

ҚР БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ
ӘЛ-ФАРАБИ АТ.ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ
ФИЗИКА-ТЕХНИКАЛЫҚ ФАКУЛЬТЕТІ
ЭКСПЕРИМЕНТТІК ЖӘНЕ ТЕОРИЯЛЫҚ ФИЗИКА
ҒЫЛЫМИ-ЗЕРТТЕУ
АШЫҚ ТҮРДЕГІ ҰЛТТЫҚ НАНОТЕХНОЛОГИЯЛЫҚ
ЗЕРТХАНА

MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE RK
AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY
PHYSICO-TECHNICAL FACULTY
SCIENTIFIC RESEARCH INSTITUTE OF EXPERIMENTAL
AND THEORETICAL PHYSICS
NATIONAL NANOTECHNOLOGY OPEN LABORATORY

7-ая Международная научная конференция

**«СОВРЕМЕННЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ ФИЗИКИ
И ФУНДАМЕНТАЛЬНОЕ ФИЗИЧЕСКОЕ ОБРАЗОВАНИЕ»**,

Казахстан, Алматы, 3-5 октября 2011 г.

СБОРНИК ТРУДОВ

Алматы, 2011

**ЗАМАНАУ ФИЗИКАНЫҢ ЖЕТІСТІКТЕРІ ЖӘНЕ ІРГЕЛІ
ФИЗИКАЛЫҚ БІЛІМ БЕРУ:** 7-ші Халықаралық ғылыми конференцияның
еңбектер жинағы (3-5 қазан, 2011, Алматы, Қазақстан). – Алматы: Қазақ
университеті. – 2011. – 166 б.

**СОВРЕМЕННЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ ФИЗИКИ И ФУНДАМЕНТАЛЬНОЕ
ФИЗИЧЕСКОЕ ОБРАЗОВАНИЕ:** Сборник трудов 7-ой Международной
научной конференции (3-5 октября, 2011, Алматы, Казахстан). – Алматы:
Қазақ университеті. – 2011. – 166 с.

**MODERN ACHIEVEMENTS OF PHYSICS AND FUNDAMENTAL PHYSICAL
EDUCATION:** Proceeding of the 7th International Scientific Conference (October, 3 – 5,
2011, Kazakhstan, Almaty). – Almaty: Kazakh University. – 2011. – 166 p.

Издается в авторской редакции

Редакционная коллегия:

Рамазанов Т.С., Алиев Б., Лаврищев О.А., Иманбаева А.К., Габдуллин М.Т.,
Садуев Н.О., Дьячков В.В. (оформление обложки)

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

ИСПЫТАНИЯ ПЛАЗМЕННО-ТОПЛИВНЫХ СИСТЕМ НА АЛМАТИНСКОЙ ТЭЦ-2

Мессерле В.Е., Устименко А.Б.* , Тютубаев С.С. , Лукьященко В.Г., Шевченко В.Н., Степанов И.Г., Умбеткалиев К.А., Нагибин А.О.* , Козак В.Н., Лаврищев О.А.* , Карпенко Е.И.***, Лобыцин С.В.***, Карпенко Ю.Е.*****

НТО Плазмотехника, г. Алматы, Казахстан

**Научно-Исследовательский Институт Экспериментальной и Теоретической Физики КазНУ им. Аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан, e-mail: ust@physics.kz*

***Департамент энергетики и ЖКХ Акимата г. Алматы, Казахстан*

****Отраслевой Центр Плазменно-Энергетических Технологий РАО «ЕЭС России», г. Гусиноозерск, Россия*

Для осуществления безмазутной растопки котла, подхвата и стабилизации горения пылеугольного факела разработаны плазменно-топливные системы (ПТС), представляющие собой оснащенные электродуговым плазмотроном пылеугольные горелки (рис. 1). Принцип работы ПТС заключается в том, что холодная аэросмесь нагревается в зоне плазменного факела, образуя из низкосортного угля высокорекреационное двухкомпонентное топливо (ВДТ). Последнее удовлетворяет современным эколого-экономическим требованиям и представляет собой горючий газ и коксовый остаток, которые активно воспламеняются при смешении с вторичным воздухом в топке котла и устойчиво горят без сжигания дополнительного высокорекреационного топлива (мазута или газа), традиционно используемых для растопки котлов, подхвата и стабилизации горения пылеугольного факела на ТЭС.

В настоящей работе представлены результаты исследований и испытаний ПТС на котле БКЗ-420 Алматинской ТЭЦ-2 (рис. 2).

ПТС для котла БКЗ-420 созданы на базе трех основных горелок: двух крайних горелок нижнего яруса и средней горелки верхнего яруса. ПТС размещаются в горелках вместо канала первичной аэросмеси (внутренний канал аэросмеси) (рис. 2).

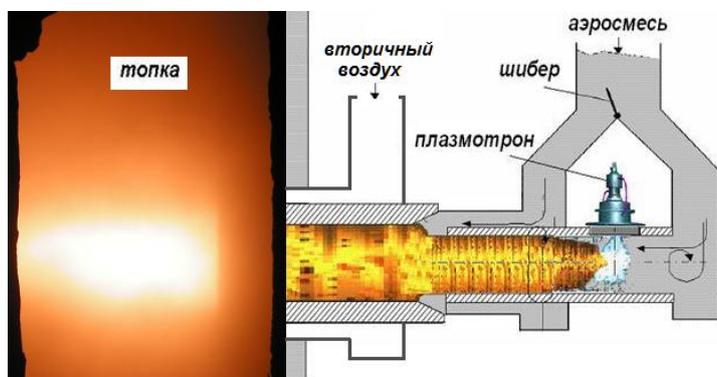


Рис. 1. Двухступенчатая ПТС для котла БКЗ-420: температура факела от ПТС в холодной топке котла – 1070⁰С

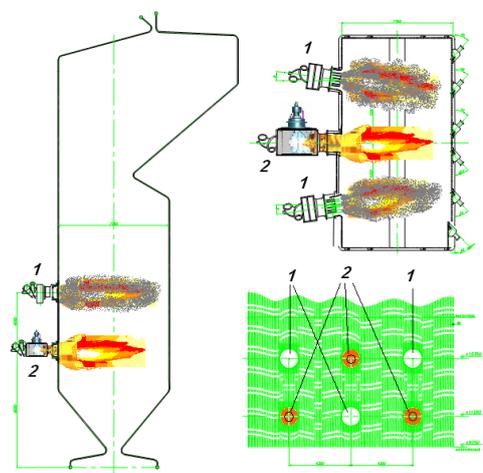


Рис. 2. Схема компоновки ПТС на котле БКЗ-420 АТЭЦ-2: 1 –пылеугольная горелка, 2 – ПТС

ПТС была разработана и спроектирована с использованием двух компьютерных программ одномерной – “Плазма-Уголь”, учитывающей детальную кинетику термохимических превращений топлива в двухфазном потоке с плазменным источником, и трехмерной – “Cinar ICE”, учитывающей геометрию топки, турбулентность среды, радиационный теплообмен и процесс горения угольных частиц по модели быстрой кинетики.

Для численных исследований были выбраны два режима работы котла: традиционный и с ПТС. Параметры ВДТ рассчитывались по программе Плазма-Уголь и являлись начальными параметрами для трехмерного расчета по программе Cinar ICE топки котла БКЗ-420 с ПТС.

В котле сжигается пыль Экибастузского каменного угля зольностью 40%, выходом летучих 24%, влажностью 5% и теплотой сгорания 4000 ккал/кг. Тонина помола угля составляет $R_{90}=15\%$. В результате расчета получены следующие характеристики процесса ПХПТ: распределения температур и скоростей газа и частиц, концентраций компонентов газовой фазы, степени газификации и концентрации углерода в коксовом остатке (табл.1).

Результаты расчета топки в традиционном и плазменном режимах сведены в табл. 2.

Таблица 1. Состав ВДТ на выходе ПТС

Состав газовой фазы, об. %								Зола, кг/ч	С, кг/ч
H ₂	CO	CH ₄	C ₆ H ₆	CO ₂	H ₂ O	N ₂	O ₂		
1.05	7.75	0.3	0.77	15.6	3.55	70.84	0.15	1518	261
Температура газа, К			Температура частиц, К			Скорость потока, м/с			
1025			1025			48.2			

Таблица 2. Сравнительные параметры на выходе из топки котла

Параметр	0 ПТС	3 ПТС
Температура, °С	950	798
Концентрация O ₂ , %	2	1
Концентрация CO ₂ , %	16	18
Концентрация NO _x , ppm	80.6	59.5
Концентрация углерода в золе, %	1.1	0.9

Из табл. 2 следует, что концентрация остаточного углерода, характеризующая полноту выгорания угля, на выходе из топки с тремя ПТС на 16 % ниже, чем при традиционном сжигании угля. ПТС улучшает экологические характеристики процесса сжигания твердого топлива за счет снижения выбросов оксидов азота более чем на 33 %.

На котле БКЗ-420 Алматинской ТЭЦ-2 установлены шесть ПТС вместо всех пылеугольных горелок и проведена серия их испытаний в группах по три ПТС без подогрева первичного воздуха. Сначала с использованием чашечного анемометра были получены профили скоростей первичного воздуха в ПТС, позволившие построить тарировочные кривые работы для вентилятора горячего дутья и расхода аэросмеси через ПТС. В процессе испытаний ПТС по достижению необходимой концентрации пыли в аэросмеси (0.5-0.7 кг/кг) наблюдалось воспламенение пылеугольного факела в холодной топке котла на выходе из ПТС (рис. 1). Измерение температуры факелов через смотровые лючки цифровым пирометром показало, что сразу после воспламенения температура факелов составляла 700-800 °С, повышаясь до необходимых 1050-1070 °С, что согласуется с результатами моделирования топки котла БКЗ-420, оснащенной ПТС (табл. 2). При этом в начале воспламенения наблюдались пульсации горящих факелов в топке, стабилизирующихся по мере ее прогрева и подачи 30-40 % вторичного воздуха на ПТС. Во время испытаний зафиксировано, что скорость повышения температуры горячего воздуха после стабилизации

факелов соответствовала скорости повышения температуры при мазутной растопке котлоагрегата.

В заключение отметим, что использование двух компьютерных программ Плазма-Уголь и Cinar ICE позволило детально исследовать процессы воспламенения и горения угля с его плазменной термохимической подготовкой к сжиганию. Применение ПТС на пылеугольных котлах повышает эффективность сжигания энергетических углей при одновременном снижении вредных выбросов. Испытания ПТС на котле БКЗ-420 Алматинской ТЭЦ-2 в режиме растопки котла из холодного состояния подтвердили возможность воспламенения высокозольных Экибастузских углей в холодной топке без подогрева первичного воздуха.

BIRHYTMICITY IN ENSEMBLES OF COUPLED OSCILLATORS

M.A. Zaks and S.N. Akhtanov*

*Gumboldt – University of Berlin, Germany,
al-Farabi KazNU, Almaty, Kazakhstan*

Polyrhythmicity belongs to important attributes of large assemblies of oscillators; for example, extracellular records of human neurons demonstrate alternating epochs of fast and slow oscillations. Existing models of this phenomenon include interaction of units whose intrinsic timescales strongly differ. Here, we discuss a possible mechanism which ensures birhythmicity in simple models of ensembles in which all elements share the intrinsic timescale. We consider networks built of oscillatory units with the same eigenfrequency; coupling terms in the governing equations are proportional to velocities of the elements. No restrictions are put either on the symmetry of the coupling or on its pattern (mean field, next neighbors, pairwise or triple interaction etc.).

In the parameter space of the ensemble, destabilization of the equilibrium occurs by means of the Hopf bifurcation. On the large part of the stability boundary, the spectrum of the linearized flow contains not one (as usually) but two pairs of purely imaginary eigenvalues. Within this context the so-called "double Hopf" bifurcation becomes a codimension-one phenomenon.

Of the two resulting frequencies, one is typically much lower than the individual frequency of an element, whereas the other one is distinctly higher. Accordingly, in the nonlinear regime the ensembles are potentially capable of performing both slow and fast modes of oscillations. We illustrate this general phenomenon by numerical data: after the transition the system can possess two stable limit cycles (respectively, one "fast" and one "slow") or a quasiperiodic state.

References

1. M.A. Zaks and D.V. Lyubimov, On possible mechanism of the accumulation of bifurcations (preprint USC-45-82), Sverdlovsk, 1982 (in Russian).

WHY WE ARE LATELY TALKING SO MUCH ABOUT ENERGY AND ENVIRONMENT

Zlatko Jankoski

University of Split, University Centre for Professional Studies, Split, Croatia

e-mail: zlatko.jankoski@oss.unist.hr

Energy and environment are terms that are lately being used quite frequently, from specialists to politicians, and even by wider public. What are the reasons for this? This review lecture offers an answer on the above question by generally elaborating each of the following topics: “How much energy we consume?”, “How much carbon dioxide we produce?”, and “What is being currently done?”

How much energy we consume in everyday life is something that nowadays takes into account our activities ranging from “searching the web”, consuming the bottled water, to finally for heating our living spaces. These needs are constantly increasing, putting the additional pressure on existing energy systems.

As a result of our energy consumption significant amount of carbon dioxide, together with other pollutants, is being produced and released into the atmosphere. The production of carbon dioxide originates from variety of our activities and habits, such as having a coffee, watching the plasma TV, or even when we are treating ourselves with deserved holidays flying to tourist destinations, while power generation and transport based on fossil fuels leading the group.

Generated carbon dioxide is naturally being consumed by the trees through the process of photosynthesis. But can trees cope with the current trends of carbon dioxide production, or in other words, how many trees is required taking into account the current rates of carbon dioxide production? Instead of answering on these questions it is enough to mention the development of carbon sequestration technologies.

Therefore, why energy and environment are terms that are lately being used quite frequently? Some of the reasons include:

- constant growth in requirements for energy – constant increase in energy consumption
- the existing strong dependence on fossil fuels despite the recent efforts in supporting the renewable sources of energy,
- short-term projections on fossil fuels availability
- obvious relation between pollutions and environment
- resulting changes in climate, etc.

How the above may be confusing for an average observer may be illustrated by presenting two opposed opinions related to availability of, for example, oil, ranging from “that we have already reached our peak consumption” to those “that oil will be still available for the following 200 years”.

As a result, numbers of different activities and measures, aiming in reduction of existing trends of energy consumption and in reduction of greenhouse gases production, are at the different stages of application. These include the utilisation of renewable sources of energy, increase of energy efficiency, utilisation of low-carbon vehicles, development of new “sources of energy”, development of new technologies for RES utilisation, promotion of energy savings techniques, promotion of public transport, introduction of green financing schemes, etc.

Are these activities and measures going to succeed is a topic that may be questioned by another review lecture.

ВЛИЯНИЕ АКСИАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В ТЛЕЮЩИХ РАЗРЯДАХ

Л.Г. Дьячков

Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Россия

Вращение плазменно-пылевых структур, левитирующих в стратах тлеющего разряда постоянного тока под действием аксиального магнитного поля, наблюдалось в ряде экспериментов. Скорость и направление вращения зависели от индукции поля. Как правило, в слабом поле вращение происходило по часовой стрелке, если смотреть в направлении магнитного поля, однако, при увеличении поля направление вращения изменилось. Здесь мы рассматриваем два возможных механизма инверсии вращения.

Основные силы, действующие на частицы и вызывающие их вращение, – это силы ионного увлечения и трения о нейтральный газ. Азимутальная скорость ионов определяется двумя причинами. Первая обусловлена дрейфом ионов в скрещенных радиальном электрическом и аксиальном магнитном полях, а вторая связана с радиальным градиентом ионного давления (диамагнитный ионный ток). Оба компонента азимутальной скорости ионов пропорциональны радиальному градиенту плотности плазмы dn/dr . Таким образом, одна из возможных причин инверсии вращения пылевой структуры – инверсия вращения ионов вследствие изменения знака радиального градиента dn/dr . Это может произойти, когда скорость рекомбинации плазмы на пылевых частицах становится выше, чем на стенке разрядной трубки, из-за замагничивания плазмы. В слабых магнитных полях пыли пылевая структура вращается против часовой стрелки, а с ростом поля – в противоположном направлении.

Другой механизм вращения инверсии пылевой структуры может быть связан с вращением нейтрального газа из-за неоднородности стратифицированного разряда и модуляции параметров плазмы вдоль трубки. В неоднородном положительном столбе, возникают осесимметричные вихревые токи, что приводит к вращению газа под действием аксиального магнитного поля. Направления вращения различны для разных горизонтальных слоев газа в разрядной трубке. На уровне головы страты, где помещается пылевая структура, газ вращается по часовой стрелке (если смотреть в направлении магнитного поля). Таким образом, инверсия вращения пылевой структуры может происходить в результате конкуренции между вращением по часовой стрелке вместе с нейтрального газа и вращением против часовой стрелки под действием сил ионного увлечения (когда $dn/dr < 0$). В слабом магнитном поле обе скорости пропорциональны полю, но вторая обычно преобладает, поэтому частицы пыли вращаются против часовой стрелки. С ростом поля, вторая скорость уменьшается из-за замагничивания плазмы и становится обратно пропорциональной полю, и первая скорость преобладает, в результате происходит инверсия вращения.

Таким образом, оба рассмотренных механизма приводят к переходу от вращения против часовой стрелки в слабых магнитных полях к вращению по часовой стрелке в сильных полях. Тем не менее, в определенных условиях вращение может происходить по часовой стрелке в любых магнитных полях.

ЭКСИТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В НАНОРАЗМЕРНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМАХ

Н.Х. Ибраев

*Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова, Институт молекулярной
нанопотоники, Караганда, Казахстан, e-mail niazibraev@mail.ru*

В конденсированных молекулярных средах спин-селективная реакция триплет-триплетной аннигиляции (ТТА) является одним из ключевых процессов, влияющих на скорость распада возбужденных электронных состояний. При высоких концентрациях возбужденных частиц ТТА является основным каналом дезактивации триплетных состояний. В последнее время с ТТА связывают большие надежды с улучшением эффективности работы органических солнечных ячеек. Значительна роль ТТА и в светоизлучающих устройствах на основе твердых органических сред.

В данной работе представлены результаты исследований аннигиляции мигрирующих триплетных экситонов в тонких наноразмерных пленках, полученных по технологии Ленгмюра–Блоджетт (ЛБ), и в твердых органических структурах, внедренных в пористую матрицу неорганических стекол (средний радиус пор $r=1,8, 3,0, \text{ и } 9,8$ нм) и анодированного оксида алюминия (средний радиус пор $r=50 - 100$ нм). Можно ожидать, что размеры пор и топология их внутренней поверхности будут оказывать ограничивающее влияние на геометрию молекулярных структур и характер миграции триплетных экситонов.

Показано, что дезактивация триплетных состояний полициклических ароматических молекул в смешанных ЛБ пленках на основе молекул люминофоров и макромолекул амфифильного полиамфолита осуществляется в результате аннигиляции триплетных возбуждений. Анализ свойств длительной люминесценции пленок показал, что начальная часть кинетической кривой затухания аннигиляционной замедленной флуоресценции (АЗФ) отображает аннигиляцию триплетных экситонов в однородных кластерах, а долговременная – блуждания энергии в локально неоднородных структурах. При этом эффективность транспорта энергии зависит от температуры. Структурная микроскопическая неоднородность пленки приводит к появлению молекулярных кластеров с разной величиной дисперсии триплетных уровней.

Важным этапом спин-селективной парной аннигиляции триплетов является стадия пространственного расхождения не проаннигилировавших при первой встрече партнеров. За это время происходит изменение суммарного спинового состояния когерентной пары частиц, на которое можно влиять внешним магнитным полем. При повторной встрече при обеспечении необходимой доли спинового компонента может реализоваться благоприятный исход реакции. Вероятность повторной встречи реагентов напрямую зависит от размерности системы, эффективности миграции и взаимодействия экситонов.

Исследование влияния магнитного поля на кинетику АЗФ молекул полиаценов проводилось при разных температурах. Оценка магнитного эффекта осуществлялась по измерениям «мгновенной» интенсивности через разные отрезки времени после возбуждения.

Величина магнитного эффекта определялась по формуле:
$$g(B) = \frac{I_{\Pi} - I_0}{I_0} * 100\%$$
, где I_{Π} и I_0 – интенсивности замедленной флуоресценции в поле и без поля соответственно.

Полученные экспериментальные данные по измерениям влияния магнитного поля на АЗФ для монослойной и мультислойной пленок качественно совпадают. Однако с уменьшением количества слоев в пленке происходит увеличение магнитного эффекта. Так для 10-слойной пленки величина эффекта при температуре 100 К составляет 15 %, а для 1-слойной пленки при такой же температуре эффект имеет величину 20%. Такое различие, видимо, связано с тем, что вероятность повторной встречи реагентов в однослойной пленке

значительно выше, чем в многослойной. Отсюда также следует, что в многослойной пленке экситон может переходить из одного слоя в другой.

Полученные данные свидетельствуют о том, что ЛБ пленки молекул полиаценов состоят из микрокристаллов и кластеров, имеющих неупорядоченную структуру. В начальные моменты времени после лазерного возбуждения наибольший вклад в интенсивность АЗФ дают кристаллические области, где большая скорость миграции экситонов и ориентация спинов триплетов способствуют высокой вероятности парной аннигиляции. На существование микрокристаллических структур указывает и вид зависимости модуляции скорости ТТА от индукции внешнего магнитного поля. Он является характерным для кристаллов ароматических молекул (модель Меррифилда). При увеличении температуры специфика внутривкластерных блужданий экситона становится подобной диффузии частиц в растворах и в этом случае работает релаксационная модель Аткинса-Эванса, согласно которой изменение суммарного спина когерентной пары частиц осуществляется в период между их повторными контактами.

В качестве систем, в которых возможно образование низкоразмерных молекулярных структур, были использованы пористые стекла. Полученные спектрально-люминесцентные данные показывают, что в наноразмерных порах стекла молекулы полиаценов образуют твердотельные наноструктуры. В порах с размером 1,8 и 3,0 нм образуются кластеры с аморфной структурой. С увеличением размера пор до 9,8 нм при больших концентрациях сорбированных молекул наряду с кластерами аморфной структуры образуются микрокристаллы и эксимерные центры.

Для всех образцов стекол независимо от размеров пор и концентрации адсорбированного люминофора начальную часть кинетики затухания АЗФ можно описать степенной функцией, а долговременную – экспоненциальной. Установлено, что при внедрении ароматических молекул в наноразмерные поры стекла формируются дисперсные молекулярные структуры. Аннигиляция триплетов в кластерах со структурой близкой к однородной дают доминирующий вклад в начальную часть кинетики АЗФ. Блуждания триплетных экситонов в перколяционных кластерах формируют вид кинетической кривой в миллисекундном диапазоне.

