплопроводности; D_t – внутренний диаметр; H – шаг ленты; Re – число Рейнольдса; Pr – число Прандтля.

Данные, полученные в результате математического моделирования, совпадают с экспериментальными данными в пределах погрешности. Результаты приведены на рисунках 11 и 12.

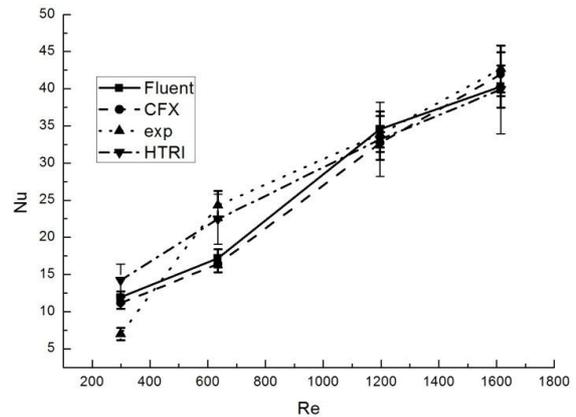


Рисунок 11 – Зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса при числе Прандтля, равном 60

Таким образом, мы получили, что использование ленты с большим шагом (например, 190 мм) менее эффективно по сравнению с лентой с меньшим шагом (например, 93 мм) при ламинарном течении жидкости с числом Прандтля, равным 60.

Это обусловлено большей эффективностью перемешивания с помощью ленты с малым шагом.

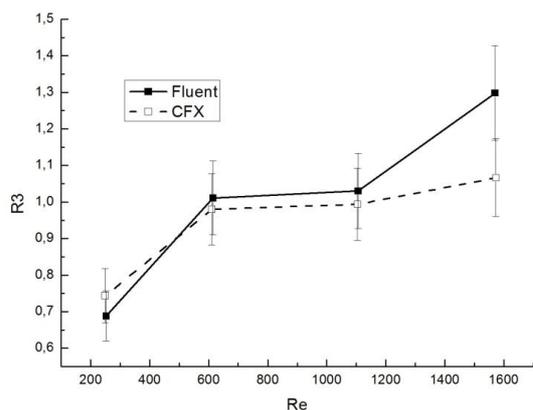


Рисунок 12 – Зависимость перепада давления от числа Рейнольдса при числе Прандтля, равном 60

Выводы. Оказалось, что для турбулентного случая интенсификация теплообмена с помощью витой трубы не эффективна. Однако при понижении числа Рейнольдса эффективность увеличивается и для ламинарного течения этот вид интенсификации эффективен.

Оказалось, что при низких числах Рейнольдса интенсификация теплообмена с помощью вставок витой ленты не эффективна. Однако при повышении числа Рейнольдса эффективность увеличивается и при значениях больших 1000 этот вид интенсификации становится эффективным.

Показано, что эффективность интенсификации теплообмена с помощью вставок витой ленты увеличивается при повышении числа Прандтля от 16 до 60.

Показано, что эффективность интенсификации теплообмена с помощью вставок витой ленты растет при уменьшении шага от 190 до 93 мм у витой ленты.

Обозначения:

$$Re = \frac{vd}{\nu} \text{ – число Рейнольдса;}$$

$$Pr = \frac{\nu \rho c_p}{h} \text{ – число Прандтля;}$$

$$Nu_i = \frac{h_i d}{\lambda} \text{ – число Нуссельта;}$$

$$Gr = \frac{gL^3 \beta (t_c - t_0)}{\nu^2} \text{ – число Грасгофа;}$$

$$R_3 = \frac{h_1 / h_0}{(\Delta P_1 / \Delta P_0)^{1/3}} \text{ – критерий увеличения теплообмена } R_3;$$

R_3 – критерий увеличения теплообмена;

v – скорость среды;

d – характерный размер;

ν – кинематическая вязкость;

ρ – плотность;

c_p – теплоемкость при постоянном давлении;

λ – коэффициент теплопроводности среды;

g – ускорение свободного падения;

L – характерный размер;

β – температурный коэффициент объемного расширения теплоносителя;

t_c – температура поверхности теплообмена;

t_0 – температура теплоносителя;

h_0 и h_1 – коэффициент теплоотдачи в гладкой трубе и в трубе с интенсификацией теплообмена соответственно;

ΔP_0 и ΔP_1 – потери давления в гладкой трубе и в трубе с интенсификацией теплообмена соответственно.

Библиографический список

1. B.Adrian and K. Allan D. Heat transfer enhancement. In *Heat Transfer Handbook*, Chapter 14, pg.1033, -1101, Wiley-interscience, 2003.