Исследование влияния магнитного поля на кинетику АЗФ пористых стекол проводилось при разных температурах. Магнитное поле было направлено по касательной к поверхности подложки вдоль ее короткой стороны. Оценка магнитного эффекта осуществлялась по измерениям «мгновенной» интенсивности через разные отрезки времени после возбуждения. Полученные данные по влиянию внешнего магнитного поля на константу скорости ТТА дополняют результаты кинетических исследований и свидетельствуют о том, что структура кластеров ароматических молекул, сорбированных в наноразмерные поры неодинаковая.

Исследования свойств АЗФ и ее зависимость от внешнего магнитного поля показали, что при внедрении в наноразмерные поры анодированного алюминия органические молекулы группируются в кластеры с квазикристаллической структурой и перколяционно связанные кластеры. Аннигиляция мигрирующих триплетных возбуждений в кластерах первого типа определяет вид начальной части ($\tau < 0,1$ мс) кинетики затухания АЗФ. Долговременная часть кинетической кривой формируется аннигиляцией триплетов в перколяционных кластерах.

Внутренняя локальная неоднородность структуры кластеров приводит к дисперсии триплетных уровней. Причем энергетический разброс Т-уровней в перколяционном кластере значительно выше, чем в «кристаллическом».

СЕКЦИЯ 1

ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

ОТО - КАК ТЕОРИЯ ЕДИНСТВА ПОЛЕЙ УСКОРЕНИЯ И ВИХРЯ

М.М. Абдильдин, М.Е. Абишев, Н.А. Бейсен

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

1. Исходим из уравнения поступательного движения пробного тела с массой m , движущегося в поле вращающегося центрального тела (шара) с массой m_0 и угловым моментом \vec{S}_0 [1]

$$\dot{\vec{v}} = -\frac{\gamma m_0}{r^3} \vec{r} - \frac{4U}{c^2} \frac{\partial U}{\partial \vec{r}} + \frac{p^2}{m^2 c^2} \frac{\partial U}{\partial \vec{r}} - \frac{4}{mc^2} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} (\vec{p} \vec{U}) - \frac{\vec{p}}{mc^2} \frac{d}{dt} \left(U \frac{p^2}{2m^2} \right) + \frac{4}{c^2} \frac{d\vec{U}}{dt}, \quad (1)$$

где

$$U = \frac{\gamma m_0}{r}, \quad \vec{U} = -\frac{\gamma}{2r^3} \left[\vec{S}_0 \cdot \vec{r} \right]. \quad (2)$$

скалярный и векторный потенциалы гравитационного поля, а \vec{r} и \vec{p} - канонически-сопряженные переменные.

Составим вихрь от ускорения

$$\text{rot} \dot{\vec{v}} = 2 \left\{ -\frac{6\gamma m_0 \left(\vec{v} \cdot \vec{M} \right)}{mc^2 r^5} + \frac{3\gamma \vec{v} \left(\vec{S}_0 \cdot \vec{r} \right)}{c^2 r^5} + \frac{3\gamma \vec{r} \left(\vec{S}_0 \cdot \vec{r} \right)}{c^2 r^5} + \frac{3\gamma \vec{S}_0 \left(\vec{r} \cdot \vec{r} \right)}{c^2 r^5} - \frac{15\gamma \vec{r} \left(\vec{v} \cdot \vec{S}_0 \right)}{c^2 r^7} \right\}. \quad (3)$$

С другой стороны, уравнение вращательного движения пробного тела в поле вращающегося массивного шара, полученное Брумбергом, имеет вид [1]

$$\frac{d\vec{\omega}}{dt} = -\frac{6\gamma m_0 \left(\vec{v} \cdot \vec{v} \right)}{c^2 r^5} + \frac{3\gamma \vec{v} \left(\vec{S}_0 \cdot \vec{r} \right)}{c^2 r^5} + \frac{3\gamma \vec{r} \left(\vec{S}_0 \cdot \vec{r} \right)}{c^2 r^5} + \frac{3\gamma \vec{S}_0 \left(\vec{r} \cdot \vec{r} \right)}{c^2 r^5} - \frac{15\gamma \vec{r} \left(\vec{v} \cdot \vec{S}_0 \right)}{c^2 r^7}. \quad (4)$$

Сравнивая (3) и (4) получим

$$\frac{1}{2} \text{rot} \dot{\vec{v}} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}. \quad (5)$$

Это соотношение показывает, что уравнение вращательного движения пробного тела в поле вращающегося центрального тела не является независимым от его уравнения поступательного движения, а является его следствием.

2. Если рассматривать $\dot{\vec{v}}$ и $\vec{\omega}$ как функции от канонически сопряженных переменных \vec{r} и \vec{p} , то они выступают как функции состояния. Они определяют как бы поле ускорения и вихревое поле в каждой точке пространства. Более того, мы можем их взять за определение гравитационного поля. Пространство – время в целом выступает как псевдоэвклидовыи фон, а гравитационное поле – как единое поле ускорения и вихря, описываемое векторами состояния $\dot{\vec{v}}$ и $\vec{\omega}$.

Литература

1. Абдильдин М.М. Механика теории гравитации Эйнштейна. Алма-Ата. 1988, - 198 с.

О КВАДРУПОЛЬНОМ МОМЕНТЕ ТЕЛ В МЕХАНИКЕ ОТО

М.Е. Абишев, Н.А. Бейсен, С. Токтарбай

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Уточненная метрика первого приближения Фока [1] приближенно описывает реальные тела. Данная метрика при отсутствии вращения и сферически-симметричном распределении масс с соответствующей точностью совпадает с метрикой Шварцшильда. Рассмотрим теперь случай вращающегося тела. При сравнении метрики вращающегося шара с метрикой Керра было выяснено, что они не совпадают. Как известно, метрика Керра описывает источник с двумя параметрами, массой и параметром, соответствующим удельному моменту (параметр вращения). То есть мультипольный момент керровского источника поля равен нулю. Обычно этому соответствует сферически симметричное распределение массы источника. Но для реального тела совмещение вращения и условия сферически симметричности распределения массы будет недостижимо, так как изначально сферически симметричное тело при вращении теряет эту симметрию и обретает как минимум квадрупольный момент. Найдем квадрупольный момент вращающегося сферически симметричного тела.

Квадрупольный момент тела определяется формулой

$$D_{\alpha\beta} = \int \rho^* (x_\alpha x_\beta - r^2 \delta_{\alpha\beta}) dV. \quad (1)$$

где ρ^* - плотность массы. Из определения $D_{\alpha\beta}$ следует, что сумма его диагональных компонент равна нулю. Как и всякий симметричный трехмерный тензор, тензор $D_{\alpha\beta}$ может быть приведен к главным осям. При этом в общем случае лишь два из трех главных значений независимы. Если же система масс симметрична относительно некоторой оси (ось z), то она же является одной из главных осей тензора $D_{\alpha\beta}$, положение двух других осей в плоскости ху произвольно, и все три главных значения связаны между собой:

$$D_{xx} = D_{yy} = -\frac{1}{2} D_{zz}. \quad (2)$$

Обычно компоненту D_{zz} обозначают как D (ее называют обычно в этом случае просто квадрупольным моментом), получим потенциал в виде

$$\varphi = \frac{\gamma D}{4r^3} (\cos^2 \theta - 1) = \frac{D}{2r^3} P_2(\cos \theta). \quad (3)$$

где θ - угол между \vec{r} и осью z, а P_2 - полином Лежандра.

Вычислим квадрупольный момент вращающегося шара

$$D = D_{zz} = \frac{1}{c^2} \int \rho^* (z^2 - x^2 - y^2) dV. \quad (4)$$

для нашего случая

$$\rho^* = \rho \left\{ 1 + \frac{1}{c^2} \left(\frac{v^2}{2} + \Pi - U \right) \right\}. \quad (5)$$

При вращении данное распределение теряет сферическую симметрию и приобретает аксиальную симметрию. Следует отметить, что для сферически симметричного тела ньютоновский квадрупольный момент равен нулю, и остается релятивистская составляющая, отличная от нуля

$$D = \frac{1}{c^2} \int \rho \left(\frac{v^2}{2} + \Pi - U \right) (z^2 - x^2 - y^2) dV. \quad (6)$$

Для жидкости и для твердого тела получим

$$D_{ж} = -\frac{6}{7} \frac{S^2}{mc^2}, \quad D_{т} = -\frac{5}{7} \frac{S^2}{mc^2}. \quad (7)$$

где

$$S = \frac{2}{5} mR^2 \omega \quad (8)$$

собственный угловой момент. Поэтому из-за наличия у вращающегося шара релятивистского квадрупольного момента уточненная метрика первого приближения Фока не соответствует точному решению Керра.

Литература

1. Абдильдин М.М. Механика теории гравитации Эйнштейна. Алма-Ата. 1988. - 198 с.

ГАЛАКТИКАДАҒЫ ҚАРАҒЫ МАТЕРИЯНЫҢ ҮЛЕСТІРІЛУІ ЖАЙЛЫ

Ахметова А.А., Абишев М.Е., Бейсен Н.А., Ахметова А.А., Мансурова А.А.

Әл-Фараби ат. ҚазҰУ, Алматы, Қазақстан

Қараңғы материя немесе жасырын масса – электромагниттік сәуле шығаратын және онымен әсерлеспейтін, тек гравитациялық әсер болатын гипотикалық субстанция. Галактикадағы жұлдыздардың қозғалысы негізінде қараңғы материя әлемде бар екендігін қарастырамыз. Астрономдар қараңғы материяның бар екендігін 1933 жылы байқаған. Әлемнің 22⁹ қараңғы материя құрайды деп есептейді. Бұл жұмыста Эйнштейннің теңдеуі негізінде

$$R^{\mu\nu} - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} R = \kappa T^{\mu\nu}$$

алынған қараңғы материя фонындағы ілгерілемелі қозғалыс теңдеулері қарастырылады.

Әдебиет

1. Абдильдин М.М. Механика теории гравитации Эйнштейна.
2. Богородский А.Ф. Уравнения поля Эйнштейна и их применение в астрономии.

КЛАССИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ИНВАРИАНТНОСТИ ИНТЕРВАЛА**В.В. Коновалов***Министерство финансов Пермского края, г. Пермь, Россия*

Релятивистская идея об изменении хода времени в движущихся инерциальных системах отсчета, отличаясь новизной, содержит ряд спорных моментов, в том числе:

а) отсутствие различия между «временем» как физической величиной характеризующей длительность процессов, и информацией о моментах времени, получаемой наблюдателями в процессе его измерения;

б) введение в теорию представления о «ходе времени», существование которого недостаточно обосновано; его отождествление с ходом процессов.

В связи с этим представляет интерес классическая интерпретация инвариантности интервала и связанных с ней преобразований Лоренца, свободная от идеи замедления хода времени.

В специальной теории относительности (СТО) интервал ds рассматривают как расстояние между двумя точками (событиями) в воображаемом четырехмерном пространстве с осями x, y, z, Ct и определяют выражением:

$$ds^2 = C^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2. \quad (1)$$

Полагают, что из инвариантности скорости света по отношению к разным инерциальным системам отсчета (ИСО) следует и аналогичная инвариантность интервала:

$$ds^2 = C^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 = ds'^2 = C'^2 dt'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2, \quad (2)$$

где C – скорость света в пустоте; x, y, z, t – значения координат события в данной ИСО (в системе K): x', y', z', t' – значения координат события в движущейся ИСО (в системе K').

Инвариантность интервала (2) в СТО считают математическим выражением принципа постоянства скорости света [1].

Но релятивистский интервал (2) может быть инвариантным и в случае, когда скорость света является постоянной только по отношению к ИСО, связанной с его источником. Для доказательства этого достаточно в правой части выражения (2) заменить скорость света C на скорость света $C' < C$ и принять, что $dt' = dt$. Получим классическую форму инвариантности интервала:

$$ds^2 = C^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 = C'^2 dt^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2, \quad (3)$$

где C – скорость света по отношению к ИСО, связанной с источником; C' – скорость света по отношению к движущемуся приёмнику.

Обратим внимание, что левые части релятивистской и классической форм инвариантности интервалов (2) и (3) полностью совпадают. Следовательно, должны быть равны и их правые части:

$$C^2 dt^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2 = C'^2 dt^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2, \quad (4)$$

Из равенства (4) следует, что:

$$C^2 dt^2 = C'^2 dt^2. \quad (5)$$

Следовательно, справедливо и равенство:

$$C dt' = C' dt. \quad (6)$$

Равенство (6) показывает, что принятые в СТО постоянство скорости света в пустоте по отношению к движущемуся приёмнику и замедление хода часов, связанных с этим приёмником, эквивалентны принятым в классической механике, соответственно, непостоянству скорости света и отсутствию замедления хода времени.

Подобно тому, как из релятивистской формы инвариантности интервала (2) получают выражение для промежутка времени dt' из классической формы инвариантности этого же интервала (3) можно определить скорость света C' . Приведём этот вывод.

Выражение для промежутка времени dt' , характеризующее релятивистское замедление «хода времени», обычно получают на примере рассмотрения движения часов в

течение бесконечно малого промежутка времени dt (по неподвижным часам) [1]. За этот промежуток времени dt часы проходят расстояние, равное $\sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$. Затем ставится задача, какой промежуток времени dt' покажут при этом движущиеся часы.

Поскольку в ИСО, связанной с движущимися часами, последние покоятся, т.е. $dx'^2 = dy'^2 + dz'^2 = 0$, то в силу инвариантности интервала (2):

$$ds^2 = C^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 = C^2 dt'^2 \quad (7)$$

Отсюда определяют промежуток времени dt' , показываемый движущимися часами:

$$dt' = dt \sqrt{1 - \beta^2},$$

где $\beta = v/C$; v -скорость движения часов.

Для вычисления скорости света C' подставим в соответствии с равенством (5) в правую часть выражения (7) вместо члена $C^2 dt'^2$ его классический эквивалент $= C'^2 dt^2$, получим:

$$C^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 = C'^2 dt^2 \quad (8)$$

Из полученного выражения (8) можно вычислить величину скорости света C' :

$$C' = C \sqrt{1 - \beta^2}.$$

Отметим, что скорость света C' это расчетная скорость света по отношению к движущейся ИСО (приёмнику, движущемуся относительно источника света), не подверженная измерению.

Величину скорости света $C' = C \sqrt{1 - \beta^2}$ можно получить также на основе рассмотрения процесса получения информации о показаниях движущихся часов покоящимся наблюдателем. Пусть наблюдатель находится в начале координат покоящейся ИСО (в точке O), и мимо него вдоль положительного направления оси x равномерно движутся часы. Очевидно, что в этом случае в соответствии с преобразованиями Галилея скорость света, отражённого от циферблата часов, слева от точки O будет равна $(C+v)$, а справа $(C-v)$. Поскольку покоящийся наблюдатель получает информацию о времени движущихся мимо него часов с помощью двух разных световых сигналов, движущихся в противоположных направлениях, то скорости света $(C+v)$ и $(C-v)$ необходимо усреднить. Такой их среднеквадратичной скоростью и является скорость света $C' = C \sqrt{1 - \beta^2}$. Поэтому опытному подтверждению подлежит не собственно скорость света C' , а скорости света $(C+v)$ и $(C-v)$. Кстати говоря, СТО не оспаривает существование этих скоростей, называя их скоростями сближения и удаления объектов.

Анализ классической формы инвариантности интервала показывает, что физический смысл реального «расстояния» между событиями имеют только времениподобные интервалы, включая нулевой интервал. Пространственноподобные интервалы являются чисто математическими конструкциями, и их интерпретация как «расстояния» между событиями является искусственной.

Таким образом, инвариантность интервала не является однозначным математическим выражением принципа постоянства скорости света. Она вполне допускает классическую интерпретацию, позволяющую обоснованно уточнить физический смысл и область применения СТО.

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. –Т.2. – М.: Физматлит, 2006. – С.17-23.

ҚОЗҒАЛЫСТЫҢ ЖСТ АДИАБАТТЫҚ ТЕОРИЯСЫ НЕГІЗІНДЕ ПЛАНЕТАЛЫҚ ЖҮЙЕНІ ҚАРАСТЫРУ

Әбішев М.Е., Жәми Б.А., Тоқтарбай С.
Әл-Фараби ат. ҚазҰУ, Алматы, Қазақстан

ЖСТ адиабаттық теориясы векторлық элементермен қозғалысты сипаттауға, бейсызық механиканың асимптотикалық әдістеріне және адиабаттық инварианттар әдісіне негізделген.

Зерттелетін жүйені баяу эволюциялаушы гамильтон жүйелері сияқты қарастыратын ЖСТ механикасында есептердің үлкен класы бар. Басқа сөзбен айтқанда, ЖСТ есептерінің бірқатары ұйтқылған Кеплер есебі сияқты қарастырылуы мүмкін. Лагранж функциясы олар үшін мынандай түр қабылдайды:

$$L = -mc^2 + \frac{mv^2}{2} + \gamma \frac{mm_0}{2} + R(\vec{r}, \vec{v}) \quad (1)$$

Ал гамильтонианы:

$$H = mc^2 + \frac{p^2}{2m} - \gamma \frac{mm_0}{2} - R(\vec{r}, \vec{p}) \quad (2)$$

R-пертурбациялық функция \approx ,

Қозғалысты сипаттауды \vec{M} және \vec{A} векторлық элементтері көмегімен жүргізуге болады. Онда \vec{M} және \vec{A} элементтерінің векторлық қасиетінен, біз қозғалыс теңдеуінің ең жалпы түрін автоматты түрде аламыз

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \frac{dM}{dt} \vec{e}_M + [\vec{\Omega} \vec{M}] \quad (3)$$

$$\frac{d\vec{A}}{dt} = \frac{dA}{dt} \vec{e}_A + [\vec{\Omega} \vec{A}] \quad (4)$$

\vec{e}_M және \vec{e}_A - \vec{M} және \vec{A} векторларының бағытындағы бірлік векторлар. Сынақ дене қозғалысының жоғарыдағы жалпы жазылуында сыртқы гравитациялық көрісте бұрыштық жылдамдық $\vec{\Omega}$ белгісіз болып қалады. Оның нақты түрі қарастылатын физикалық жүйеге тәуелді. Жалпы жағдайда жұмыста көрсетілген:

$$\vec{\Omega} = \frac{\partial \vec{H}}{\partial \vec{M}} \quad (5)$$

\vec{H} - кеплер қозғалысы бойынша орташаланған гамильтон функциясы. Мұндағы $\vec{H} \vec{M}$ - \vec{H} және адиабаттық инварианттың функциясы болып табылады. Бұрыштық жылдамдықты білу көпшілік релятивтік эффектілерді (3) және (4) қозғалыс теңдеулерін шешпей-ақ есептеуге мүмкіндік береді. ЖСТ-да біз адиабаттық қозғалыс теориясы деп атаған (3), (5)

және $\frac{d\vec{e}_A}{dt} = [\vec{\Omega} \vec{e}_A]$ өрнектері ЖСТ механикасы есептерін зерттеуге негіз қалыптастырады. Басқаша бұл теңдеулер квазикеплерлік есептегі эволюциондық қозғалыс туралы есепті толығымен шешеді.

ҚОС НЕЙТРОНДЫ ЖҰЛДЫЗДАРДЫҢ ҚОЗҒАЛЫСЫ

Әбішев М.Е., Бейсен Н.А., Ахметова А.А., Мансурова А.А.

Әл-Фараби ат. ҚазҰУ, Алматы, Қазақстан

Бұл жұмыста ЖСТ екі дене есебі негізіндегі қос нейтронды жұлдыздардың айналмалы қозғалыс теңдеулеріне зерттеулер жүргізілген.

Орталық симметриялы – өрістегі бөлшектердің қозғалысы алғаш Эйнштейннің классикалық жұмыстарында қарастырылды. Осы зерттеулердің нәтижесінде бөлшектердің Ньютондық эллипсі өте аз айналысқа шыдайды. Бұл қозғалыс теңдеулерінің Эйнштейндік жуықтау бойынша интегралданатынын көрсетеді. Өзіндік айналыссыз салыстырмалы массалы екі дене есебін алғаш Робертсон зерттеген.

Біздің жағдайда төмендегі формуланың негізінде қос нейтронды жұлдыздардың айналмалы қозғалысын зерттеп, сараптау жасаймыз:

$$\begin{aligned} \vec{w}_a = & \frac{1}{2c^2} (\vec{v} \vec{w}_a) [\vec{v} \vec{w}_a] + \frac{9\gamma m_b}{2r^6 c^2} \overline{r}(\vec{v}) [\vec{v} \vec{r}] + \\ & \gamma/c^2 \{ (5m_b/r^3) (\vec{w}_a) \vec{r} \vec{v} + m_b/r^3 (\vec{v}) \vec{r} (\vec{w}_a) \} + \\ & \overline{r} \vec{w}_b \left(\frac{J_b^*}{r^3} [\vec{w}_a \vec{w}_b] + \frac{3J_b^*}{r^5} (\vec{r} \vec{w}_b) [\vec{r} \vec{w}_b] \right) + \\ & \frac{9\gamma m_b J_b}{J_a^* r^5 c^8} \overline{r}(\vec{w}_a) [\vec{r} \vec{w}_a] + \frac{9\gamma m_b J_a}{J_a^* r^5 c^8} \left[\vec{w}_a (\vec{r} \vec{v}) + \vec{r} (\vec{w}_a \vec{v}) + \vec{v} (\vec{w}_a \vec{r}) - \frac{5\vec{r}}{r^8} \overline{r}(\vec{v}) (\vec{w}_a \vec{r}) \right] \end{aligned}$$

Әдебиет

1. Абдильдин М.М. Механика теории гравитации Эйнштейна.
2. Богородский А.Ф. Уравнения поля Эйнштейна и их применение в астрономии.

S-FACTOR OF THE ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$ REACTION

**N. Burtebayev¹, K. Rusek², A. Amar³, Zh.K. Kerimkulov¹, S.B. Sakuta⁴, S.V. Artemov⁵,
D. M. Zazulin¹**

1 - Institute of Nuclear Physics of National Nuclear Center, Almaty, Kazakhstan

2 - Heavy Ions Laboratory, Warsaw University, Warsaw, Poland.

3 - Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

4 - Russian Research Center “Kurchatov institute”, Moscow, Russia

5 - Institute of Nuclear Physics, Tashkent, Uzbekistan

Because interaction energy of substance in stars is small enough (from shares to hundreds of keV) and consequently there is no opportunity for direct measurement of nuclear reaction cross sections demanded for astrophysical calculations. Usually measurements of differential cross sections are spent at higher energies and then they are extrapolated in the energy range of astrophysics and thermonuclear synthesis interest using theoretical methods. Reliability of such procedure is defined by quality of theoretical models and accuracy of extrapolated characteristic measurement. Therefore increase of measurement accuracy and also expansion of class of the measured reactions proceeding on same nuclei at set energy can reduce ambiguity of the theoretical analysis and decrease the extrapolation uncertainty. Experimental data on nuclear reaction cross sections and their theoretical analysis within the framework of various theoretical models are the basic source of information about nuclear structure, properties and mechanisms of nuclear reactions. In nuclear astrophysics only theoretical predictions can give the missing information about reaction properties in many cases.

New measurements of the ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$ reaction γ -ray angular distributions have been done at beam energies of $E_{p, \text{lab.}} = 387, 690, 984$ and 1283 keV for the γ -ray transitions to the ground and first excited ($1/2^-$, 429 keV) states in ${}^7\text{Be}$. The angular distributions of the ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$ reaction were fitted at four fixed energies from the energy region of $E_{p, \text{lab.}} = 387 - 1283$ keV by Legendre polynomials [1]:

$$W(\theta_\gamma) = 1 + \sum_k a_k Q_k P_k(\cos\theta) \quad (k = 1, 2, \dots), \quad (1)$$

Spectroscopic factors of ${}^7\text{Be}$ have been calculated from ${}^6\text{Li}(p, \gamma)$ reaction. For calculations of cross sections within the framework of the direct capture it is necessary to know wave function of input and output channels. In the two body approach wave function of input and output channels are generated in the optical potential, parameters of which are just input ones, besides for the calculation of the cross sections, it is necessary to know the spectroscopic factor of the ${}^7\text{Be}$ – nucleus splitting into the $({}^6\text{Li} + p)$ – channel. Spectroscopic factors of ${}^7\text{Be}$ have been calculated from the reactions $({}^3\text{He}, d)$ and the values are close to theoretical values calculated by S. Cohen et al. [2]. Our calculations are $C^2S_{3/2} = 0.309$ (g. s.), and 0.746 (1exc.) and $C^2S_{1/2} = 0.247$ (g. s.), and 0.028 (1exc.). We can say that the four cluster microscopic model used by K. Arai et al. [3] to calculate the spectroscopic factors for ${}^7\text{Be}$ is so high comparing with those from experimental values.

Our calculations of the cross section of the ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$ reaction was carried within the framework of the direct capture in the potential model (in the long wave approximation) using FRESKO Code. The calculation was carried out in order to verify the assumption, that properties of mirror reactions of the direct capture can be described in the OP, using the same parameters of values for all reactions. The calculation of the cross sections depended on parameters of the potential and spectroscopic factors. For us it was cheerful results to obtain the values of cross section directly from our calculations depending on OMPs from the reaction ${}^6\text{Li}(p, p){}^6\text{Li}$ and spectroscopic factors from the reaction ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, d){}^7\text{Be}$.

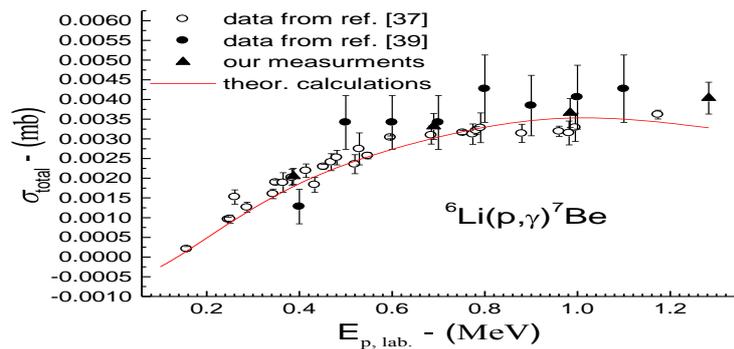


Fig. 1 total cross section of the reaction ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$. The experimental points are from [4] (open circles), [5] (closed circles) and our measurements as triangle. The curve was calculated depending on the OMPs calculated from ${}^6\text{Li}(p,p){}^6\text{Li}$ and spectroscopic factor from ${}^6\text{Li}({}^3\text{He},d){}^7\text{Be}$ reaction.

The optical potential parameters used are taken from our work [6], where spectroscopic factors have been calculated in not published work. Calculated S-factor is shown in figure 2.

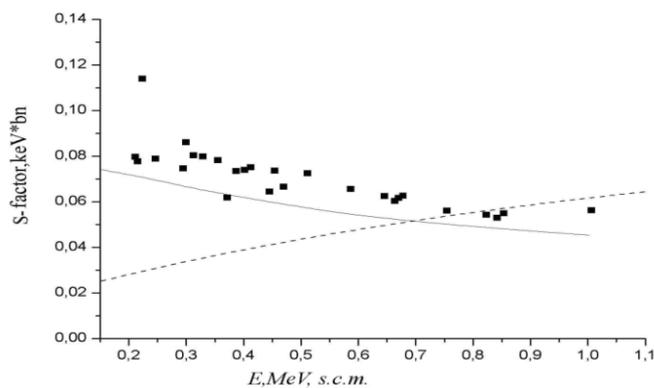


Fig. 2. Calculated S-factor of the ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$ reaction.

The extrapolation of the astrophysical factor on the base of theoretical cross sections was carried out. The calculated values of S-factor are $S(0)=0.072$ keV·b in the optical model and in the R-matrix one $S(0)=0.026$ keV·b.

References

- 1- J.D. King, R.E. Azuma, J.B. Vise, J. Gorres, C. Rolfs, H.P. Trautvetter, A.E. Vlieds, Nucl. Phys. A Vol.567 (1994) 354-376.
- 2- S. Cohen and D.Kurath. Nucl. Phys. A101 (1967) 1.
- 3- K. Arai, D. Baye, P. Descouvemont, Nucl. Phys. A 699 (2002) 963-975.
- 4- Switkowski Z. E., Heggie J. C. P., Kennedy D. L., Sargood D. G., Barker F. C., Spear R. H. Cross section of the reaction ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$, Nucl. Phys. A, Vol.331 (1979) 50-60.
- 5- Warren J.B., Alexander T.K. and Chadwick G.B. Reaction ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$, Phys. Rev. Vol.101 (1956) P.242-245.
- 6- A. Amar, Sh. Hamada, N. Burtebayev, N. Amangeldy, International Journal of Modern Physics E, Vol. 20, No. 4 (2011) 980–986.

DYNAMICS OF LIGHT HEAVY ION ELASTIC SCATTERING

Sh. Hamada¹, N. Burtebayev¹, N. Amangeldi², K.A. Gridnev³¹ Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan.² Eurasia National University, Astana, Kazakhstan.³ St. Petersburg University, Russia.

There is a significant progress in our understanding of the heavy-ion (HI) optical potential that describes the elastic scattering of two nuclei, especially through studies of elastic scattering of certain combinations of light heavy-ions, for which the absorption is relatively weak and refractive effects appear. Refractive (rainbow) phenomena in nuclear scattering provide a unique source of information on the HI interaction potential at small inter nuclear distances [1]. So far, systematic experimental evidence of nuclear rainbow in light HI scattering has been found mainly in such symmetric systems: $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ and $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. When refractive effects, in particular, nuclear rainbows are discernible, very important information about the shape and strength of the real optical potential can be obtained. In particular, the clear observation of rainbow scattering features in $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, and $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ elastic scattering data has definitely established the fact that: (i) the real part of the light heavy-ion nucleus nucleus optical potential is strongly attractive: the real part of the optical potential is *deep*. (ii) In some favorable cases (in particular, for the three aforementioned systems), the imaginary part of the potential is weak enough to allow some information to transpire from the nuclear interior in the elastic scattering differential cross section: the optical potential displays some *transparency*. The combination of these two features—deep real potential and incomplete absorption—makes possible the observation in the elastic scattering data of distinctive refractive effects, like strong Airy minima, superimposed on more classic diffractive features.

There are, a series of seminal papers [2–5] were devoted to the interpretation of the optical model results for these nuclear systems in more intuitive terms. Most of these studies were carried out within the frame of the so-called nearside/farside (N/F) decomposition method introduced by Fuller [6], where the scattering amplitude, $f(\theta)$, is split into two contributions, $f_N(\theta)$ and $f_F(\theta)$, corresponding to classical trajectories with positive and negative deflection angles, respectively. In the N/F approach, the Airy structure does however not result from interference between the nearside and farside components, but is fully carried by the farside contribution to the scattering amplitude as shown in figure 1. The N/F decomposition thus does not supply a direct explanation of the Airy structure observed in some light heavy-ion systems: to understand this structure, one has to invoke the existence, in the farside component itself, of two interfering contributions corresponding to negative deflection angle trajectories with different angular momenta [4] (usually noted $l_<$ and $l_>$).

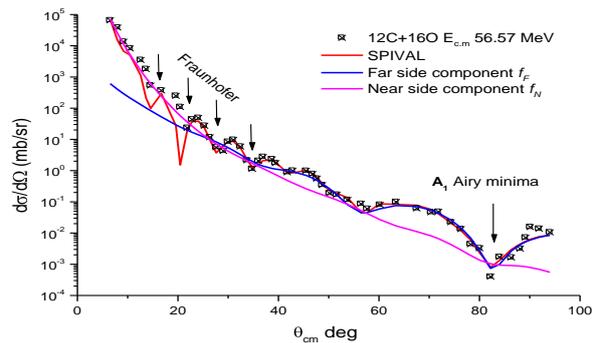


Fig. 1: Nearside/farside decomposition of the $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ optical model angular distribution at $E_{\text{c.m.}} = 56.57$

In our work, experiments were performed in the cyclotron DC-60 INP NNC to study the nuclear system $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ at low energies 21, 18, and 15 MeV close to Coulomb barrier energy, as shown in figure 2, in addition to the observed Airy structure, there is a significant increase in the differential cross section at backward angles due to the contribution of alpha particle transfer between the projectile and target nuclei. Also, figure 3 shows the absence of rainbow phenomenon in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ at such energies close to Coulomb barrier energy. The optimal parameters are listed in table 1. In particular, we want to clarify the transition between the region of relatively high incident energies where rainbow scattering has set in and lower energies close to Coulomb barrier energy where rainbow scattering is not yet observed but the nuclear “Airy minima” are clearly present. In our work, it is clearly shown that, refractive features such as; nuclear rainbow phenomenon is not observed in the aforementioned nuclear systems at low energies close to Coulomb barrier energy. The optical model analysis for these systems at low energies doesn’t require deep real potential and shallow imaginary potential in comparison with systematic analysis of these nuclear systems at high energies.

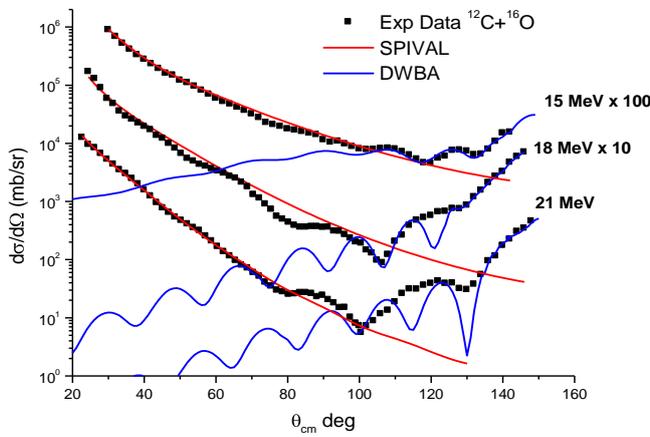


Fig. 2: Measured differential cross sections of ^{12}C elastically scattering on ^{16}O at energies 21, 18 and 15 MeV. The dots represent experimental data; red lines represent the calculation using SPIVAL code and blue lines represent the calculation using DWUCK5 code.

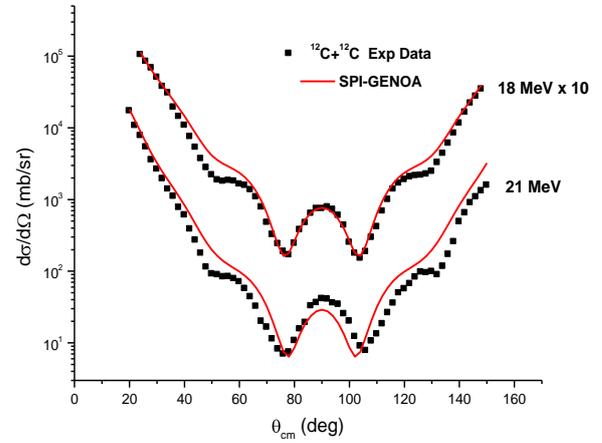


Fig. 3: Differential cross sections of ^{12}C elastically scattering on ^{12}C at energies 21 and 18 MeV. The solid squares represent experimental data; solid lines represent the calculation using SPI-GENOA code.

Nuclear System	E (MeV)	V_0 (MeV)	r_v (fm)	a_v (fm)	W_0 (MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)	J_v	J_w	r_c (fm)
$^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$	21	98.28	1.18*	0.458	11.94	1.25*	0.378	417.07	58.80	1.25*
$^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$	18	92.91	1.18*	0.453	16.87	1.25*	0.294	393.76	81.87	1.25*
$^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$	15	107.06	1.18*	0.439	39.0	1.25*	0.155	452.06	186.06	1.25*
$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	18	96.98	1.255*	0.44	31.92	1.294*	0.30	566.97	198.02	0.95*
$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	21	85.98	1.255*	0.4436	29.64	1.294*	0.292	502.53	183.64	0.95*

Table 1: The optimal optical potential parameters obtained from SPIVAL and SPI-GENOA code, these parameters were used as input parameters in DWUCK5 code for the $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ nuclear system at energies 21, 18 and 15 MeV, the * parameters were fixed during the search.

References

- 1- M. E. Brandan and G. R. Satchler, Phys. Rep. 285, 143 (1997).
- 2- M. S. Hussein and K. W. McVoy, Prog. Part. Nucl. Phys. 12, 103 (1984).
- 3- K. W. McVoy and G. R. Satchler, Nucl. Phys. A417, 157 (1984).
- 4- M. E. Brandan, S. H. Fricke, and K. W. McVoy, Phys. Rev. C 38, 673 (1988).
- 5- K. W. McVoy and M. E. Brandan, Nucl. Phys. A542, 295 (1992).
- 6- R. C. Fuller, Phys. Rev. C 12, 1561 (1975).

IONIZATION IN THE SUN

N.Zh. Takibayev¹, A.T. Sarsembayeva²

¹*Institute of Experimental and Theoretical Physics of Al-Farabi Kazakh National University,
Almaty, Kazakhstan*

²*Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan*

The processes occurring in the solar atmosphere are diverse and depend on many important factors. For example, from magnetic fields, their sudden changes, from emissions of substance from the depths of the Sun, distribution of shock waves and plasma jets, etc. Consider the model of formation of the charged volumes of gas in solar atmosphere, which is called solar “storm clouds”. The model will be based on the theory ionization equilibrium and the Saha equation. They describe the equilibrium and the local quasi-equilibrium ionization of gases [1, 2, 3]. For example, consider what happens with counter flows of gas at the border of spicules in the chromosphere. Chromospheric spicules – individual gas streams, which rise or fall at a speed of about ~ 20 km/sec, differ by the fact that the gas streams are moving horizontally at a speed of more than 0,2 km/sec. from the center to the periphery of spicules. Thus, on the border of spicules is almost constant collision of gas flows. Furthermore, the colliding streams have different temperature – it follows from the data of the analysis of intensity and of the radiation spectrum of the chromospheric network.

In the counter flows of gas - plasma substance at the boundary of the chromospheric cells in the border area between streams occur a collision of atoms and molecules of the oncoming flows, that is resulting for increased dissociation molecules and ionization of atoms and molecules.

In this area – an area of "friction" of gas streams, generated positive and negative ions, mainly it is hydrogen radicals H_2^+ , H_2^- , H^- , and some of the free electrons [4].

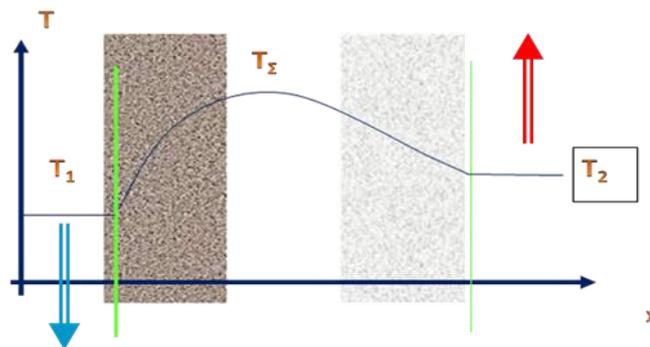


Fig. 1. Temperature characteristics of area of the collision of two counter flows with different temperatures T_1 and T_2 . The x axis is perpendicular to the flow. Double arrows indicate on counter motion of flows. In the area of “friction” darker square denotes cold area, and by lighter – a hot area.

If the counter flows have a different temperature the friction zone acquires a temperature gradient from the center of the zone, where the temperature is maximal to its borders (Fig. 1). This is the typical pattern associated with the movement and interaction of two streams of cold and warm layers of an atmosphere. Heterogeneity and turbulent distortions in the area of “friction” for simplicity we omitted

For a variety temperature gradients from the center of “friction” in a direction to area 1 and a direction to area of 2 concentration of ions of different types will be different. Indeed, the concentration of ions of each grade has its well-defined temperature dependence. This is a consequence of the balance of direct and reverse reactions which intensity depends on temperature. This balance is described by Saha which often called the theory of ionization equilibrium [3].

Note that the from data of ionization energies of atoms and molecules of hydrogen and the Saha equation, it follows, that in the colder flows will be concentrated mainly positive ion molecule H_2^+ , and in warmer masses - negatively charged ions H^- .

In the photosphere of the sun, the mass density is $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ kg/m³ which corresponds to $2 \cdot 10^{23}$ protons/m³ ($m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg). Since this is substantially larger than the 50% density for $T = 6400$ K, the plasma must be more than 50% neutral. Indeed, one can impose the criterion $n_{r+1}/n_r = 2 \cdot 10^{23}$ onto to find that $n_{r+1}/n_r = 4$ at 6400 K; it is mostly neutral. At a somewhat higher temperature, ~ 23000 K, one finds that the gas would be very much ionized, $n_{r+1}/n_r \sim 50$ [5]. Here n_r and n_{r+1} are the number of atoms in the ionization state r and the ionization state $r+1$ of a given element.

These temperatures for reaching an ionized state are much less than the value one might naively guess, namely that obtained from $kT = 13,6$ eV, or $0K = 160,000$ K. In the dilute gases often found in astrophysics, the temperature required for ionization is quite low. Once an atom is ionized, it has few opportunities to become neutral again; an interaction with a free electron is required and these are rare in a dilute gas.

A graphical presentation of the behavior of the Saha equation is given in Fig. 2. [6].

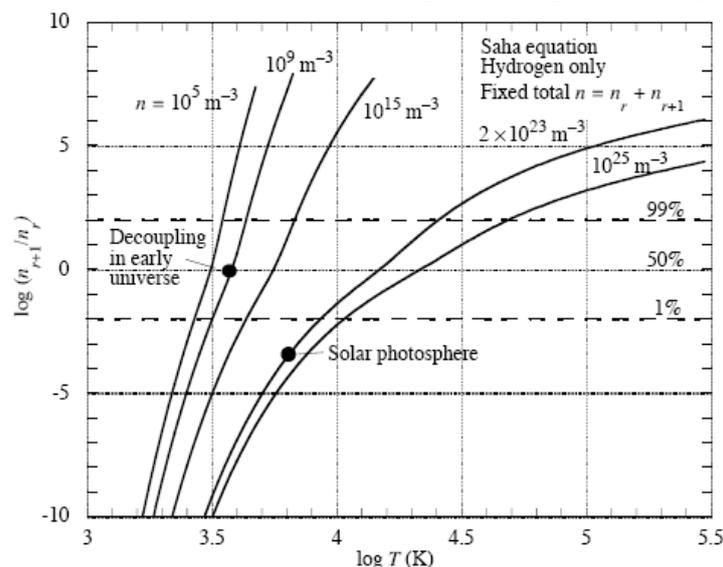


Fig. 2. Plot of log ionization fraction n_{r+1}/n_r for various fixed total densities, $n = n_r + n_{r+1}$ (i.e., $n = n_H + n_p$) as a function of temperature.

References

- 1 L.D. Landau, E.M. Lifshitz, Statistical Physics, Third Edition, Part 1: Volume 5, Butterworth-Heinemann, 1980.
- 2 Rumer U.B., Rivkin M.Sh. Thermodynamic, statistical and kinetic physics, Novosibirsk, 2000.
- 3 Frank-Kamenetskii D.A., Lectures on Plasma Physics, Acad. 3, 2008.
- 4 Dubovichenko S.B., Takibaev N.Zh., Chechin L.M. - The physical processes in the far and near space. The Series "Kazakhstan space research", // "Daik-Press", Almaty, 2008, p. 281.
- 5 K. R. Lang, Astrophysical Formulae, 2nd edition, Springer-Verlag, 1986, p. 90-91.
- 6 Hale Bradt, Astrophysics processes, Cambridge University Press, 2008.

ЭКСПРЕСС – АНАЛИЗ ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА ВЕЩЕСТВ НЕЙТРОННО – РАДИАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

С. Арынов

Институт ядерной физики НЯЦ РК

Суть метода заключается в том, что при облучении образцов непрерывным потоком быстрых нейтронов в ядрах возбуждаются ядерные уровни, энергия которых характеризуют тот или иной элемент.

Гамма – распад этих уровней является предметом исследования. Современные полупроводниковые детекторы и последующий компьютеризированный анализ позволяет с высокой достоверностью идентифицировать каждый гамма – переход, т.е. какому именно элементу принадлежит измеряемое гамма – излучение.

Таким образом, в одном измерении можно определить относительное содержание элементов в исследуемом образце.

Такую установку можно собрать в качестве входного контроля непосредственно у транспортера. Для этого требуется нейтронный источник, гамма – детектор с соответствующим электронным, программным обеспечением. Нейтронный источник и гамма – детектор можно приобрести в России. Программное обеспечение имеется в институте ядерной физики Национального ядерного центра Республики Казахстан. 1990-91 гг. институт ядерной физики сотрудничал с Медьзаводом. В результате этого сотрудничества были выполнены экспресс – анализ ряда проб, представленных Медьзаводом, нейтронно – радиационным методом. Сравнение с результатами химического анализа показали удовлетворительное согласие.