2. Bergles, A.E. “Techniques to augment heat transfer.” In *Handbook of Heat Transfer Applications* (Ed.W.M. Rosenhow), 1985, Ch.3 (McGraw-Hill, New York).

3. A. Dewan, P. Mahanta, K Sumithraju, P. Suresh kumar “Review of passive heat transfer augmentation techniques.” Proc. Institution of Mechanical Engineers Vol. 218 Part A (2004): Journal of Power and Energy.

4. Whitham, J. M. The effects of retarders in fire tubes of steam boilers. *Street Railway*. 1896, 12(6), 374.

5. Saha, S. K. and Dutta, A. “Thermo-hydraulic study of laminar swirl flow through a circular tube fitted with twisted tapes.” *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 2001, 123, 417–421.

6. Date, A. W. and Singham, J. R. Numerical prediction of friction and heat transfer characteristics of fully developed laminar flow in tubes containing twisted tapes. *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 1972, 17, 72.

7. Hong, S. W. and Bergles, A. E. Augmentation of laminar flow heat transfer in tubes by means of twisted-tape inserts. *Trans. ASME J. Heat Transfer*, 1976, 98, 251–256.

8. Tariq, A., Kant, K. and Panigrahi, P. K. Heat transfer enhancement using an internally threaded tube. In *Proceedings of 4th ISHMT–ASME Heat and Mass Transfer Conference, India, 2000*, pp. 277–281 (Tata McGraw-Hill, New Delhi).

9. Manglik, R. M. and Bergles, A. E. “Heat transfer and pressure drop correlations for twisted tape insert in isothermal tubes.” Part 1: laminar flows. *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 1993, 116, 881–889.

10. P. Темам Уравнения Навье — Стокса. Теория и численный анализ. — 2-е изд. — М.: Мир, 1981. — 408 с.

11. Heat Transfer Research, Inc., <https://www.htri.ne>.

УДК 621.387

Н.Н. Бисярин, Е.Я. Черняк

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИОННОГО ИСТОЧНИКА И ЗАТВОРА СПЕКТРОМЕТРА ИОННОЙ ПОДВИЖНОСТИ

Приведены результаты экспериментального исследования аналитических возможностей спектрометра ионной подвижности с ионным источником на основе непрерывного коронного разряда. Рассмотрено влияние тока коронного разряда на аналитические характеристики спектрометра. Установлено, что длительность импульса инжекции и напряженность электрического поля в области двухсеточного ионного затвора в момент инжекции оказывают влияние на аналитические характеристики спектрометра через ширину инжектируемого ионного пакета. Показано, что установка экранирующего диска на оси ионного затвора позволяет увеличить интенсивность ионного пика в 1,5 раза и уменьшить фон в 2 раза.

Ключевые слова: *спектрометрия ионной подвижности, ионный источник, коронный разряд, ионный затвор, ширина ионного пакета.*

Введение. Высокочувствительный анализ следовых количеств примесей в окружающей атмосфере остается актуальной задачей. Наиболее быстродействующим методом для анализа многоатомных химических соединений примесных концентраций в газах при атмосферном давлении является спектрометрия ионной подвижности. Экспрессность анализа, высокая чувствительность, отсутствие вакуумных систем и портативность делают метод перспективным для решения широкого круга аналитических задач.

Целью данной работы является экспериментальное исследование характеристик ионного источника и ионного затвора спектрометра ионной подвижности с источником ионов на основе непрерывного коронного разряда.

Применение в спектрометре ионной подвижности ионного источника на основе коронного разряда позволяет улучшить аналитические возможности устройства. Достоинствами ионных источников на основе коронного разряда являются низкая стоимость производства, малая потребляемая мощность, возможность получения как отрицательных, так и положительных ионов. Ионный источник на основе коронного разряда способен давать на порядок больший ток, чем источник на Ni^{63} , что приводит к более высокой чувствительности прибора [1]. Он позволяет избежать многочисленных производственных и организационных трудностей, связанных с применением традиционных радиоактивных ионных источников, а именно: обеспечения

безопасности производства, эксплуатации и утилизации, необходимости получения лицензии на использование радиоактивных материалов.

Конструкция и принцип действия. Разработанный спектрометр ионной подвижности состоит из аналитической ячейки и вспомогательных систем. Вспомогательные системы включают источники питания, устройства забора пробы, электронные системы управления и регистрации. Аналитическая ячейка содержит источник ионов на основе коронного разряда, ионный затвор, обеспечивающий порционный отбор ионов на анализ, систему дрейфовых электродов, создающих однородное ускоряющее электрическое поле для разделения ионов по скорости дрейфа, и коллектор, отделенный от пролетного пространства апертурной сеткой, для регистрации групп ионов.