Основные достоинства нейтронно – радиационного анализа:

- Не требуется специальная пробоподготовка;
- Не индуцируется радиоизлучение пробы;
- Высокое энергетическое разрешение полупроводникового гамма – детектора облегчает элементный анализ;
- Доступность компьютерных программ для анализа гамма – спектров как авторских разработок, так и программ, рекомендуемых МАГАТЭ;
- В случае применения нейтронных источников, установка может быть мобильной, т.е. применяться в местах разработки руды, поскольку вся аппаратура может разместиться в легком грузовике типа «Газель»;
- Слабый радиационный фон для операторов, что обеспечивается дистанционным управлением установкой и доступными материалами, как карбид бора, кадмий, свинец и парафин.
- Установка может служить и для промежуточного, выходного контроля продукции.
- Таким образом, внедрение метода нейтронно – радиационного анализа для определения элементного состава руд поступающих для переработки повышает эффективность использования сырья.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССОВОГО СПЕКТРА МЕЗОНОВ С УЧЕТОМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭФФЕКТОВ

М. Динейхан, С.А. Жаугашева, И.С. Ишмухамедов*

КазНУ им. аль-Фараби, Алматы

**ЛТФ им. Н.Н. Боголюбова ОИЯИ, Россия, Дубна*

В релятивистской квантовой теории поля (КТП) образование и описание связанных состояний до сих пор не является хорошо поставленной задачей (см. [1-3]). КТП описывает упругое и неупругое рассеяния свободных релятивистских частиц, находящихся на больших расстояниях друг от друга в состоянии плоских волн. При этом сама формулировка КТП проводится в рамках теории возмущений, т.е. в разложении по степеням взаимодействия, где никакие связанные состояния принципиально возникнуть не могут. Таким образом, возможная постановка задачи на связанные состояния требует выхода за рамки теории возмущений, где имеющиеся методы исследования по сути дела не развиты должным образом.

С другой стороны известно, что энергетический спектр связанного состояния может быть определен с хорошей точностью в рамках нерелятивистской квантовой механики при надлежащем подборе потенциала взаимодействия. Тем не менее, нерелятивистское уравнение Шредингера, дающее математически корректное описание связанных состояний, уже не является достаточным, так как требуется учет релятивистского характера взаимодействия, поскольку для описания современных экспериментальных результатов, полученных как в атомной [4], так и в адронной физиках [5] требуется учет релятивистских поправок.

В работе [6] предложен метод вычисления энергетического спектра, на основе исследования асимптотического поведения вакуумного среднего (функции Грина) от токов заряженных скалярных частиц, во внешнем калибровочном поле. При определении асимптотического поведения корреляционной функции, используется представление в форме функционального интеграла, так что усреднение по внешнему калибровочному полю может быть выполнено точно. Полученное представление похоже на фейнмановский функциональный интеграл по путям [7], в нерелятивистской квантовой механике.

В данной работе вычислен массовый спектр и волновая функция мезонов, состоящих из (cc), (vv) и (vc) кварков с учетом релятивистского характера взаимодействия. Также определено расщепление массового спектра этих мезонов спин-синглетного и спин-триплетного состояния для орбитального и радиально возбужденного состояния, определены ширины распадов E1 и M1 переходов. Полученные результаты хорошо согласуются с существующими экспериментальными данными.

Литература

1. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантовых полей. М.: Наука. - 1976.
2. Weinberg S. The quantum theory of fields. Cambridge University: Press Cambridge .- 1995.
3. Itzykson C. and Zuber J.B. Quantum field theory. McGraw-Hill: New-York.- 1980.
4. Eides M.I. et al. // Phys. Repor. -2001. -Vol.342. -P.61.
5. Amsler C. et al., *Review of Particle Physics*. // Phys. Lett. -2008.-V. B667.- P.1.
6. М. Динейхан, Жаугашева С.А., ЭЧАЯ, т.42, стр.729- 801, 2011.
7. Feynman R.P. and Hibbs A.P., *Quantum Mechanics and Path Integrals* (Mc Graw-Hill, New York, 1963).

ОБРАЗОВАНИЕ 1S_0 ДИПРОТОНА В РЕАКЦИЯХ $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ И $pp \rightarrow \{pp\}_s \gamma$ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

О. Имамбеков, Б. Мутанов, Ф. Джандарбек

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Теоретическая работа [1], где впервые рассмотрено образование дипротона $\{pp\}_s$ в 1S_0 состоянии при взаимодействии протонов промежуточных энергий с дейтроном при большой передаче импульса, в дальнейшем стимулировала постановку серии экспериментов с образованием $\{pp\}_s$ на ускорителе COSY-ANKE (г.Юлих, Германия) [2–4]. В работе [2] изучена реакция развала дейтрона $pd \rightarrow \{pp\}_s n$. Реакции $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ и $pp \rightarrow \{pp\}_s \gamma$, приводящие к рождению π^0 мезона и γ кванта с образованием $\{pp\}_s$ в pp -взаимодействии, экспериментально исследованы в работах [3] и [4], в кинематике, когда дипротон летит вперед под малым углом, а энергия относительного движения $E_{pp} = 0 - 3$ МэВ. Интерес к этим реакциям прежде всего связан с возможностью получения информации о поведении ядерных сил на малых относительных расстояниях между нуклонами. Ожидается, что квазибинарная реакция $AB \rightarrow \{pp\}_s C$ дает более интересную информацию о короткодействующей NN-динамике, чем похожая реакция $AB \rightarrow dC$ (здесь d – дейтрон). В силу сохранения угловых моментов, четности и из-за изоспиновой симметрии, вклад механизма с возбуждением Δ -изобары в промежуточном состоянии (нечувствительного к высокоимпульсной компоненте волновой функции) предполагается сильно подавленным для $AB \rightarrow (pp)_s C$, по сравнению с реакцией $AB \rightarrow dC$. Так, для реакции $pd \rightarrow \{pp\}_s n$ это подавление по сравнению с $pd \rightarrow dp$, дает фактор $1/9$. Кроме того, в реакции $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ в промежуточном ΔN состоянии S-волна полностью запрещена. Аналогично в реакции $pp \rightarrow \{pp\}_s \gamma$ прямое возбуждение Δ -изобары, доминирующие в реакции $\gamma d \rightarrow pn$ вследствие M1 перехода, также запрещено.

В противоположность этим ожиданиям, недавно измеренные поперечные сечения реакции $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ и $pp \rightarrow \{pp\}_s \gamma$, при энергии налетающей частицы 0.5 – 2.0 ГэВ и 0.35 – 0.55 ГэВ, демонстрируют заметный пик в $\Delta(1232)$ -изобарной области [3, 4]. В реакции развала дейтрона $pd \rightarrow \{pp\}_s n$ измеренной в [2], аналогичный $\Delta(1232)$ пик не очень заметен в энергетической зависимости поперечного сечения. Однако теоретический анализ этой реакции приводит к выводу, что вклад Δ механизма доминирует при 0.5 – 1.3 ГэВ [5]. Наблюдение Δ пика в [3, 4] является интересным фактом и, возможно, указывает (так же и как в случае $pd \rightarrow \{pp\}_s n$), на мягкость потенциала NN-взаимодействия на коротких расстояниях.

В данной работе анализируются результаты экспериментов [3, 4] на основе так называемого бок-механизма, явно учитывающего образование Δ -изобары в промежуточном состоянии. На рис.1 приведены прямой и обменный бок-механизмы для реакции $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$. Для реакции $pp \rightarrow \{pp\}_s \gamma$ соответствующие механизмы получаются из приведенных механизмов заменой нижней правой вершины $\Delta \rightarrow N\pi^0$ на $\Delta \rightarrow N\gamma$. Амплитуда процесса, соответствующего прямой диаграмме на рис.1а имеет вид

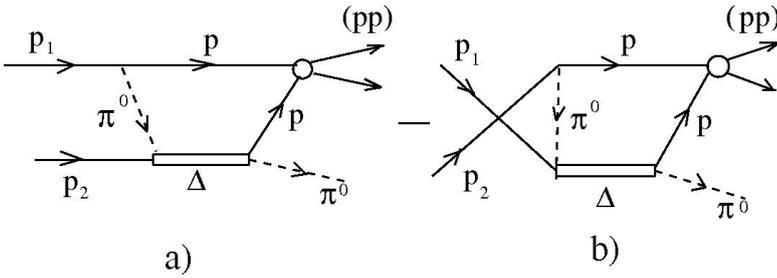
$$M_{\sigma_1 \sigma_2}(pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0) = - \left(\frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} \right) 2m_p N_{pp} \left(\frac{f_{\pi N \Delta}}{m_\pi} \right) 2m_p 2m_\Delta \int \frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3} \frac{4\pi \cdot f(q, k_{pp}; k_{pp})}{k_{pp}^2 - q^2 + i\varepsilon} \times \\ \times \frac{F_{\pi NN}(k_\pi^2)}{m_\pi^2 - k_\pi^2 - i\varepsilon} \frac{F_{\pi N \Delta}(k_\pi^2)}{m_\Delta^2 - S_\Delta - im_\Delta \Gamma_\Delta} \cdot G_{\sigma_1 \sigma_2}(\vec{Q}, \vec{k}, \vec{k}'),$$

где спиновая часть амплитуды $G_{\sigma_1\sigma_2}(\vec{Q}, \vec{k}, \vec{k}')$

$$G_{\sigma_1\sigma_2} = \sum_{\sigma'_1\sigma'_2} G_{\sigma_1\sigma_2}^{\sigma'_1\sigma'_2}(\vec{Q}, \vec{k}, \vec{k}') = \langle \varphi_{\sigma_1}^+ | \vec{\sigma} \vec{Q} | \varphi_{\sigma'_1} \rangle \langle \varphi_{\sigma'_1} | \frac{i\sigma_y}{\sqrt{2}} | \varphi_{\sigma'_2} \rangle \langle \varphi_{\sigma'_2} | \delta_{li} - \frac{1}{3} \sigma_i \sigma_i | \varphi_{\sigma_2} \rangle k'_i k_i .$$

Сечение всего процесса:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \frac{1}{(4\pi)^4} \frac{p_f}{p_i} \frac{k_0 m_p E_{pp}^{\max}}{S_{p_1 p_2} \sqrt{k_0^2 + m_p^2}} |M(p_1 p_2 \rightarrow \{pp\}_s \pi^0)|^2 .$$



Результаты расчетов для реакции $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ и $pp \rightarrow \{pp\}_s \gamma$ приведены на рис 2 и 3. Как видно из рис.2, вклад больших q в вершине $p+p \rightarrow \{pp\}$ завышает экспериментальные данные. Это связано с немассовым поведением

Рис.1

виртуальных частиц. Из анализа реакции $pp \rightarrow \{pp\}_s \gamma$ видно, что тенденция роста сечения при энергии 0.3 – 0.6 ГэВ на рис. 3 передается правильно.

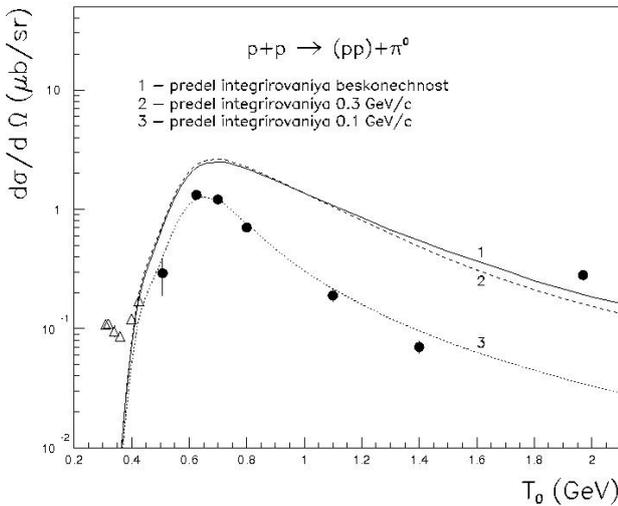


Рис.2

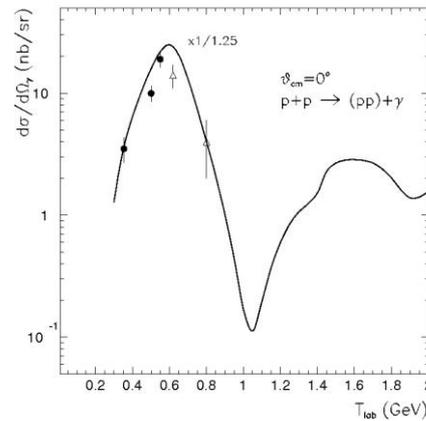


Рис.3

Литература

1. O.Imambekov, Yu.N.Uzikov , Sov.J.Nucl.Phys. **52**,1361 (1990).
2. S.Dymov, V.Komarov, O.Imambekov et al. Phys.Rev, **C81**, 044001 (2010); V.Komarov, S.Dymov, A.Kacharava et al. Phys.Lett.**B553**, 179 (2003);
3. V.Kurbatov, M.Buscher, S.Dymov et al. Phys.Lett **B661**, 22 (2008)
4. V.Komarov, T.Azaryan, D.Chiladze et al. Phys.Rev.Lett. **101**, 102501 (2008).
5. J.Haidenbauer, Yu.N.Uzikov, Phys.Lett,D562, 227(2003); Yu.N.Uzikov,
6. <http://dwdac.phys.dwu.edu>

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО $\alpha^6\text{Li}$ -РАССЕЯНИЯ В ФОЛДИНГ-МОДЕЛИ

Р.С. Кабатаева

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, Казахстан

Нахождение надежного потенциала взаимодействия α -частиц с изотопами ^6Li имеет большое значение для физики ядра и астрофизики. Весьма удобным универсальным средством для решения этой задачи является модель свертки или кластерная фолдинг-модель, а именно самосогласованный подход этой модели, предложенный в [1]. Ядро ^6Li представляется в виде αd -системы, что обусловлено аномальной малостью энергии связи по данному каналу $\varepsilon_{\alpha d} = 1,475$ МэВ.

Поскольку ядро мишень ^6Li выбирается как совокупность кластеров α и d , то выбор относительных координат Якоби для системы взаимодействующих частиц $\alpha - ^6\text{Li}$ будет иметь вид $\vec{R}_{d\alpha}, \vec{R}_{6\alpha}$, где $\vec{R}_{d\alpha}$ – это координата относительного движения кластеров в ядре-мишени, $\vec{R}_{6\alpha}$ – координата относительного движения налетающей частицы и центра масс ядра мишени.

Напомним, что ядро ^6Li имеет следующие квантовые числа полного спина, четности и изоспина в основном состоянии [2] $^6\text{Li}_{g.s.} J^\pi, T = 1^+, 0$.

Общий вид вещественной части оптического потенциала $\alpha^6\text{Li}$ -взаимодействия вычисляется как среднее значение по произведению волновых функций основного состояния ядра-мишени и налетающей частицы от суммы парциальных $\alpha\alpha$ - и αd -потенциалов:

$$V_{\alpha^6\text{Li}} \vec{R}_{6\alpha} = \left\langle \Psi_{jm_j}^{6\text{Li}} \vec{R}_{d\alpha} \cdot \Psi_{\alpha} \left| v \vec{R}_{d\alpha}, \vec{R}_{\alpha\alpha} \right| \Psi_{jm_j}^{6\text{Li}} \vec{R}_{d\alpha} \cdot \Psi_{\alpha} \right\rangle, \quad (1)$$

где потенциал $v \vec{R}_{d\alpha}, \vec{R}_{\alpha\alpha}$, стоящий между произведениями функций взаимодействующих частиц в выражении (1), есть сумма парциальных $\alpha\alpha$ - и αd -потенциалов:

$$v \vec{R}_{d\alpha}, \vec{R}_{\alpha\alpha} = v_{\alpha d} \vec{R}_{d\alpha} + v_{\alpha\alpha} \vec{R}_{\alpha\alpha}. \quad (2)$$

Таким образом, после преобразований можем записать окончательный результат для вещественной части фолдинг-потенциала $\alpha - ^6\text{Li}$ -взаимодействия в аналитическом виде:

$$V_{\alpha^6\text{Li}} \vec{R}_{6\alpha} = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \delta_{m_s, d, m_j} \delta_{m'_s, m'_j} \sum_{jm} C_j C_m \left\{ \frac{V_1}{a_1^{3/2}} e^{-q_1 \vec{R}_{6\alpha}^2} + \frac{V_2}{b_1^{3/2}} e^{-p_1 \vec{R}_{6\alpha}^2} \right\}. \quad (3)$$

На рисунке 1 представлены результаты численного расчета реальной части полного потенциала (3) в интервале от 0 до 8 ферми.

На рисунке 2 представлены реальные части потенциалов взаимодействия рассматриваемой системы, рассчитанные настоящим автором и другими авторами. В работе [3] авторы рассматривали трехтелую модель ядра $^6\text{Li} \alpha n p$.

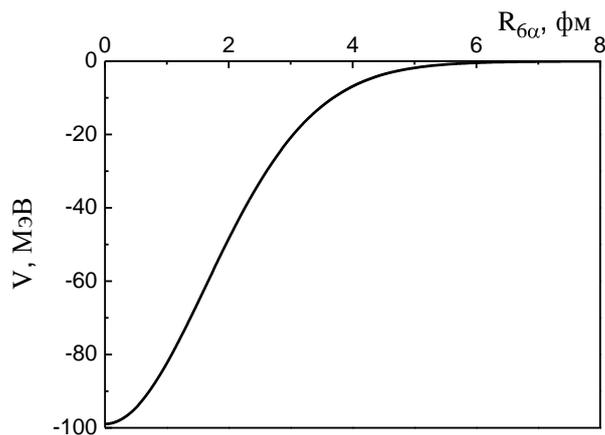


Рис. 1. Реальная часть потенциала $\alpha - {}^6\text{Li}$ взаимодействия, рассчитанного в кластерной фолдинг-модели

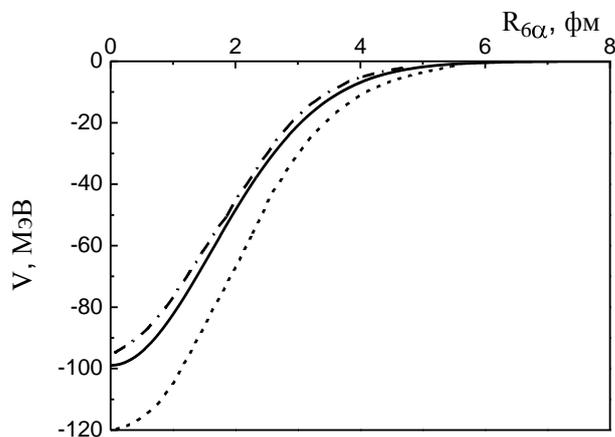


Рис. 2. Потенциалы $\alpha - {}^6\text{Li}$ взаимодействия: сплошная – результат настоящей работы, штриховая – результат работы [3], штрих-пунктирная – [4]

Литература

1. Камаль М., Ворончев В.Т., Кукулин В.И. Самосогласованный расчет потенциалов взаимодействия нуклонов и дейтронов с ядром ${}^6\text{Li}$ // Вопросы атомной науки и техники, серия «Ядерные константы». 1986. P4-88-799. С. 1-19.
2. Tilley D.R. et. al. Energy levels of light nuclei. A=6. // Nucl. Phys. A708 (2002) 3. P. 18.
3. Kamal M., Voronchev V.T., Kukulkin V.I., Krasnopolsky V.M., Nakao Y. and Kudo K. Self-consistent calculation of the interactions of lightest nuclei with ${}^6\text{Li}$ // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 18 (1992) P. 379-392.
4. Bacheller D., Bernas M., Boyard J.L., Harney H.L., Jourdain J.C., Radvanyi P. and Roy-Stephan M. 1972. Nucl. Phys. A 195. 361-8.

ШЕҢБЕР ГРАНУЛАДАН ТРИТИДІҢ БӨЛІНУІ

А.А. Куйкабаева

Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, физика-техника факультеті

${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ – реакцияда бөлінетін энергия гелий және тритий атомдарының арасында өзара таралады. Осы ядролық реакциядан кейін тритидің энергия беруі 3 МэВ шамасында болады. Энергия беру эффектісі атом берілуінің еркін жол ұзындығының қалыңдығындай қалыңдықтағы беткі қабатта генерацияланатын тритий атомының грануладан бөлінуі болады. Бұл ағын температураға да материалдың кристалл торының түріне де байланысты емес.

Литий титанатындағы және гелидегі тритий атомы берілуінің еркін жол ұзындығын есептеу STRIM-TRIM программасымен жүргізіліп, шамалардың келесі мәндері алынды: тритидің массасы 3.008 а.б., иондар энергиясы – 3 МэВ, Li_2TiO_3 –тан жасалған нысананың тығыздығы $2.8700 \text{ г/см}^3 = 9.4454 \cdot 10^{22} \text{ атом/см}^3$. Нысананың құрамы Ікестеде көрсетілген. 3 МэВ титанат литидағы тритий атомы берілуінің еркін жол ұзындығы 84 микрон (0,0084 см), жеке энергия жоғалтуының электронды құраушысы $dE/dx=0,786 \text{ МэВ/(мг/см}^2)$, энергия жоғалтуының ядролық құраушысы $dE/dx=1,424 \cdot 10^{-4} \text{ МэВ/(мг/см}^2)$, жіңішке ағынның ось бойымен шашырауы 3,4 мкм, жанама шашырауы 3 мкм.

Кесте 1 - титанат литидің құрамы

Элемент	Атомдық нөмері	Атом%	Масс%
Li	3	33,33	12,64
Ti	22	16,67	43,64
O	8	50,00	43,72

Жұмыста қолданылған гранула радиусы 1 мм болғандықтан, беру эффектісі грануланың орталық аумағына қатысы болмады, бірақ грануланың беттік қабыршығы тритимен өте мықты бекітілген болуы керек, сол жағдайда ғана диффузия салдарынан орындалатын газбөліну үрдісі үзіліссіз болады.

Газтекті гелидегі тритий атомы берілуінің еркінжолын есептеуді тығыздығы келесідегідей нысаға жүргізді: $1,8000 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3 = 2.7079 \cdot 10^{19} \text{ атом/см}^3$. Есептеу нәтижелері: энергия жоғалтудың жеке электронды құраушысы $dE/dx=0,2807 \text{ МэВ/(мг/см}^2)$, жеке энергия жоғалтудың ядролық құраушысы $dE/dx=1,880 \cdot 10^{-4} \text{ МэВ/(мг/см}^2)$, еркінжолы 363,64 мм (36 см), жіңішке ағынның ось бойымен шашырауы 14,06 мм, жанама шашырауы 4,78 мм.

Тритий концентрациясының шар қалыңдығымен таралуы келесі дифференциалды теңдеудің шешілуімен анықталады:

$$\frac{\partial C_T}{\partial t} = \Lambda C_{Li} [1 - q(r)] - \lambda C_T \quad (1)$$

где $q(r)$ - вероятность вылета, из зерна за счет отдачи атома тритий атомының берілу эффектісі есебінен болатын ұшу ықтималдығы, , а $\Lambda = \Phi \sigma_L S \eta N$; Λ - тритий пайда болу жылдамдығының тұрақтысы.

C_{Li} и C_T литий және тритий концентрациясы [атом·см⁻³], λ - тритий ыдырауының тұрақтысы [с⁻¹], r_0 – шар тектес зерноның радиусы [см], R_i - зерттелетін материалдағы тритий берілуінің еркінжолы [см]. ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ реакциясы бойынша тритий шардың барлық бетіне таралады Φ –нейтронның пайда болу жылдамдығы [нейтр·см⁻³·с⁻¹]; S – беттік аудан [см²]; η - ядролық реакцияның жүру ықтималдығы.

СТИМУЛИРОВАННЫЙ α -РАСПАД КАК ПРИМЕР ЗАДАЧИ ЗЕПТОФИЗИКИ И ЗЕТТАЭНЕРГЕТИКИ

Акнаев Б.А., Гусейнов Н.Р.

Физико-технический факультет КазНУ им. аль-Фараби

Развитие лазерной физики в области генерации когерентных импульсов сверхкороткой длительности и, следовательно, возможности роста интенсивности излучения ставит новые задачи по применению такого излучения в перспективе. Если использование аттосекундных лазерных импульсов позволяет исследовать динамику протекания процессов во внутренних оболочках атомов, то зептосекундные импульсы позволят исследовать динамику ядерных процессов [2], [3].

Хорошо известно, что, один из относительно простых физических ядерных процессов, который может быть описан в рамках квантовой теории является α -распад. В этом процессе два протона и два нейтрона отделяются от относительно большого ядра. Классическая механика не в состоянии объяснить этот феномен, так как наблюдаемые энергии α -частиц значительно ниже высоты кулоновского барьера ядер. Впервые, в 1928 году Г.А. Гамов применил квантовую механику для решения проблемы α -распада в ядерной физике [1]. Очень хорошее качественное согласие с экспериментальными данными стало залогом того что, квантовая механика работает и на ядерном уровне.

Рассмотрим простую гамовскую модель прохождения α -частицы сквозь кулоновский барьер. Запишем коэффициент прохождения для трехмерного случая:

$$D \sim \exp(-I), \quad \text{где} \quad I = \frac{4\pi}{h} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m(U(r) - E)} dr \quad (1)$$

Считая, что при вылете α -частица имеет нулевой орбитальный момент, сделаем следующее допущение на потенциал:

$$U(r) = \begin{cases} -U_0 = \text{const} & \text{при } 0 \leq r < R, \\ \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r} & \text{при } R < r < \infty, \end{cases} \quad (2)$$

где z , Z -атомный номер α -частицы и дочернего ядра.

Тогда запишем (1) найдя верхний предел из условия $U(r)=E_\alpha$.

$$I = 4\pi \frac{\sqrt{2m_\alpha E_\alpha}}{h} \int_R^{\frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 E_\alpha}} \sqrt{\frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 E_\alpha r} - 1} dr, \quad (3)$$

где E_α -кинетическая энергия α -частицы; R -радиус дочернего ядра; m_α -масса α -частицы. (В случае α -распада $M \gg m_\alpha$, поэтому $\mu_\alpha \sim m_\alpha$, где $\mu_\alpha = m_\alpha M / (m_\alpha + M)$ приведенная масса; M -масса ядра). Пологая $b = zZe^2 / 4\pi\epsilon_0 E_\alpha$, находим интеграл

$$I = 4\pi \frac{b}{\lambda_\alpha} \left[\arccos \sqrt{\frac{R}{b}} - \sqrt{\frac{R}{b}} \sqrt{1 - \frac{R}{b}} \right], \quad (4)$$

где $\lambda_\alpha = h / \sqrt{2m_\alpha E_\alpha}$ -длина волны де Бройля α -частицы.

Свяжем между собой постоянную распада и коэффициент прохождения, хотя вычисление предэкспоненциального множителя вызывает большие трудности, но для оценки следующие выкладки оправданы. Двигаясь в ядре, α -частица соударяется со стенками барьера с частотой $v/2R$, где v -средняя скорость α -частицы в ядре. Скорость можно оценить из соотношения неопределенностей Гейзенберга, тогда постоянная распада равна

$$\lambda \approx \frac{\hbar}{2m_\alpha R^2} \exp(-I), \tag{5}$$

Рассмотрим случай урана: $z=2$, $Z=90$, $E_\alpha=4.2\text{МэВ}$ и $R\sim 10^{-14}\text{м}$ тогда, получим $\lambda=7.8\cdot 10^{-19}\text{с}^{-1}$ что соответствует $T_{1/2}=2.9\cdot 10^{10}$ лет. Экспериментальное значение периода полураспада для урана ^{238}U равно $T_{1/2}=4.55\cdot 10^9$ лет. Расхождение в значениях объясняется не подобранностью потенциала вблизи ядра, и некоторыми произвольными допущениями в исходных данных. Задача в поле приложенного внешнего лазерного импульса, выглядит следующим образом

$$U(r) = \begin{cases} -U_0 = \text{const} & \text{при } 0 \leq r < R, \\ \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r} - ze\mathcal{E}r & \text{при } R < r < \sqrt{\frac{z\mathcal{E}}{4\pi\epsilon_0\mathcal{E}}}, \end{cases} \tag{6}$$

где \mathcal{E} - напряженность электрического поля волны. Прodelывая те же самые вычисления, получим

$$I = 4\pi \frac{\sqrt{2m_\alpha E_\alpha}}{\hbar} \int_R^{\sqrt{\frac{z\mathcal{E}}{4\pi\epsilon_0\mathcal{E}}}} \sqrt{\frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 E_\alpha r} - \frac{ze\mathcal{E}}{E_\alpha} r - 1} dr, \tag{7}$$

Откуда видно, что, большие напряженности приложенных полей приводят к уменьшению интеграла и увеличению прозрачности. При малых значениях \mathcal{E} интеграл (7) переходит в интеграл (3). Зависимость постоянной распада от напряженности поля лазера была получена путем численного решения интеграла (7) ядра урана, а затем подстановкой в выражение (5) (рис. 1). При приближении напряженности поля лазера к внутриядерным полям барьер для α -частицы чрезвычайно сильно сужается и следовательно вероятность распада стремится к единице.

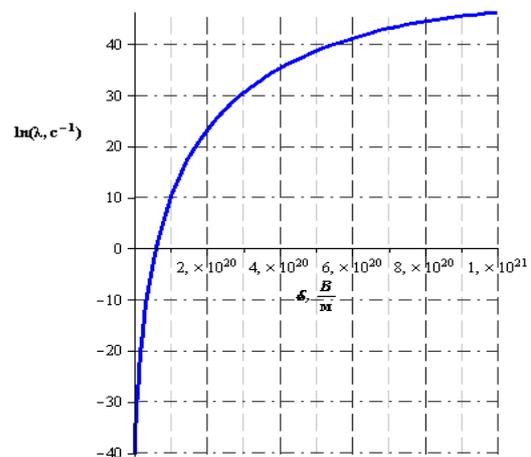


Рис.1. Зависимость логарифма постоянной распада от напряженности поля лазера.

Литература

1. G. Gamow, ZP, 51, 204 (1928).
2. Аканаев Б.А., Алимбетов М.С. Зептофизика и Зеттаэнергетика //Вестник КазНУ
3. А.Е.Каплан, Р.Л. Shkolnikov, Lasertron: a proposed source of powerful nuclear-time-scale electromagnetic bursts. Phys.Rev.Lett.,88,074801 (2002). Nature News, (2006).

МОДЕРНИЗАЦИЯ НЕЙТРОННОГО МОНИТОРА IGY-57

Оскомов В.В., Мухамеджанов Е.С., Садуев Н.О.

КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Разработана конструкция экранного блока для нейтронного монитора IGY-57. Определен слой свинцового генератора нейтронов, который окружает нейтронные счетчики. При взаимодействии энергичных адронов КИ, идущих извне монитора, с ядрами атомов свинца происходит ядерная реакция расщепления, в результате чего образуется большое количество вторичных частиц, в том числе испарительных нейтронов, которые могут быть зарегистрированы детекторами секций. Однако нейтроны, генерированные в процессах ядерных расщеплений, имеют сравнительно большие (МэВ-ные) энергии и не могут непосредственно регистрироваться пропорциональными счетчиками. В связи с этим обстоятельством конструкция нейтронного монитора IGY-57 включает в себя локальный свинцовый генератор, парафиновые замедлители и отражатели

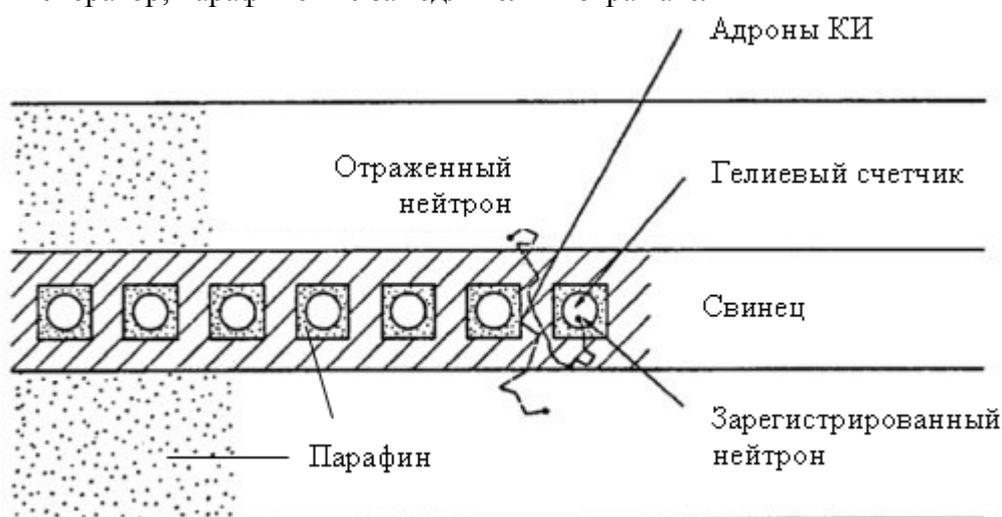


Рис. 1 – Схематический вид нейтронного монитора типа IGY-57

Разработан отражатель и замедлитель для нейтронного монитора IGY-57. Два слоя водородосодержащего вещества, один из которых, в форме труб, окружает пропорциональные счетчики, а второй слой покрывает секцию снаружи. Оба слоя представляют собой замедлитель вторичных нейтронов, имеющих начальную энергию порядка нескольких МэВ: в процессе диффузии этих нейтронов через эти водородосодержащие вещества происходят многократные упругие столкновения их с протонами, в результате чего средняя энергия нейтронов понижается до тепловых значений (порядка 10^{-2} эВ). Тепловые нейтроны с достаточно большой вероятностью регистрируются пропорциональными счетчиками. Внешний слой водородосодержащего вещества, кроме того, служит для частичного отражения вторичных нейтронов, идущих наружу, обратно внутрь нейтронного монитора, что несколько повышает его эффективность, и для экранирования монитора от фоновых нейтронов из внешней среды.

С помощью пакета моделирования GEANT4 разработана программа для расчета физических параметров замедлителя нейтронов для термализации испарительных нейтронов, сгенерированных в локальном свинцовом генераторе нейтронного монитора IGY-57.

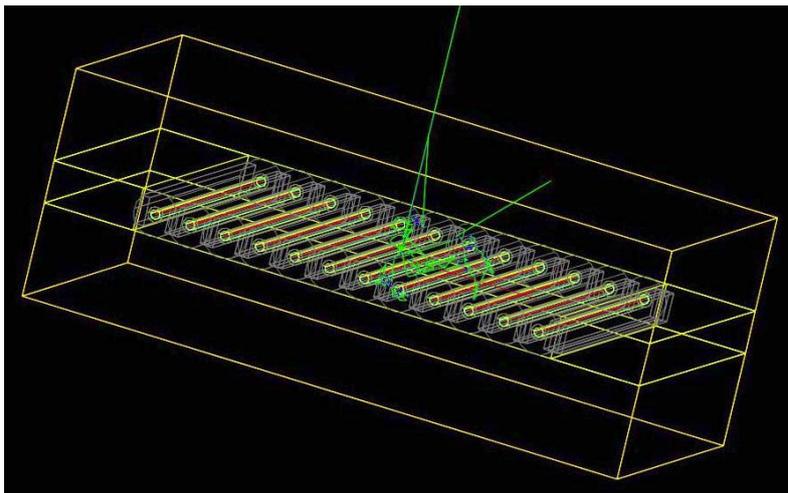


Рис. 2 - Геометрия экспериментальной установки

Литература:

1. А.И. Абрамов, Ю.А. Казанский, Е.С. Матусевич. Основы экспериментальных методов ядерной физики. Атомиздат, 1977.
2. В.С. Мурзин Введение в физику космических лучей. Атомиздат, 1979
3. [://cern.ch/GEANT4/](http://cern.ch/GEANT4/).

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПЕРСПЕКТИВНЫХ РЕАКТОРНЫХ УСТАНОВОК ВБЭР-300 И IRIS МОЩНОСТЬЮ ~300 МВт(э)

Садуев Н.О., Жумабаев А.И.

НИИЭТФ, КазНУ им. аль Фараби, Алматы, Казахстан

В последнее время дискутируется вопрос о выборе проекта реактора для АЭС малой мощности (300 МВт) для строительства в Мангистауской области и в качества базового проекта для строительства АЭС в районах децентрализованного энергоснабжения Казахстана. В данный момент наиболее перспективными реакторными установками являются несколько типов реакторов - ВБЭР-300 и IRIS.

Оценка и сравнение данных реакторных установок было произведено не по всем пятнадцати критериям, а лишь по тем, в которых разница существенна:

- Особенности барьеров эшелонированной защиты в глубину, меры по обеспечению их целостности.
- Системы остановки реактора, отвечающие принципам разнообразия, независимости и резервирования. Наличие пассивных средств инициирования и срабатывания защиты.
- Аварийное охлаждение активной зоны. Наличие пассивных средств охлаждения. Наличие резервирования водообеспечения разных систем безопасности.
- Аварийное электроснабжение, его надежность, наличие и степень резервирования.
- Учёт тяжелой аварии, приводящей к плавлению активной зоны, при разработке 4-го уровня защиты.
- Меры по уменьшению последствий тяжелой аварии с плавлением активной зоны; управление тяжелой аварией.

– Результаты вероятностного анализа безопасности (ВАБ), их соответствие современным требованиям..

– Опробированность средств безопасности (принципов, элементов, технических решений) в штатных условиях, прежним опытом или испытаниями.

– Меры по уменьшению стоимости строительства, эксплуатации и снятия с эксплуатации станции. Экономические показатели.

В результате сравнительного анализа, по приведенным выше критериям, сделаны следующие выводы:

1. Проект реактора IRIS является инновационным и привлекательным с точки зрения обеспечения наибольшей безопасности, чем проект реактора ВБЭР-300.

2. С точки зрения обеспеченности режима нераспространения и повышения КУИМ, то проект реактора IRIS, может пользоваться менее обогащенным ураном и более длительным сроком загрузки.

3. Приведенные экономические показатели, указывают на меньшие удельные капитальные затраты в проекте IRIS. В отличие от проекта ВБЭР-300, проекте IRIS являются более упрощенным, в нем применяются только пассивные аварийные системы.

Литература

Батырбеков, Г.А. Системный сопоставительный анализ проектов современных энергетических реакторов с кипящей водой /Батырбеков, Г.А. [и др.]// ИЯФ НЯЦ РК. – Препринт-Книга №31. – 2006. – 228 с.

О РАЗВИТИИ ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОГО ПОТЕНЦИАЛА ВУЗА В УСЛОВИЯХ МОДЕРНИЗАЦИИ СИСТЕМЫ ОБРАЗОВАНИЯ

К.А. Жусупова, А.Г. Мурзагалиева*

Казахстанский университет «Алматы»,

**Казахский национальный университет имени аль-Фараби*

В настоящее время указом Президента Республики Казахстан утверждена Государственная программа развития образования на 2011-2020 годы (далее – Программа), которая определяет основные направления, приоритеты, стратегические задачи и механизмы реализации государственной политики в сфере образования. «Кардинальная модернизация системы образования для повышения ее конкурентоспособности, развития человеческого капитала» [1] является целью Программы. Способность высших учебных заведений эффективно воплощать новые идеи и новую политику в практической деятельности является залогом успешного функционирования на рынке образовательных услуг.

Человеческий капитал, под которым подразумевают «запас знаний, навыков, способностей и мотиваций» [2] занимает главную позицию. Интеллектуальный потенциал является составной частью человеческого капитала и состоит из «накопленного объема знаний, интеллектуального уровня сотрудников, опыта инновационной деятельности» [2]. Таким образом, высокий уровень развития преподавателя с точки зрения совокупности его профессиональных знаний, умения, навыков, способностей и мотивов к труду становится одним из основных факторов повышения конкурентоспособности вуза. Следовательно, интеллектуальный потенциал вуза нужно рассматривать как внутренний ресурс, способный предоставить вузу новые конкурентные преимущества.

В этой связи возрастает потребность в развитии личности преподавателя как субъекта инновационной деятельности, способного к самореализации и самоактуализации. Поскольку самоактуализирующаяся личность реализует себя в процессе работы, то есть совершенствует свои знания, умения и навыки, развивает профессиональные способности. Поэтому в данной работе мы рассматриваем те особенности личности, которыми должен обладать преподаватель, чтобы реализовать свои творческие возможности в условиях инновационной деятельности. А именно, потребность в саморазвитии, стремление к самореализации и самосовершенствованию.

Другими словами, мотивация самоактуализации становится ядром личностного и профессионального развития преподавателей в процессе инновационной деятельности вуза.

Термины «самоактуализация» и «самоактуализирующаяся личность» были введены А. Маслоу. Согласно определению самоактуализация – это высшая потребность человека, стремление к возможно более полному выявлению и развитию своих личностных потребностей и возможностей, реализации своего потенциала [3]. А под самоактуализирующейся личностью принято понимать человека, вышедшего на уровень самоактуализации. Но самоактуализироваться, проявить себя человек может только среди других людей (в обществе), т.е. социокультурной среде.

С другой стороны, мотивация самоактуализации тесно связана с мотивацией успеха, которая описывается в концепции потребностей Д. Макклеланда. Согласно теории Д. Макклеланда потребностью успеха является желание выделиться, добиться успешности, что означает: ради достижения поставленных целей человек с высоким уровнем мотивации успеха стремится получить весомые результаты.

Согласно теории К. Роджерса развитие творческой личности в результате профессионального роста обеспечит ее быструю адаптацию к меняющимся условиям, восприимчивость к овладению новыми технологиями и формами работы. Именно эти качества крайне важны для преподавателей в условиях инновационной деятельности современного высшего учебного заведения. Следовательно, творческие возможности, профессионализм, способности к саморазвитию и самосовершенствованию в условиях инновационной деятельности вуза становятся основными функциями преподавателей.

Например, мотивация преподавателей к опубликованию научных результатов в журналах с высоким импакт-фактором. Здесь используется моральное стимулирование, обогащается само содержание труда, создаются условия для проявления творческого потенциала преподавателей и их саморазвития.

Но не все преподаватели испытывают высокую потребность в достижениях и независимости. Поэтому трудно предложить какой-то один наилучший способ. У одних преподавателей стремление к достижению результата может быть очень сильным, а у других же оно может быть относительно слабым. В этом случае данный мотив будет по-разному действовать на поведение преподавателей. То, что оказывается лучшим для мотивации одних, оказывается совершенно непригодным для других. Поэтому цели в каждой области развития могут быть самыми различными, и направлены на то, чтобы: расширить знания; обучить новым навыкам, которые дополняют навыки, уже имеющиеся у преподавателя; усовершенствовать имеющиеся навыки, что позволит повысить уровень выполнения работы в будущем; стимулировать свежие идеи и ввести их в состав новых методов работы.

Таким образом, важной составляющей интеллектуального потенциала вуза является задача самореализации личности преподавателя.

Литература

- 1 Государственная программа развития образования Республики Казахстан на 2011-2020 годы. – <http://www.minplan.kz/economyabout/8404/30865/>
- 2 Глухов В.В., Коробко С.Б., Маринина Т.В. Экономика знаний. – СПб., 2003. – 528 с.
- 3 Маслоу А. Психология бытия. – М., 1997. – 303 с.

СЕКЦИЯ 2

ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА В ГАЗОВЫХ, ЖИДКИХ И ПЛАЗМЕННЫХ СРЕДАХ

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УГЛА ВПРЫСКА ТЕТРАДЕКАНА И ГЕКСАДЕКАНА НА ПРОЦЕСС ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ГОРЕНИЯ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ

А.С. Аскарова, И.Э. Волошина, С.А. Болегенова, В.Ю. Максимов, А. Бекмухамет, М.Т. Бекетаева

Казахский Национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

В настоящее время уделяется большое внимание научному проектированию химических реакторов и установок, в которых имеют место явления химического превращения, осложненные процессами турбулентного теплопереноса. К ним можно отнести процессы, происходящие в камерах сгорания различных теплоэнергетических установок, двигателях внутреннего сгорания, химических и плазмохимических реакторах. В рассматриваемых системах протекают сложные физико-химические процессы, составляющими которых являются движение потоков газа, теплоперенос, химическое превращение и др. [1].

Для вычислительного эксперимента в данной работе использовалась модель цилиндрической камеры сгорания высотой $H=15\text{см}$, радиусом $R=2\text{см}$, в которой заданы следующие начальные условия: температура - 900К , давление - 32 Бар . Жидкое топливо массой $0,006\text{г}$ впрыскивается в камеру сгорания через круглое сопло, расположенное в центре нижней части камеры, как показано на рисунке 1. После впрыска происходит быстрое испарение топлива, и сгорание его осуществляется в газовой фазе.

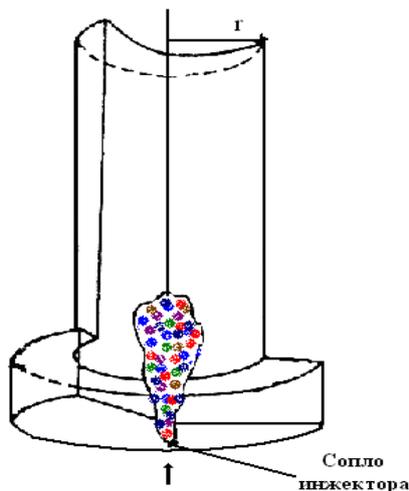


Рис. 1 – Геометрия камеры сгорания

Как видно из рисунка 2 впрыск жидкого топлива состоит из двух углов: $cone$ и $dcone$ [2]. В случае, когда $cone = dcone$, угол распыла представляет собой по форме полный конус (рисунок 2, а). Однако, при неравенстве углов $cone$ и $dcone$, как изображено на рисунке

2, б, впрыск жидкого топлива представляет собой по форме полый конус, ширина которого равна d_{cone} .