Ионный источник на основе коронного разряда образован цилиндрическим электродом с размещенным на его оси острием, выполненным из нержавеющей стали, с радиусом кривизны порядка 50 мкм. Вершина острейного электрода и граница цилиндрического электрода располагаются в одной плоскости. Напряжение горения разряда прикладывается между острием и цилиндрическим электродами. Ограничительный резистор в цепи питания стабилизирует ток разряда. Коронный разряд зажигается и поддерживается в области вершины острья, где создается необходимое для горения разряда условие – сильное неоднородное электрическое поле. Ко-

аксиальная система электродов более эффективна по сравнению с системой «острие-плоскость» [2].

В предложенном в данной работе ионном затворе электроды электрически соединены через резистор. Параллельно резистору подключен электронный ключ. В замкнутом состоянии ключа резистор шунтирован, и в области между сетками отсутствует ускоряющее для ионов электрическое поле. Ближайшая к ионному источнику сетка находится под постоянным потенциалом. При равенстве потенциалов на сетках в области ионного затвора отсутствует электрическое поле, и ионы движутся под действием диффузии. В это время происходят реакции химической ионизации между первичными ионами и молекулами аналита, поступающими в затворную область. На время инжекции (200 – 3500 мкс) ключ размыкается и в области ионного затвора создается ускоряющее электрическое поле величиной, определяемой шунтирующим сопротивлением. Под действием ускоряющего поля ионы переходят в область дрейфового пространства. Управление ионным затвором осуществляется через гальваническую развязку с персонального компьютера. Система управления ионным затвором позволяет задавать время формирования ионного пакета, интервал между инжекциями, разность потенциалов, прикладываемую между электродами затвора, и тем самым улучшать разрешающую способность и чувствительность спектрометра.

Влияние величины тока коронного разряда на разрешающую способность и чувствительность спектрометра. Величина тока коронного разряда определяет количество первичных ионов, образуемых в ионном источнике и в дальнейшем принимающих участие в реакциях химической ионизации, и соответственно влияет на интенсивность детектируемого пика и чувствительность прибора. Ток коронного разряда определяется геометрией ионизатора и прикладываемым к электродам напряжением разряда.

Увеличение тока разряда вызывает пропорциональный линейный рост интенсивности детектируемого ионного пика [например, при росте с 5 мкА до 25 мкА интенсивность пика возросла вдвое (рисунок 1)]. В дополнение к этому происходит смещение максимума пика в сторону больших времен дрейфа (на 1,04 мс при напряженности поля в области дрейфа 135 В/см и длительности инжектирующего импульса 2000 мкс), вызванное, вероятнее всего, влиянием возросшего количества инжектируемого заряда.

Для использованного двухсеточного ионного затвора увеличение тока разряда приводит к

росту уровня фонового сигнала. Вычисленное на основании измеренных величин времени дрейфа и ширины пика на полувысоте относительно уровня фона значение разрешающей способности существенно не зависит от величины тока разряда (отклонение от среднего значения составляет не более 6,82 %) и составляет 12.

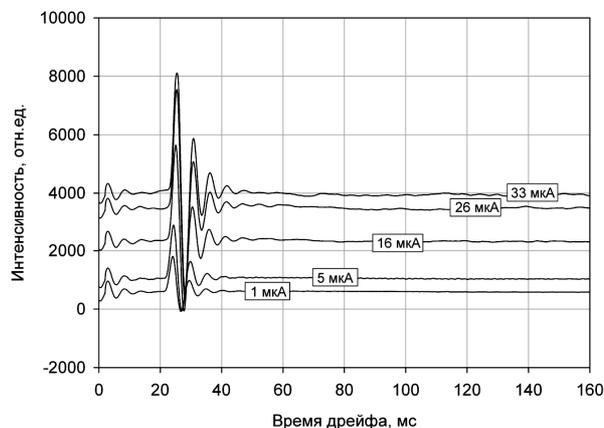


Рисунок 1 – Спектр ионов в атмосфере воздуха для нескольких значений тока коронного разряда