В работе были исследованы два случая горения тетрадекана и гексадекана:

- равенство углов впрыска $cone = d_{cone} = 5^\circ$;
- неравенство углов впрыска, когда $cone$ менялся от 10° до 90° с шагом 10° , а d_{cone} оставался постоянной величиной равной 5°

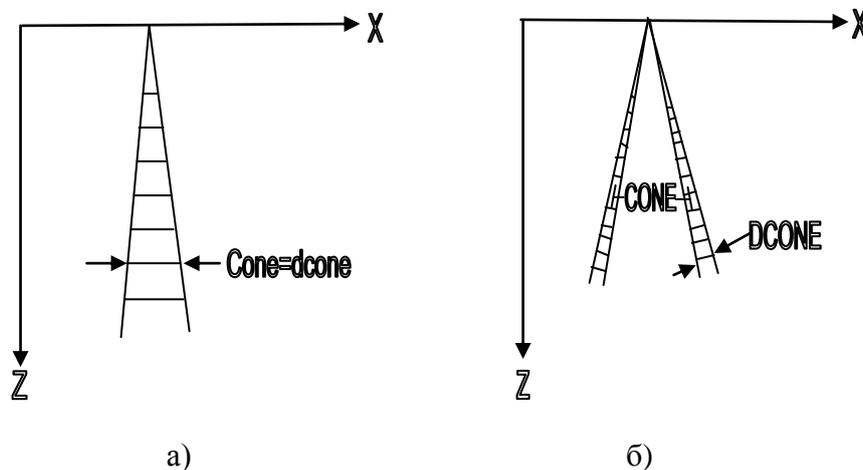


Рис. 2- Модель впрыска топлива в камеру сгорания

Графическая интерпретация результатов численных расчетов представлена на рисунках 4-5.

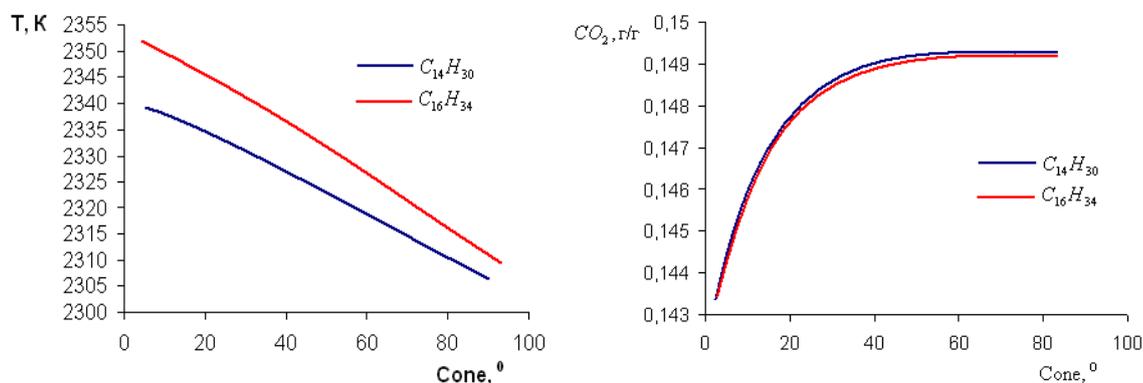


Рис. – 3 – Распределение максимальной температуры и концентрации углекислого газа в камере сгорания в зависимости от угла впрыска

Анализ полученных данных показывает, что при равенстве углов: $cone = d_{cone} = 5^\circ$ жидкие топлива горят с наибольшим выделением температуры в камере сгорания и наименьшим образованием углекислого газа. Это позволяет сделать вывод о том, что для эффективной организации горения жидких топлив лучше рассматривать процесс самовоспламенения и горения при равенстве углов $cone$ и d_{cone} .

Литература

1. Askarova, A.S., Voloshina, I.E., Ryspayeva, M.Zh. Numerical study of mass influence on the process of combustion of liquid fuel spray // Abstracts of V-th International conference "Problems of industrial heat engineering", Kiev, Ukraine, 2007. – P.27-28.
2. Sabel'nikov, V., Gorokhovski, M., Baricault, N. The extended IEM mixing model in the framework of the composition PDF approach: applications to diesel spray combustion // Combustion Theory and Modelling. – 2006. – Vol.10, №1. – P.155-169.

ГАЗИФИКАЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УГЛЕЙ В ПЛАЗМЕННЫХ СРЕДАХ

В.Е. Мессерле, А.Б. Устименко*, Н. Славинская**

ТОО "НТО Плазмотехника", г. Алматы, Казахстан

**Научно-Исследовательский Институт Экспериментальной и Теоретической Физики КазНУ им. Аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан, e-mail: ust@physics.kz*

*** Institute of Combustion Technology, German Aerospace Centre, Stuttgart, Germany*

В настоящей работе проведены численные и экспериментальные исследования плазменной газификации трех видов каменных углей: Экибастузского (ЭУ) зольностью 40 % (Казахстан), Саарлэндского (СУ) зольностью 10.5 % (Германия) и Мидлбургского (МУ) зольностью 14 % (ЮАР). Экспериментальные исследования плазменной газификации выполнялись на примере ЭУ. Затем были выполнены расчеты плазменной газификации ЭУ по кинетической программе PLASMA-COAL и проведено сравнение результатов расчета с экспериментом. Затем с использованием верифицированной программы PLASMA-COAL были выполнены сравнительные численные исследования плазменной газификации трех вышеуказанных углей.

Эксперименты и в дальнейшем численные расчеты проводились в проточном плазменном газификаторе совмещенного типа. В результате экспериментов, на основе сведения материального и теплового балансов, были найдены основные параметры процесса плазменной газификации угля. Ситовой анализ пыли показал, что средний размер частиц угля равен 75 мкм. В опытах измерялись все составляющие теплового и материального баланса процесса. Мощность реактора варьировалась от 25 до 52.8 кВт. При этом измеренный КПД реактора составил 76 %. Степень газификации углерода при воздушной газификации угля изменяется от 89.6 до 95.8% с увеличением энергозатрат от 2.1 до 3.3 кВт ч/кг. При этом выход синтез-газа изменяется от 43.3 до 56.3 %. При плазменно-паровой газификации ЭУ удельные энергозатраты заметно выше (4.2 - 7.7 кВт ч/кг). Степень газификации при этом остается на высоком уровне (92.0 - 94.2 %). Характерно, что выход синтез-газа в данном процессе значительно выше (90.0-97.3 %).

Математическая модель плазменной газификации угольной пыли, лежащая в основе программы PLASMA-COAL, описывает двухфазный (угольные частицы и газ-окислитель), химически реагирующий поток, распространяющийся в плазменном реакторе. Результаты сравнения представлены в табл. 1. Видно, что различие концентраций компонентов газовой фазы не превышает 4 %, степени газификации углерода угля – 1 % и среднemasсовой температуры на выходе реактора – 2 %. Такое относительно небольшое расхождение расчетных и экспериментальных данных подтверждает обоснованность применения кинетической программы PLASMA-COAL для численных исследований плазменной газификации углей.

Таблица 1. Сравнение результатов расчета по программе PLASMA-COAL с экспериментальными данными.

Сравниваемые варианты	Состав газа на выходе газификатора, об. %				X _c , %	T, (K)
	H ₂	CO	N ₂	O ₂		
Эксперимент	55.8	41.5	2.7	0.0	93.7	3500
Расчет	53.5	42.1	2.71	0.0	93.9	3559

Для всех вариантов расчета газификации ЭУ, СУ и МУ мощность плазменного реактора принималась 52.3 кВт, расход угля – 10 кг/ч, а расход пара составлял для 7, 9.2 и 9.7 соответственно.

Результаты расчетов показали, что из всех трех углей получается высококачественный синтез-газ, концентрации которого на выходе газификатора составляют 98.7, 96.4 и 97.15 об.% для ЭУ, СУ и МУ соответственно. При этом концентрация H_2 заметно превышает таковую CO . Это превышение составляет для ЭУ – 12.23 %, для СУ – 5.42 % и для МУ – 4.35 %. В продуктах газификации СУ и МУ присутствует CH_4 , 1.53 и 1.27 % соответственно, тогда как при газификации ЭУ метан отсутствует. Характерно, что в продуктах газификации всех углей присутствует CH_2 с концентрацией в интервале от 1 до 2 %. Концентрация H_2O к выходу из плазменного реактора стремится к нулю.

Степень газификации углей (рис. 1) возрастает по длине газификатора и на выходе реактора составляет 100 %, что свидетельствует о завершении процесса газификации всех трех углей. При этом полная конверсия ЭУ достигается быстрее, чем для СУ и МУ, что связано с более высоким уровнем температур (рис. 2).

Из рис. 2 видно, что все температурные кривые имеют максимум в диапазоне 2000 – 2600 К на выходе из реактора ($X = 0.3$ м). При этом для всех углей температура газа в районе максимума температур превышает температуру угольных частиц на 250 – 300 градусов, что объясняется в случае паровой газификации превалированием гетерогенных эндотермических реакций над экзотермическими реакциями. На выходе газификатора ($X = 0.9$ м) разница температур газа и частиц уменьшается до 40-60 градусов, а сама температура продуктов газификации снижается до 1270 – 1400 К.

Удельные энергозатраты возрастают по длине газификатора, достигая максимума на выходе из реактора. Удельные энергозатраты на газификацию ЭУ достигают 2.75 кВт ч/кг, что заметно выше, чем для СУ и МУ (2.45 и 2.39 соответственно). Удельный выход газа, определяемый отношением расхода полученного газа к расходу угля, возрастает по длине газификатора, достигая максимума к выходу из реактора. При этом выход газа для углей с малой зольностью (СУ и МУ) на 30 % выше, чем для высокозольного ЭУ, хотя и в последнем случае из 1 кг угля образуется 1.3 кг газа. Теплота сгорания полученного газа для всех трех углей достигает значительной величины на выходе из газификатора и варьируется в интервале 4358 – 4555 ккал/кг. Большая теплота сгорания газа, получаемого плазменной газификацией высокозольного ЭУ, связана с более высокой концентрацией водорода в синтез-газе из ЭУ, по сравнению с таковой в синтез-газе из СУ и МУ.

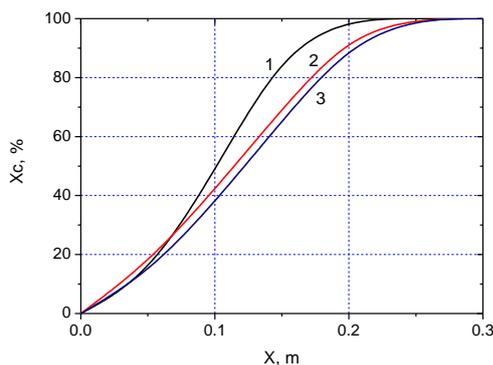


Рис. 1. Изменение степени газификации угля по длине плазменного газификатора: 1 – ЭУ, 2 – СУ, 3 – МУ.

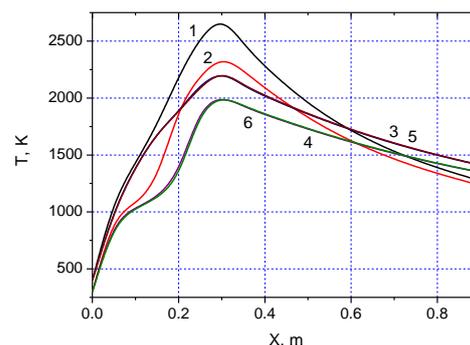


Рис. 2. Изменение температуры газа (1, 3, 5) и угольных частиц (2, 4, 6) по длине плазменного газификатора: 1, 2 – ЭУ; 3, 4 – СУ; 5, 6 – МУ.

INFLUENCE DEGREE OF TURBULENCE ON HEAT-AND-MASS TRANSFER IN THE COMBUSTION CHAMBER

Askarova A.S., Bolegenova S.A., Maximov V.Yu., Bekmukhamet A. Beketaeva M.T.
Al-Farabi Kazakh National University, Almaty

The urgency of the given problem and growing attention to it relate to the work of existing power plants, the creation of new combustion chambers, with increase in quantity of the polluting substances entering in atmosphere. Participation of the power enterprises in environmental contamination by products of fuel combustion, solid waste significantly, above all, power plants, solid fuel and the main source of air pollution, and soil and water[1].

Investigated object in the given work the combustion chamber of copper RK 39 the block 300 MBT, steam capacity 475 T/hour is chosen. The copper is established on Aqsw power stations (Kazakhstan). The calculation area for carrying out computational experiments and creation of a database for modeling with useful programmed in complex PREPROZ. In created files geometrical data of investigated process, initial and boundary conditions for process modeling heat-and-mass transfer in reacting streams contain.

For a conclusion the balanced ratios selected stationary control volume element or control element mass (Figure 1). It is supposed that the center of gravity of the selected item moves with the velocity of flow. This corresponds to a stationary control volume sound approach for Euler's flows. Change the value of the transport is described in a single fluid element. The transport value is determined at each point of the domain [2].

Influence of initial level of turbulence on the basic characteristics of process of burning which shown has been investigated, that change of degree of turbulence dust gas a stream essentially affects distribution of the basic characteristics of burning process in top internal space.

We according to investigating that , comparing the obtained data for concentration of CO, CO₂, CH₄ for two degrees of turbulence Tu=10 and Tu=5. it is possible to draw a conclusion, that increase in degree of turbulence there is a maximum hashing of a mix and the minimum emission of harmful substances in environment. So for example, on exit concentration CO at degree of turbulence Tu=10 decrease on 52 % in comparison with exit of the same substance at Tu=5 (Value CO on an exit for Tu=10-0,00933 kg/kg, For Tu=5 - 0.00611 kg/kg) [3].

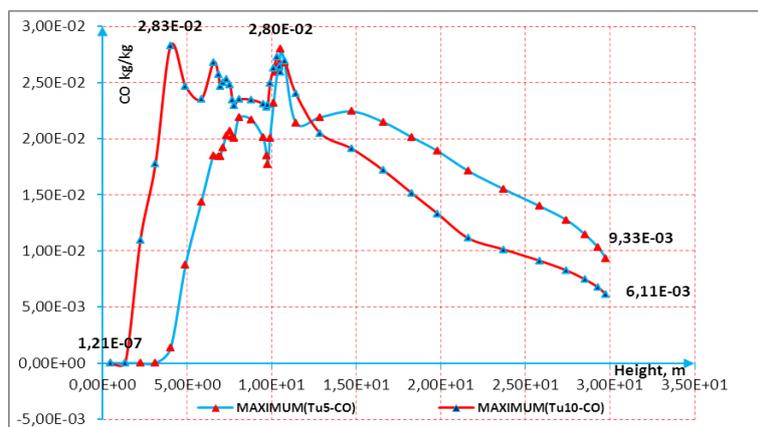


Fig.1- Comparison maximum concentration of CO along the combustion chamber for two degrees of Tu=5 and Tu=10

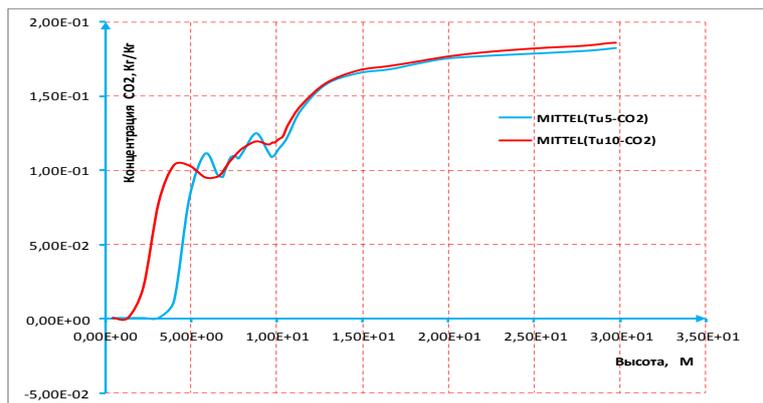


Fig.2. Concentration distribution in the combustion chamber height for the average value at $Tu = 5$ and at $Tu = 10$ for CO_2

It is visible, that maxima of concentration of carbonic oxide are reached in the centre of the top internal chamber, in area where the core gasification. According to an approach measure to exit CO takes place reacts with oxygen and occurs after combustion to CO_2 . Concentration value CO on exit from top internal space essentially decrease.

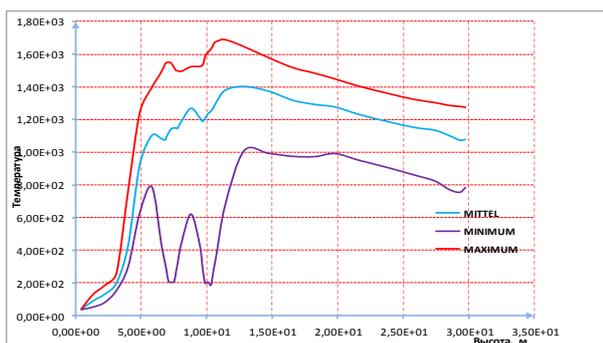


Fig.4. The temperature distribution on the height of the combustion chamber at $Tu = 5$

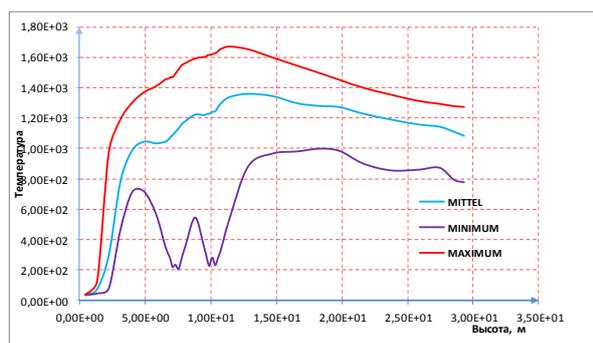


Fig.5. The temperature distribution on the height of the combustion chamber at $Tu = 10$

From the diagram in Fig. 1-2 shows the concentration distribution of the height of the combustion chamber, depending on the gas (CO , CO_2) at different values of turbulence $Tu = 5$ and at $Tu = 10$. From graphs we realized than more turbulence the less ejection harmful substances and better affects for complete combustion.

From the diagram in Fig. 3-4 distribution of temperature for various gases (CO , CO_2 , CH_4 , coke, etc.) in height in the combustion chamber differs slightly.

Reference

1. Askarova A.S., Heierle Ye., Leithner R., Müller H. CFD simulationen der NO_x production in Kohlenstaub-befeuerten Brennkammern. VDI-Berichte 2056, VDI Verlag GmbH, Düsseldorf, 2009, S.575-579.
2. Askarova A.S., Lavrichsheva Y. Use of 3D-CFD tool FLOREAN to model overfire air technology in coal-fired boilers of Kazakhstan power plants. Mater. VII All-Russian Conference "The burning of solid fuels", Novosibirsk, 2009, pp. 111-118
3. Askarova A.S., Lavrichsheva E., Messerle V.E., Ustimenko A.B. Simulation of plasma activated Coal Combustion in Furnace // Abstracts of 2nd International workshop and exhibition on plasma assisted combustion (IWEPA). – Falls Church, Virginia, USA, 2006. – P.47.

ИЗУЧЕНИЕ РАЗВИТИЯ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ И ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ОДНОРОДНОГО ПОТОКА

С.И. Исатаев, Г. Толеуов, М.С. Исатаев

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Экспериментальному исследованию турбулентных струй и пограничного слоя посвящено большое число работ. В том числе экспериментальные исследования процессов теплопереноса в свободных и полуограниченных струях и пограничном слое, проводятся на протяжении многих лет.

В настоящее время установлено, что при высокой степени поджатия сопла на выходе из сопла практически всегда получается ламинарное течение. После выхода из сопла в свободной границе смешения потока течение неустойчиво и образуются когерентные дискретные вихри, в процессе дальнейшего развития которых устанавливается развитое турбулентное течение струи. До последнего времени считалось, что в результате взаимодействия друг с другом и благодаря силам трения первоначальные вихри распадаются на более мелкие. Число их непрерывно растет и в конечном итоге устанавливается развитое турбулентное течение с мелкомасштабными вихрями с частотами намного большими, чем частоты первоначально образовавшихся вихрей.

Однако результаты исследований последних лет показали, что это не совсем верно. Было установлено, что в струйных течениях первоначально возникшие вихри не могут распадаться на более мелкие, а попарно взаимодействуя друг с другом и сливаясь образуют большой конгломерат вихрей который может состоять из 10 и более первичных вихрей, сохраняющих свою индивидуальность в составе конгломерата до расстояний более 100 калибров по направлению течения. Экспериментально нами доказано, что максимальная частота турбулентных пульсаций не превышает частоту первичных крупномасштабных вихрей, образованных на начальном участке струйного течения. Экспериментальными исследованиями авторов последних лет впервые показано несколько вариантов развития вихревой структуры струйного течения, которые существенно влияют на аэродинамику и теплообмен течений. Учитывая изложенные факты, возникла задача о более широком изучении развития турбулентности в свободных струях и пограничном слое. В связи с этим будут установлены основные закономерности развития крупномасштабных вихрей и их влияния на осредненное поле скорости и температуры струи, истекающей из сопла прямоугольного сечения, как с ограниченной торцовыми пластинами, так и без ограничивающих стенок в широком диапазоне изменения геометрических и режимных параметров.

Литература

1. С.И. Исатаев, Г. Толеуов, М.С. Исатаев. Исследование средних динамических и тепловых характеристик турбулентной струи. 7-я Международная научная конференция «Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент». –Караганда, 2010. – С.256-261
2. Исатаев М.С. Влияние крупномасштабных вихрей на профили скорости и температуры свободной струи, истекающей из прямоугольного сопла // Вестник Алматинского государственного университета им. Абая. Серия физико-математическая. – 2003. - № 1(7). – С. 156-158.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ И СТРУИ ОГРАНИЧЕННОЙ ТОРЦОВЫМИ СТЕНКАМИ НА НАЧАЛЬНОМ И ПЕРЕХОДНОМ УЧАСТКАХ

С.И. Исатаев, Г. Толеуов, М.С. Исатаев

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Актуальность экспериментальных исследований возникает в связи с недостаточной изученностью начального и переходного участков свободных трехмерных струй и струй ограниченных торцовыми стенками [1,2]. Имеющиеся опытные данные не позволяют раскрыть полную картину течений и вихревых структур, образующихся в таких струях, в широком диапазоне геометрических и режимных параметров и требуют более глубокого изучения. Это обстоятельство послужило для постановки задачи экспериментального исследования.