Влияние осевого экрана. Ультрафиолетовое излучение, сопровождающее горение коронного разряда, может оказывать влияние на процессы образования ионов и ионно-молекулярные реакции в ионном источнике и пространстве дрейфа. В некоторых работах описаны конструкции спектрометров ионной подвижности, в которых для ионизации используется ультрафиолетовое излучение. В работе [3] показана возможность использования для ионизации только ультрафиолетового излучения, сопровождающего горение коронного разряда. Ультрафиолетовое излучение может вызывать прямую фотоионизацию в случае, если длина волны обеспечивает энергию ионизации, либо переводить атом или молекулу в возбужденное состояние. В то же время атомы и молекулы, переведенные под действием ультрафиолетового излучения в возбужденное состояние, при столкновениях с отрицательными ионами вызывают разрушение этих ионов, а ультрафиолетовое излучение, попавшее в область дрейфа, приводит к фотоотрыву электронов от отрицательных ионов в результате поглощения фотонов:



В связи с тем, что количественно характер влияния ультрафиолетового излучения на процессы в области дрейфа в полной мере не изучен, в центре первой сетки на оси системы размещен оптически непрозрачный диск из нержавеющей стали для предотвращения попадания в пространство дрейфа и устранения влияния на

процессы, происходящие в нем, ультрафиолетового излучения.

Экспериментальное исследование влияния непрозрачного экрана на результаты анализа показывает, что в спектре, регистрируемом с установленным диском, наблюдаются 1,5-кратное увеличение интенсивности детектируемого пика и меньшее значение фонового сигнала по сравнению с результатами без непрозрачного диска (рисунок 2).

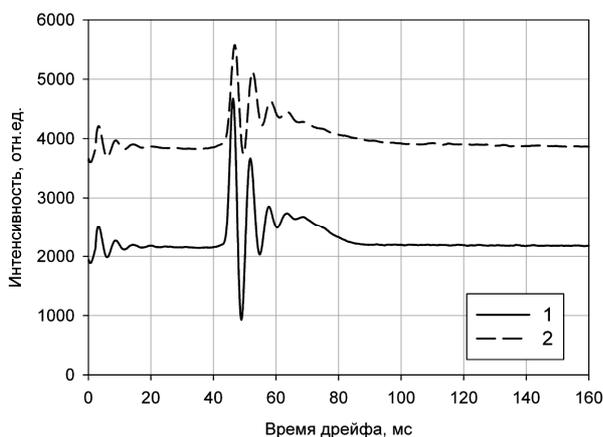


Рисунок 2 – Спектр ионов в атмосфере воздуха с непрозрачным экраном на оси сетки ионного затвора (1) и при его отсутствии (2)

Полученные результаты объясняются совместным влиянием ультрафиолетового излучения и изменения площади входной сетки.

Изменение величины тока ионов источника приводит к линейному увеличению интенсивности пика на коллекторе. Экранировка ультрафиолетового излучения коронного разряда не ухудшает чувствительность, но уменьшает фоновый сигнал в 2 раза.

Ширина ионного пакета. Если принять допущение, что ионы распределены равномерно в области затвора, то увеличение напряженности прикладываемого электрического поля или продолжительности его действия на ионы (т.е. длительности инжектирующего импульса) должно привести к росту инжектируемого количества ионов в область дрейфа. Ширина ионного пакета l пропорциональна величине напряженности прикладываемого электрического поля E , длительности его воздействия t и коэффициенту подвижности инжектируемых ионов K :

$$l = K \cdot E \cdot t. \quad (2)$$

Варьируя величину напряженности электрического поля и время его приложения, можно регулировать ширину инжектируемого в пространство дрейфа пакета ионов. Логично предположить, что с увеличением указанных величин наступит момент, при котором ион за время инжекции сможет пройти путь, равный межсеточ-

ному расстоянию. В этом случае должен установиться постоянный ионный сигнал, определяемый током, даваемым ионным источником.

Согласно вышесказанному следует отметить, что инжекция ионов в область дрейфа осуществляется облаком в виде диска или цилиндра с диаметром, равным диаметру входной сетки и шириной, определяемой выражением (2). Ширина ионного пакета инжектируемого слоя определяет разрешающую способность спектрометра и величину тока сигнала, то есть чувствительность спектрометра.

Влияние величины напряженности электрического поля в области ионного затвора на интенсивность пика ионного тока и уровень фонового сигнала спектра исследовано при постоянной длительности инжектирующего импульса для двух значений межсеточного расстояния 10 мм и 20 мм. Эксперимент показал, что фоновый сигнал, присутствующий в спектре, практически не зависит от ширины инжектируемого пакета (для набора измерений максимальное отклонение от среднего значения составило не более 10 %). В случае межсеточного расстояния, равного 10 мм, с ростом значения напряженности поля в области ионного затвора происходит рост интенсивности пика первичных ионов воздуха до достижения насыщения. Опыт показал, что насыщение наступает при глубине изъятия ионов (или ширины инжектируемого пакета), равной межсеточному расстоянию. При увеличении межсеточного расстояния до 20 мм при разности потенциалов, соответствующей насыщению в первом случае, насыщения не наблюдается. Расчет показал, что в данном случае глубина забора ионов меньше межсеточного расстояния.