Для проведения опыта использовалась экспериментальная установка, оснащенная термоанемометрической аппаратурой и приборами, позволяющими измерять все основные характеристики течения, а также наблюдать и фотографировать теневую картину вихревого движения в исследуемой области.

В работе изложены результаты экспериментального исследования продольных вихрей, существенно влияющих на структуру турбулентности, аэродинамику осредненного и пульсационного движения и процессу теплопереноса. Также, предпринята попытка, сформулировать на основе анализа полученных экспериментальных результатов принципы построения теории турбулентного теплопереноса, учитывающей динамику структурных элементов турбулентности.

Разработана методика визуального и количественного изучения тонкой структуры продольных вихрей, образующихся в начальном участке струи. На основе разработанной методики исследована бифуркация образования поперечных и продольных крупномасштабных вихрей.

Приводятся данные по изучению влияния продольных крупномасштабных вихрей на осредненные аэродинамические и тепловые характеристики струи.

Сделана попытка построения теоретической модели расчета полей скорости и температуры струйных течений при наличии продольных крупномасштабных вихрей.

Результаты, полученные по изучению структуры турбулентности и теплопереноса в сложных струйных течениях, дадут возможность для совершенствования теплообменных устройств, предназначенных для эффективного охлаждения и защиты обтекаемых поверхностей от воздействия высокотемпературных потоков, позволят совершенствовать технологические процессы и оборудование в химической технологии.

Литература

1 С.И.Исатаев, С.Б.Тарасов, М.С.Исатаев. Изучение визуальной картины и развитие вихревой структуры плоской свободной струи, ограниченной торцовыми стенками // 5-я Международная научная конференция «Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент». г.Астана, 15-17 июня 2006 г. – С.105-110.

2 С.И.Исатаев, Г.Толлеуов, М.С.Исатаев. Экспериментальное исследование начального и переходного участков трехмерных струй. 2-я Международная научная конференция «Проблемы современной механики». г.Алматы, 7-8 сентября 2006 г. – С.122.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В ДВИЖУЩИХСЯ СРЕДАХ

А.С. Аскарова, С.А. Болегенова, В.Ю. Максимов, Ш.С. Оспанова

Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

e-mail: aliya.askarova@kaznu.kz

В представленной работе проведено исследование процессов теплообмена, происходящих при сжигании низкосортного пылеугольного топлива марки КР-200 в камере сгорания БКЗ-75 действующей Шахтинской ТЭЦ (Казахстан). В исследовании применены технологии 3D моделирования на основе решения дифференциальных уравнений турбулентного реагирующего течения.

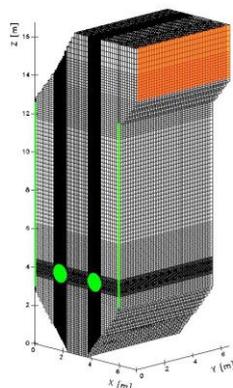


Рис. 1. Разбивка камеры сгорания БКЗ-75 Шахтинской ТЭЦ на контрольные объемы

Проведенные в данной работе исследования позволили определить основные закономерности распределения аэродинамических характеристик во всем объеме топочной камеры.

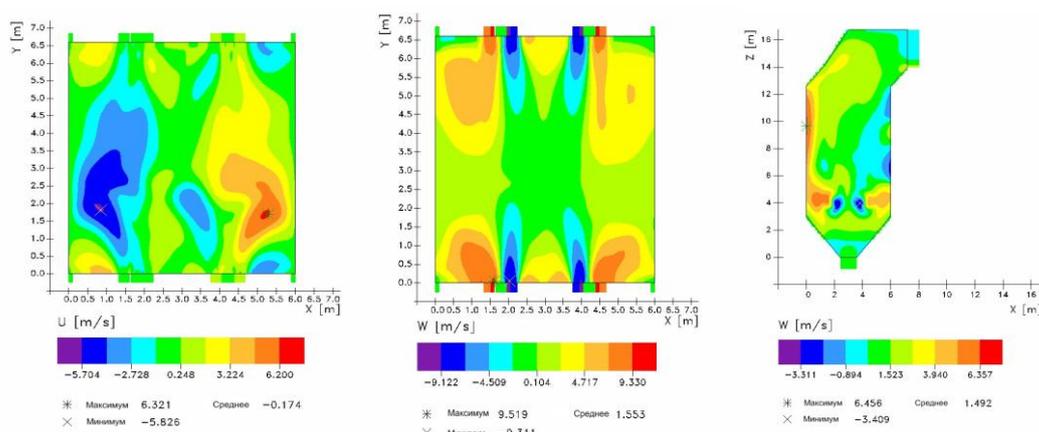


Рис. 2. Распределение составляющей скорости U, V, W в продольном сечении и в сечении горелок

Глубокое взаимное проникновение встречных струй и наличие поперечных градиентов скорости турбулирует поток [1]. Турбулизация потока имеет место при хорошем заполнении топочного пространства, а, следовательно, при увеличенном времени пребывания горючей смеси в топочном пространстве. Вследствие немного разреженного

заполнения области камеры над горелками у передней и задней стен развиваются вихри. Часть восходящего потока направляется на выход из топки. Избыточный расход рециркулирует, образуя у стен в области над горелками вихревые области. Наличие вращения потоков в пристеночной зоне способствует равномерному обогреву поверхностей и снижению ошлакования экранов, что позволяет уменьшить коррозию и тепловой перегрев [2]. По мере удаления от плоскости расположения горелок поле скоростей выравнивается, восходящий поток расширяется, и вихревой характер течения ослабевает. К выходу из топочной камеры восходящий поток интенсивно расширяется и на выходе равномерно распределяется по всему сечению.

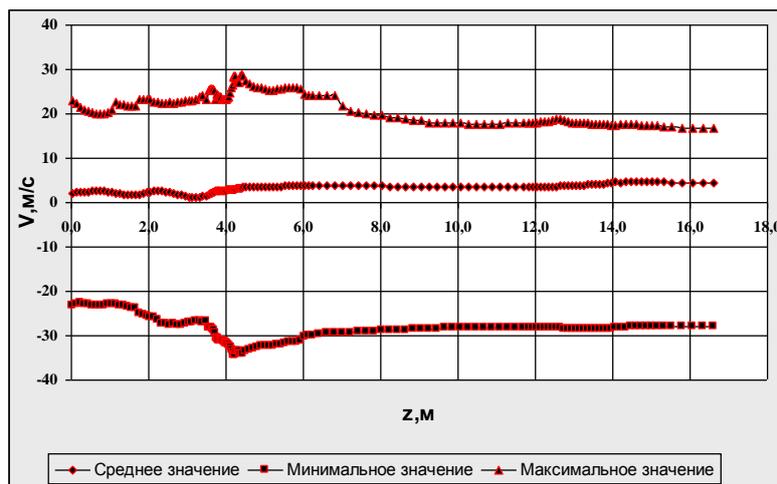


Рис.3. Распределение вектора полной скорости по высоте камеры сгорания

Выводы

- На основе математических моделей и 3-D компьютерного моделирования проведены исследования сложных процессов теплообмена, происходящих при горении низкосортного угольного топлива (Карагандинский уголь) на реальном энергетическом объекте Республики Казахстан (камера сгорания котла БКЗ-75 Шахтинской ТЭЦ).
- Получены распределения аэродинамических характеристик, из которых видны области подачи пылеугольной смеси, соответствующих максимумам исследованных характеристик.

Литература

1. A.S.Askarova., V.E. Messerle, A.B.Ustimenko, A.O. Nagibin Горение пылеугольного факела в топке с плазменно-топливной системой // Теплофизика и аэромеханика, 2010, Т.17.- №3, г. Новосибирск с.467-476.
2. Аскарлова А.С., Мессерле В.Е., Нагибин А.О., Устименко А.Б., Лаврищев О.А. Modelling of PlasmaSupported Coal Combustion in Fullscale Boiler // Термотехника, 2009, XXXV, 2, С. 149-162, 4 стр.

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ УГОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ НА ПРОЦЕСС ГОРЕНИЯ

А.С. Аскарова, С.А. Болегенова, З.Х. Габитова, Ш.С. Оспанова

КазНУ им. аль-Фараби, Алматы

Благосостояние и процветание любого государства в большей степени зависит от энергетики страны, то есть от обеспеченности топливно-энергетическими ресурсами. Прогнозируемый рост цен на такие первичные источники энергии, как нефть и природный газ, заставляют искать альтернативные, экологически чистые технологии использования угля, который в обозримом будущем останется основным источником первичной энергии и запасы которого в Казахстане весьма значительны.

По запасам углей Казахстан входит в десятку стран-лидеров, уступая лишь Китаю, США, России, Австралии, Индии, ЮАР и Украине. Государственным балансом учтены запасы по 49 месторождениям, они составляют 33,6 млрд. тонн, в том числе каменных – 21,5 млрд. тонн, бурых углей – 12,1 млрд. тонн. Большая часть месторождений угля сосредоточена в Центральном (Карагандинский и Экибастузский угольные бассейны, месторождение Шубарколь) и Северном Казахстане (Тургайский угольный бассейн).

Учитывая острую потребность в обеспечении вновь вводимых генерирующих мощностей твердым топливом, разработана Концепция развития угольной промышленности Казахстана до 2020 года. Ею предусматривается увеличение объема добычи угля с 96,3 млн. тонн в 2006 году до 145,6 млн. тонн к 2020 году или на 49,3 млн. тонн, в том числе коксующихся углей, соответственно, с 12,9 млн. тонн до 24,3 млн. тонн или на 11,4 млн. тонн, энергетических углей - с 83,4 млн. тонн до 121,3 млн. тонн или на 37,9 млн. тонн, что позволит полностью обеспечить потребности внутреннего и внешнего рынков в коксующихся и энергетических углях.

В результате сжигания угля в атмосферу выбрасывается большое количество загрязняющих и токсичных веществ. Наиболее токсичными загрязнителями атмосферы являются окислы азота и углерода, поэтому на сегодняшний день основной задачей в этой области является необходимость подобрать оптимальный вариант организации процесса горения с целью повышения его эффективности и уменьшения отрицательного влияния на окружающую среду.

Применение математического моделирования в области исследований процессов теплопереноса в течениях с горением привело к появлению различных программно-ориентированных пакетов, с помощью которых более или менее успешно решаются как фундаментальные задачи, так и прикладные, с которыми в повседневной практике приходится сталкиваться различным предприятиям топливно-энергетического комплекса Республики Казахстан.

В настоящей работе были использованы следующие фундаментальные уравнения переноса:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} \quad \text{уравнение неразрывности}$$

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} = - \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial (\rho \tau_{i,j})}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_j} + \rho f_i \quad \text{уравнение движения}$$

$$\frac{\partial (\rho h)}{\partial t} = - \frac{\partial (\rho u_i h)}{\partial x_i} + \frac{\partial q_i^{res}}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial t} + u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} + \tau_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + s_q \quad \text{уравнение энергии}$$

$$\frac{\partial (\rho c_\beta)}{\partial t} = - \frac{\partial (\rho c_\beta u_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial j_i}{\partial x_i} + R_\beta \quad \text{закон сохранения для компоненты в-ва}$$

где $i = 1, 2, 3; j = 1, 2, 3; \beta = 1, 2, 3, \dots, N$.

Для моделирования турбулентной вязкости была использована широко известная k - ε модель турбулентности, состоящая из уравнения сохранения кинетической энергии турбулентности k , скорости ее диссипации ε и модельного соотношения для турбулентной вязкости. k - ε модель турбулентности является стандартной моделью для течения с вынужденной и естественной конвекцией.

В течениях с высоким содержанием твердых частиц, твердая среда оказывает существенное влияние на конвективный и диффузионный перенос. Однако, наличие твердых веществ в угарных газах из установок со сгоранием угольной пыли так незначительно (за исключением области вблизи горелок), что эффектом второй фазы при расчетах пренебрегают. Тогда процесс горения твердого топлива в камерах сгорания можно представить следующим образом: пламя является двухфазной газодисперсной системой, причем влияние твердой фазы на аэродинамику течения незначительно.

В работе это предположение используется для уменьшения вычислительных затрат и процессы переноса в области пламени моделируются грубо. Так, например, точечная концентрация твердого вещества определяется с помощью уравнений баланса для монодисперсного твердого вещества со средним диаметром частиц. Для определения плотности смеси исходим из гомогенной модели, когда скорости твердых частиц считаются равными локальной скорости газа. В некоторых случаях будем учитывать теплообмен между твердыми частицами и газом путем излучения.

В работе на основе решения 3-мерных уравнений переноса в реагирующих течениях: получены поля основных характеристик процесса горения в виде распределений температуры, давления, химической энергии и концентрации газообразных (CO , CO_2 и NO) продуктов реакции горения при сжигании пылеугольного факела для различных диаметров частиц (30, 60 и 90 мкм), а также для горения полидисперсного потока угольных частиц.

Литература

1. Askarova A.S., Bolegenova S.A. CFD modeling of low-rank coals combustion with different moisture content at power plants of Kazakhstan// Works of the 19th International Congress of Chemical and Process Engineering CHISA 2010. – Praha.
2. Askarova A.S. Three-dimensional computer simulation of solid fuel combustion to protect the environment from the harmful discharges of power plants // Мат. симпозиума “Современные проблемы экологически чистых технологий и материалов”. – Алматы, 1996. - С. 23
3. Аскарлова А.С., Локтионова И.В., Мессерле В.И., Устименко А.Б. Трехмерное моделирование двухступенчатого сжигания экибастузского угля в топочной камере котла ПК-39 Ермаковской ГРЭС// Теплоэнергетика. - 2003. - №8. - С.22-26.

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ТОПЛИВА НА ГОРЕНИЕ ЛАМИНАРНЫХ И ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ

Аскарлова А.С., Болегенова С.А., Турсынбаева А.Е., Шортанбаева Ж.К.

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы

Для решения инженерных задач, связанных с горением газов, необходимо рассчитывать параметры процессов, протекающих в проектируемых устройствах, а это является трудной проблемой в связи с большим числом процессов, которыми он должен управлять. Математически такие задачи являются очень сложными и, как правило, решаются численными методами. Однако в некоторых случаях можно получить аналитическое

решение, которое является более ценным для проведения предварительных оценок при проектировании и разработке различных устройств.

В то же время аналитические решения, как правило, получают при очень грубых допущениях и предположениях, и поэтому полученное решение может оказаться непригодным для практического использования. Поэтому актуальным является вопрос о том, насколько корректно использование того или иного предположения или допущения, а соответственно необходимо ответить и на вопрос, в какой мере можно доверять имеющимся аналитическим решениям.

Поэтому одной из целей настоящей работы является выявить наличие области автомодельности в свободной ламинарной струе метана при наличии горения.

В настоящее время уделяется большое внимание научному проектированию химических реакторов и установок, в которых имеют место явления химического превращения, осложненные процессами турбулентного тепло - и массопереноса. В рассматриваемых системах протекают сложные физико-химические процессы, составляющими которых являются: движение потоков газа, массоперенос, теплоперенос, химическое превращение.

В настоящей работе проведено исследование влияния начальной концентрации топлива на закономерности ламинарного и турбулентного газового факелов и их сравнение.

Обобщенную реакцию горения метана можно записать следующим уравнением:



Здесь метан (CH_4) – топливо, кислород (O_2) – окислитель, углекислый газ (CO_2) и вода (H_2O) – продукты реакции, азот (N_2) – инертный разбавитель.

Необходимо учитывать наличие инертных разбавителей в реагирующей смеси. Таким образом, предполагается, что реагирующая смесь является пятикомпонентной при горении метана.

С учетом сделанных предположений и допущений, математически данная задача описывается следующими уравнениями.

уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial r} = 0$$

уравнение движения:

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{\text{eff}} \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \rho - \rho^* \vec{g}_x$$

уравнение энергии:

$$\rho u \tilde{n}_p \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v c_p \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Q w_1$$

уравнения переноса концентраций компонент смеси:

$$\rho u \frac{\partial \tilde{n}_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \tilde{n}_i}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_{\text{eff}} \frac{\partial \tilde{n}_i}{\partial r} \right) \pm w_i, \quad i = 1, 2, 3, 4, 5.$$

Граничные условия для этой системы уравнений задаются следующим образом:

При $x=0$ (на выходе из сопла) задаются начальные значения всех искомым функций:

$$0 < r < r_0: \quad u = u_0; \quad c_i = c_{0i}; \quad \tilde{c}_i = \sigma_i \tilde{n}_{0i}; \quad H_0 = c_p T_0 + Q c_{01}$$

На оси струи задаются условия симметрии:

$$x \geq 0, r=0: \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial H}{\partial r} = \frac{\partial c_1}{\partial r} = \frac{\partial \tilde{c}_i}{\partial r} = 0$$

На свободной границе значения функций стремятся к их значениям в окружающей среде (покоящийся воздух):

$$x \geq 0, r \rightarrow \infty: u \rightarrow 0, H \rightarrow H_\infty = c_p T_\infty, c_1 \rightarrow 0, \tilde{c}_i \rightarrow c_{\infty i}$$

В работе было исследовано влияние начальной концентрации топлива на форму факела, скорость и температуру ламинарной и турбулентной реагирующих струй с одинаковыми исходными данными [1-2].

Литература

1. Аскарлова А.С., Болегенова С.А., Локтионова И.В., Лаврищева Е.И. Горение струи метана в условиях повышенной начальной турбулентности. Вестник КазНУ, серия физ., Алматы, №2(13), 2002г., с.101-107
2. Аскарлова А.С., Локтионова И.В., Болегенова С.А. Химически реагирующие турбулентные газовые струи при наличии внешних воздействий. Алматы: Казак университеті, 2005. – 117 с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЫЛЕУГОЛЬНОГО ТОПЛИВА В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ КОТЛА БКЗ - 160 АЛМАТИНСКОЙ ТЭЦ ДЛЯ УМЕНЬШЕНИЯ ВЫБРОСОВ ВРЕДНЫХ ВЕЩЕСТВ

А.С. Аскарлова, С.А. Болегенова, В.Ю. Максимов, М.Т. Бекетаева

*Казахский национальный университет им. аль-Фараби, физический факультет,
Алматы, Казахстан*

Участие энергетических предприятий в загрязнении окружающей среды продуктами сгорания топлива велико. Это, прежде всего, электростанции, работающие на твердом топливе и являющиеся основным источником загрязнения воздуха. В атмосферу Казахстана выбрасываются такие вещества как оксид углерода, оксид азота, диоксид азота, пыль, свинец, диоксид серы и т.д., которые наносят существенный вред человеческому организму [1].

В связи с тем, что одним из основных источников загрязнения атмосферного воздуха вредными газовыми и пылевыми выбросами являются электростанции, работающие на твердом топливе, становится актуальной разработка технологий сжигания с минимальными выбросами NO_x , SO_x и золы частиц. Каменные угли Казахстана являются хорошим малосернистым энергетическим топливом и при рациональной организации топочного процесса, вред, наносимый окружающей среде, может быть сведен к минимуму.

Численное моделирование процесса сжигания твердого топлива в пылеугольном состоянии проводилось нами на основе нелинейных дифференциальных уравнений, записанных с учетом химических реакций и состоящих из уравнений неразрывности и движения вязкой среды, уравнений распространения тепла и диффузии для компонентов реагирующей смеси и продуктов реакции с учетом теплового излучения и многофазности среды, уравнений k-ε - модели турбулентности, а также уравнения состояния и уравнений химической кинетики, определяющих интенсивность нелинейных источников энергии и вещества. Система уравнений переноса может быть записана в обобщенном виде [2]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi) = -\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i\Phi) + \frac{\partial}{\partial x_i}\left(d_{TM,eff} \frac{\partial\Phi}{\partial x_i}\right) + S_{TM}$$

Для проведения вычислительных экспериментов по исследованию влияния OFA – технологии, выбрана действующая камера сгорания БКЗ - 160 Алматинской ТЭС и в качестве топлива - экибастузский уголь. Для исследования влияния OFA было выбрано 2 режима: 10% и 20% общего объема воздуха подается через инжекторы в верхней части камеры сгорания.

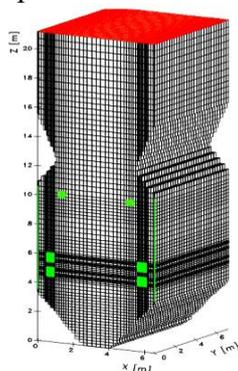


Рис.1 - Общий вид топочной камеры котла БКЗ160 Алматинской ТЭС и разбивка ее на контрольные объемы

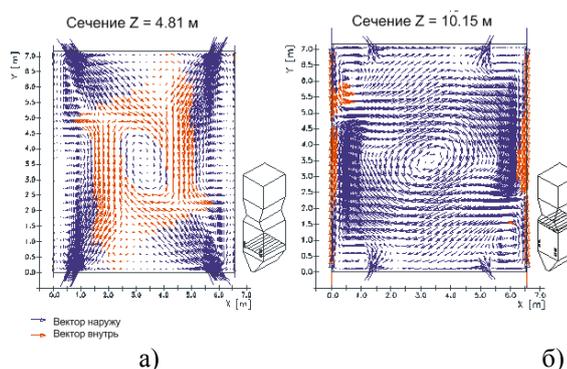


Рис. 2 – Схема камеры сгорания и расположение инжекторов OFA (поле скоростей)

На рисунке 1 показан общий вид камеры сгорания, на рисунке 2 в поперечном сечении камеры сгорания приведена схема течения в области подачи топлива (а) и в области использования OFA - технологии инжектирования вторичного воздуха (б).