Исследована зависимость интенсивности пика реактант ионов для случая изменения величин, определяющих глубину забора ионов на анализ. На рисунке 3 приведена экспериментально измеренная зависимость интенсивности детектируемого ионного пика от ширины инжектируемого из межсеточного пространства ионного затвора в пространство дрейфа ионного пакета при различных параметрах, определяющих ширину пакета. В первом случае постоянной остается напряженность электрического поля в области ионного затвора, а регулируемой величиной является длительность импульса инжекции (кривая 1 рисунка 3). Во втором случае при постоянной длительности импульса инжекции исследовано влияние ширины инжектируемого пакета, определяемой регулируемой величиной напряженности электрического поля в области ионного затвора, на интенсивность детектируемого ионного пика (кривая 2 рисунка 3).

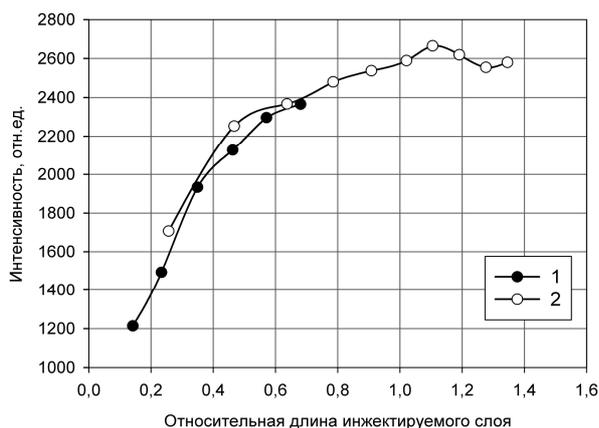


Рисунок 3 – Зависимость интенсивности пика ионов, детектируемых коллектором, от глубины изъятия ионного облака из межсеточного пространства ионного затвора: 1 – изменение интенсивности при изменении длительности импульса t в диапазоне 600 – 3000 мкс, 2 – при изменении прикладываемого напряжения инжекции

Анализ экспериментальных результатов позволил сделать ряд выводов. При достижении равенства ширины инжектируемого ионного пакета и межсеточного расстояния устанавливается постоянный ионный сигнал, зависящий от тока ионного источника. Разрешение и интенсивность детектируемого ионного пика определяются шириной инжектируемого пакета вне зависимости от факторов, её определяющих. На основании зависимости ширины инжектируемого пакета от подвижности ионов следует, что для каждого компонента смеси ширина ионного пакета варьируется. Суммарная ширина пакета определяется суперпозицией пакетов.

Выводы

1. Установлено, что длительность инжектирующего импульса и напряженность электрического поля в области двухсеточного ионного затвора в момент инжекции оказывают влияние на

аналитические характеристики спектрометра через ширину инжектируемого ионного пакета. При достижении равенства ширины инжектируемого ионного пакета и межсеточного расстояния устанавливается постоянный ионный сигнал, определяемый током ионного источника.

2. Показано, что установка экранирующего диска на оси первой сетки двухсеточного ионного затвора позволила увеличить интенсивность детектируемого пика в 1,5 раза при уменьшении фона в 2 раза.

3. Установлено, что увеличение тока разряда вызывает линейный рост интенсивности детектируемого ионного пика (например, при росте с 5 мкА до 25 мкА интенсивность пика возросла вдвое). Для разработанного двухсеточного ионного затвора увеличение тока разряда приводит к росту уровня фонового сигнала. Вычисленное на основании измеренных величин времени дрейфа и ширины пика на полувысоте относительно уровня фона значение разрешающей способности существенно не зависит от величины тока разряда (отклонение от среднего значения составляет не более 6,82 %) и равняется 12 ед.

Библиографический список

1. Tabrizchi M., Khayamian T., Taj N. Design and optimization of a corona discharge ionization source for ion mobility spectrometry // Review of Scientific Instruments. – 2000. – 71. – P. 2321 – 2328.
2. Бисярин Н.Н., Черняк Е.Я. Исследование ионного источника коронного разряда с управляющей сеткой // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. – 2011. – № 37. – С. 109 – 111.
3. Беляков В.В., Головин А.В., Першенков В.С. Экспериментальные исследования спектрометра ионной подвижности с источником ионизации на основе коронного разряда // Датчики и системы. – 2009. – № 2. – С. 12 – 17.