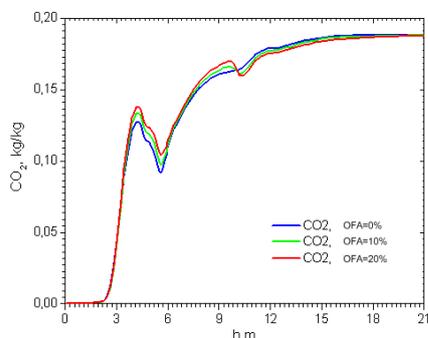


Рис. 3 - Влияние OFA на распределение концентрации диоксида углерода CO₂ в объеме камеры сгорания БКЗ160

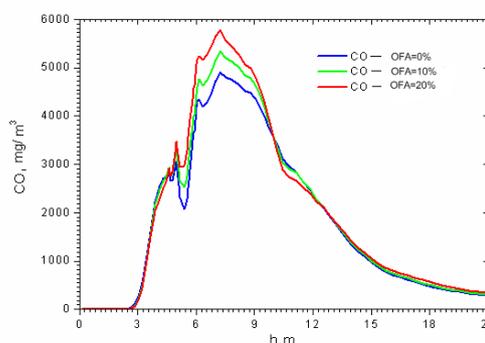


Рис. 4 - Влияние OFA на распределение концентрации оксида углерода CO в объеме камеры сгорания БКЗ160

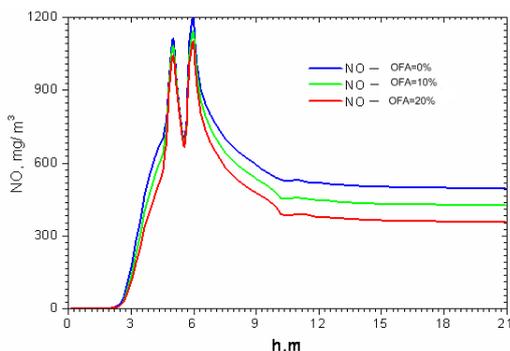


Рис.5 - Влияние OFA на распределение концентрации оксида азота NO в объеме камеры сгорания БКЗ160

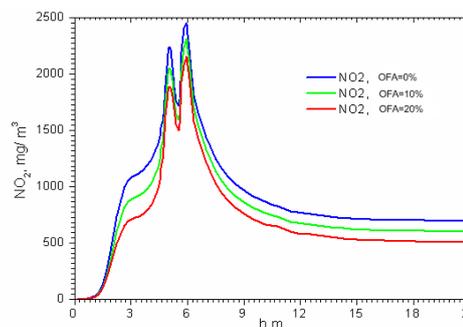


Рис. 6 - Влияние OFA на распределение концентрации диоксида азота NO₂ в объеме камеры сгорания БКЗ160

ОФА инжекторы наиболее выгодно располагать в области выше основной зоны горения и на максимально возможно большем расстоянии от самой узкой части камер сгорания. При введении дополнительного кислорода воздуха в ОФА, наблюдается дальнейшее окисление СО, движущегося в направлении к выходу и таким образом происходит преобразование СО в СО₂. А это в свою очередь позволяет максимально возможно преобразовать СО в СО₂ прежде, чем существенная часть СО выйдет из камеры сгорания (рисунок 3 - 4).

Результаты сравнения базового режима работы и включения дополнительных ОФА инжекторов, проиллюстрированные на рисунках 5 – 6, показывают, что очевидно наиболее высокие концентрации NO_x наблюдаются в более нижней части камер сгорания, что характерно для всех вида камер сгорания. Однако, в отличие от базового режима, когда наблюдаются высокие концентрации NO_x на выходе из камеры сгорания, при организации ОФА систем наблюдается существенное снижение оксидов азота по мере приближения к выходу.

Литература

1 Askarova A.S., Heierle Yevgeniya, Leithner Reinhard, Mueller Horst CFD Code Florean for Industrial Boilers Simulations // WSEAS TRANSACTIONS on HEAT and MASS TRANSFER, Issue 4, Volume 4, 2009, ISSN: 1790-5044, pp.98-107, 10 p.

2 Müller H. Numerische Berechnung dreidimensionaler turbulenter Stromungen in Dampferzeugern mit Wärmeübergang und chemischen Reaktionen am Beispiel des SNCR-Verfahrens und der Kohleverbrennung. Düsseldorf: VDI-Verlag. V.268. № 6. 1992.

ПАРНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЛЯ ДВУХ КОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ

Молдабеков Ж.А., Рамазанов Т.С., Джумагулова К.Н.
НИИЭТФ, КазНУ им аль Фараби, Алматы, Казахстан

В представленной работе рассматривается интерполяционная формула для квазиклассического псевдопотенциала парного взаимодействия частиц двухкомпонентной плазмы, учитывающего эффект дифракции. Рассмотрена область при температурах $10^4 K < T < 10^8 K$ и при плотностях $10^{21} cm^{-3} < n \leq 10^{24} cm^{-3}$. Численно вычислено точное значение Слеттеровской суммы методом, представленным в работе Покранта, Бройлеса и Данна [1].

Найдена интерполяционная формула для псевдопотенциала, учитывающая эффект дифракции и многочастичные квантовые эффекты на основе точного численного значения Слеттеровской суммы.

$$u_{ab}(r) = \frac{e_a e_b}{r} \left\{ 1 - th \left(\sqrt{2} \frac{\lambda_{ab}^2}{a_{cp}^2} \right) e^{-th(\sqrt{2}\lambda_{ab}^2/a_{cp}^2)} \right\} \left(- e^{-r/\lambda_{ab}} \right), \quad (1)$$

где $a_{cp} = \left(\frac{3}{4\pi n} \right)^{1/3}$ - среднее межчастичное расстояние. При этом на интерполяционную формулу накладывается асимптотическое граничное условие при высоких плотностях:

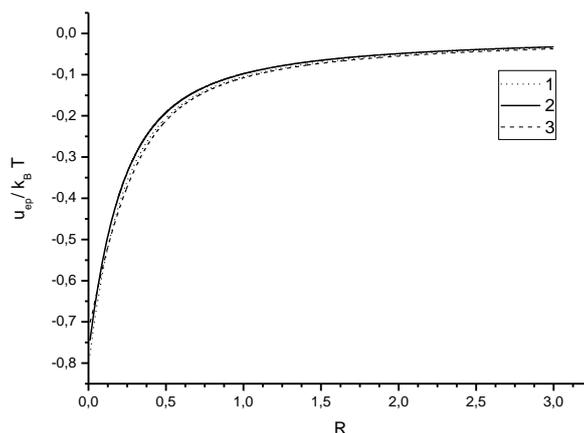
$$\varphi|_{T>10^8 K} = \frac{e_\alpha e_\beta}{r} \left(- \exp[-r/\lambda_{\alpha\beta}] \right), \quad (2)$$

что соответствует потенциалу Дойча [2].

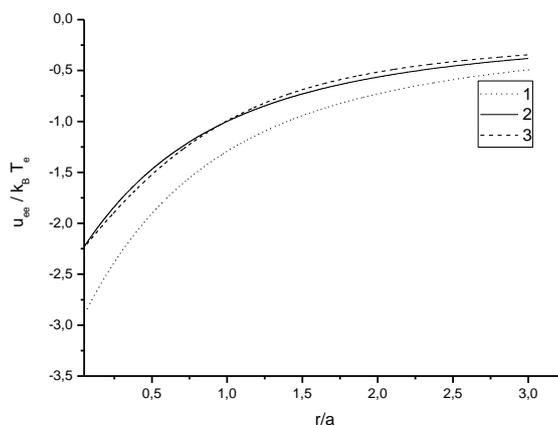
При плотностях $1 \leq r_s < 3$ псевдопотенциал (1) мало зависит от плотности. При этом его можно интерполировать следующей формулой:

$$u_{ab}(r) = \frac{e_a e_b}{r} \left\{ 1 - \operatorname{th} \left(\sqrt{2} \frac{\lambda_{ab}^2}{a_B^2} \right) e^{-\operatorname{th}(\sqrt{2}\lambda_{ab}^2/a_B^2)} \right\} \left(-e^{-r/\lambda_{ab}} \right) \quad (3)$$

На рисунке 1 приведены графики потенциалов (1), при различных температурах в сравнении с численными значениями эффективного потенциала, вычисленными из Слэттеровской суммы.



a) $T = 3.16 \cdot 10^6 \text{ K}$



b) $T = 210500 \text{ K}$

Рис. 1. Эффективный потенциал взаимодействия $u_{ep}^* = \beta u_{ep}$ протон-электроной пары при разных температурах. 1- потенциал (2), 2- псевдопотенциал (1), 3- значение псевдопотенциала на основе вычисления Слэттеровской суммы. Здесь $R = r/a_B$

Результаты сравнены и согласуются с аналогичными исследованиями в работе [3], но расходятся для взаимодействия пары ион-электрон, приведенного в работе [4], что объясняется различным выбором волновой функции.

Литература

1. M. A. Pokrant, A. A. Broyles and T. Dunn, Phys. Rev. A 10, 379 (1974).
2. C. Deutsch, Ann.Phys. (N.Y.) 115, 404 (1971).
3. A.A. Barker, The Journal of Chem.Phys., V 55, N4, 1751 (1971).
4. A. V. Filinov, V. O. Golubnychiy, M. Bonitz, W. Ebeling and J. W. Dufty, Phys. Rev.E 70,046411(2004)

РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СЛАБОНЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

Архипов Ю.В., Аскарулы А.А., Ашикбаева А.Б.
КазНУ им. аль-Фараби, yuriy.arkhipov@kaznu.kz

Как известно [1], плазма подвергается воздействию потока интенсивного электромагнитного излучения, неустойчива относительно возбуждения в ней ВЧ продольных волн. В идеальной плазме это явление сравнительно хорошо изучено. Вне области развития неустойчивости спектры собственных плазменных мод могут быть модифицированы внешним СВЧ полем.

Теория строится в первом приближении по возмущениям и втором по амплитуде внешней волны, воздействующей на плазму. Такое рассмотрение для слабонеидеальной плазмы в рамках псевдопотенциальной теории было проведено нами ранее с использованием потенциалов межчастичного взаимодействия Дойча и Кельбга.

В настоящей заметке предлагается использование формализма метода моментов для учета эффекта неидеальности плазмы через динамическую частоту соударений. При этом известные, полученные ранее соотношения модифицируются и возникает возможность для оценки возможности существования соответствующей неустойчивости в слабонеидеальной плазме.

Запишем известное дисперсионное соотношение, описывающее возможность возбуждения двухплазмонной параметрической неустойчивости в плазме

$$\varepsilon(k, \omega) * \varepsilon(k - k_0, \omega - \omega_0) = U^2, \quad (1)$$

где $\varepsilon(k, \omega)$ - диэлектрическая проницаемость, U - эффективное поле внешней волны воздействующей на плазму, частотой ω_0 и волновым вектором k_0 , ω - комплексная частота, мнимая часть которой характеризует диссипацию энергии распространяющейся в плазме волны за счет соударений и обратного черенковского эффекта.

В выражении (1) будем использовать выражение для динамической частоты, учитывающее неидеальность среды (ср.[2]).

Тогда из записанного уравнения нетрудно оценить при каких условиях возможно развитие параметрической неустойчивости в слабонеидеальной плазме.

Литература

1. Arkhipov.Yu.V., Baimbetov F.B., Davletov A.E. Electrodynamic properties of dense high-temperature plasmas// Journal of Physics IV France, 2000, v.10, p.135/
2. Arkhipov.Yu.V., Ashikbaeva A.B., Baimbetov F.B., Davletov A.E., Starikov K.V. Dissipation of plasmons in semiclassical plasmas// IV International conference "Plasma Physics and Plasma Technology", Contributed Papers, 2003 v.1, p.233.

ОПТИКО-СПЕКТРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ В ВЧ РАЗРЯДЕ В СМЕСИ ГАЗОВ

М.Н. Джумагулов, С.А. Оразбаев, М.К. Досболаев, М. Сламия, Т.С. Рамазанов
*Л. Боуфенди

НИИЭТФ и ННЛОТ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

* Орлеанский политехнический университет, Орлеан, Франция

dzhmn@mail.ru

Развитие методов оптической диагностики плазмы является важной научной задачей ввиду широкого применения плазменных технологий в современной микроэлектронике и материаловедении. Оптические методы позволяют получить обширную информацию о параметрах пылевой плазмы (температура, концентрация частиц плазмы) и достичь более детального понимания физических процессов в системе. В отличие от традиционных методов диагностики, оптическая диагностика является бесконтактной и позволяет определять разные физические параметры плазмы без воздействия на нее. В данной статье исследуются оптические свойства пылевой плазмы, созданной в емкостном высокочастотном разряде (ВЧЕР) аргона, на основе оптико-спектрометрического анализа свечения плазмы. Полученные спектры используются для выявления влияния пылевой компоненты на спектральные характеристики буферной плазмы.

Основными элементами экспериментального стенда являются два плоско-круглых электрода, из которых верхний – заземленный. Плоскопараллельные электроды располагаются в высокочастотной (ВЧ) камере.

Вакуумная камера имеет боковые оптические окна, через которые ведется наблюдение за разрядом. Оптическая система, применяемая для диагностики плазмы, состоит из системы линз и линейного спектрометра Solar S100. Система линз подбирается таким образом, чтобы обеспечить четкое изображение межэлектродного пространства на входной щели спектрометра. Чувствительность и возможности спектрометра Solar S100 позволяют выполнять одновременное линейное измерение оптических спектров в диапазоне 190 - 1100 нм. В качестве пылинок используются полидисперсные частицы Al_2O_3 со средним радиусом 10-40 мкм. После зажигания разряда может производиться сброс пылевых частиц в межэлектродный промежуток, там эти частицы как правило образуют плазменно-пылевые структуры. В процессе проведения экспериментальной работы были получены спектры аргона при различных параметрах мощности и давления при наличии частиц и их отсутствии.

Результаты оптико-спектрометрического исследования буферной плазмы смеси газов представлены на рисунках 1-3.

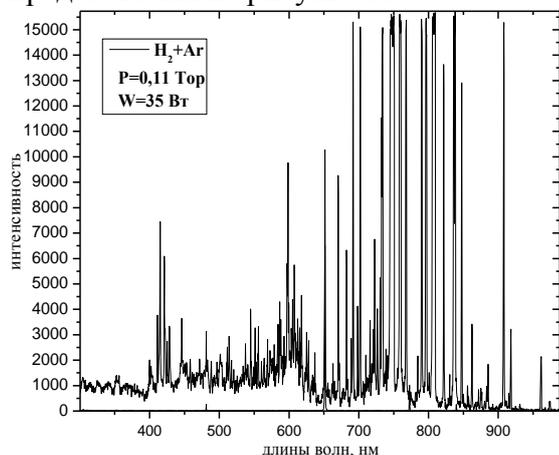


Рис.1 - Линейчатый спектр смеси в диапазоне 300 – 1000 нм

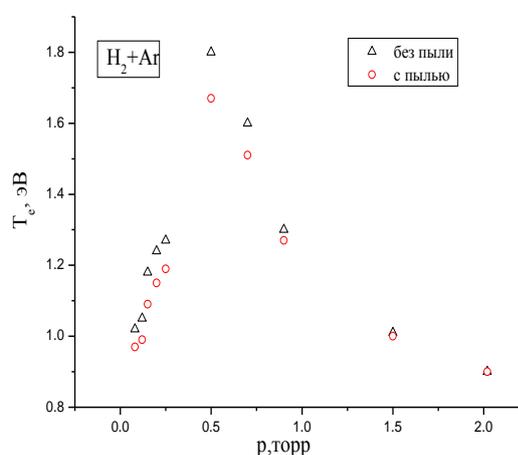


Рис.2 - Зависимость температуры от давления смеси

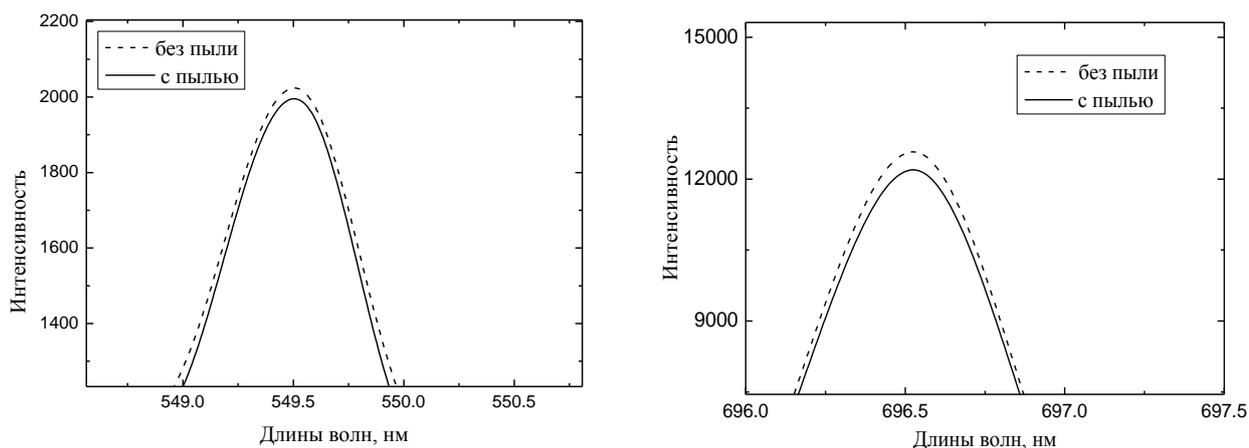


Рис.3 - Интенсивности используемого спектра аргона с частицами и без
 а) длина волны 549,5 нм б) длина волны 696,5 нм

Результаты данной работы послужат основой для дальнейшего изучения оптических свойств пылевой плазмы в емкостном высокочастотном разряде.

Литература

1. Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Jumabekov A.N., and Dosbolayev M.K. // Phys. Plasmas. 2008. V.15. P.053704.
2. Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А. Высокочастотный емкостной разряд. М., 1995г.
3. M.K.Dosbolayev, S.A.Orazbayev, T.S.Ramazanov, T.T.Daniyarov, M.N.Dzhumagulov, K.B.Zhumanov, S.B.Momynov //Proc. Int. Conf. DPA-3.2010. Odessa. Naukova Dumka. P.26-29.
4. M. Cavarroc, M. Mikikian, Y. Tessier, L. Boufendi, "Successive Generations of Dust in Complex Plasmas: A Cyclic Phenomenon in the Void Region", Phys. Rev. Lett. 100, 045001 (2008).
5. Couedel, L., Mezeghrane, A., Samarian, A. A., Mikikian, M., Tessier, Y.,Cavarroc, M., and Boufendi, L., "Complex plasma afterglow", CONTRIBUTIONS TO PLASMA PHYSICS 49, 235, (2009).

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МИКРОПОЛЕЙ И СНИЖЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА ИОНИЗАЦИИ В ПЛОТНОЙ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Джелбулдина М.С., Джумагулова К.Н.
 НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Известно, что внутреннее микрополе, действие которого проявляется на достаточно малых расстояниях, оказывает сильное влияние на многие свойства плазмы (излучение, термодинамические свойства и т.д.). Наличие плазменного окружения приводит к экранировке взаимодействия частиц. Для экранированного взаимодействия характерен конечный спектр дискретных уровней. Увеличение плотности приводит к растворению верхних дискретных уровней. Происходит смещение дискретных энергетических уровней электрона в атоме в непрерывный спектр и снижение потенциала ионизации [1, 2]. Одним из механизмов этого процесса является действие микрополя плазмы.

В данной работе были произведены вычисление и анализ функции распределения ионной компоненты микрополя плотной квазиклассической плазмы, а также расчет снижения потенциала ионизации на основе функции распределения микрополя [3, 4]. Для расчета функции распределения микрополя ионной компоненты $P(E)$ в неидеальной плазме использовался метод, предложенный Иглесиасом в [3]. Преимущество данного метода в том, что функция распределения микрополя точно выражается через парную функцию распределения частиц и не требует знания многочастичных функций. При получении функции распределения микрополя использовался эффективный потенциал, который учитывает как квантовые эффекты дифракции на малых расстояниях, так и коллективные эффекты экранирования поля зарядов на больших расстояниях [5].

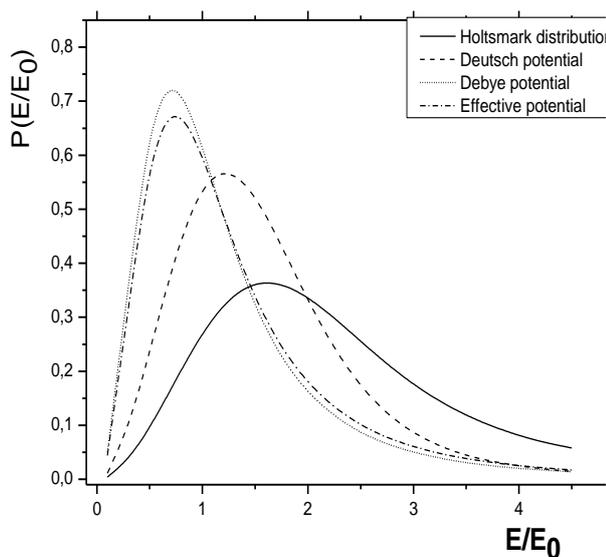


Рис. 1. Распределение ионной компоненты микрополя плазмы при значении параметра неидеальности $\Gamma = 0,5$

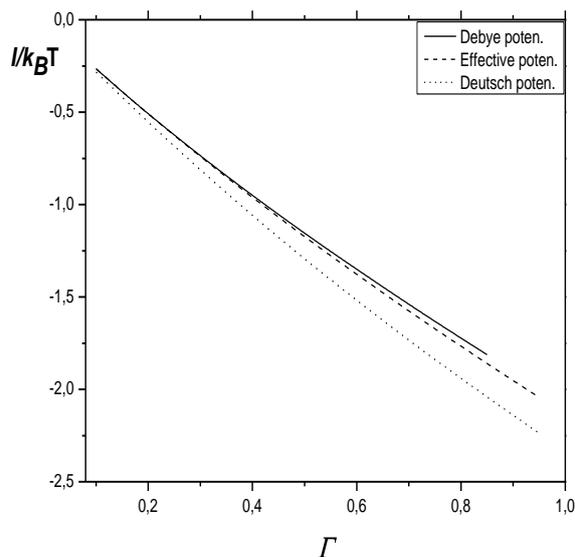


Рис. 2. Снижение потенциала ионизации в плотной водородной плазме в зависимости от параметра связи Γ .

Как было отмечено выше, межчастичное взаимодействие приводит к сдвигу границы непрерывного спектра, интерпретируемому как снижение потенциала ионизации. Кроме того, самые верхние состояния дискретного спектра сильно уширяются. Иными словами, происходит истинное снижение потенциала ионизации и, кроме того, уширение верхних уровней приводит к кажущемуся снижению. На спектрограммах эти явления неразличимы. Поэтому их объединяют, имея в виду оба явления, и говорят о преобразовании линий в непрерывный спектр и о соответствующем смещении порога фотоионизации.

Ширина области, в которой исчезают линии, была оценена по величине порядка снижения потенциального барьера в однородном электрическом поле $\Delta E = 2e(eF)^{1/2}$ (напряженность Хольтсмарского поля F) [4]. Поскольку одним из механизмов, ответственных за растворение верхних дискретных энергетических уровней, является действие электрического микрополя плазмы, то мы можем выразить среднюю величину снижения потенциала ионизации как интегральную зависимость от функции распределения микрополя.

$$\left\langle \frac{\Delta I}{k_B T} \right\rangle = \int \frac{\Delta I(\beta)}{k_B T} P(\beta) d\beta,$$

здесь β – приведенное электрическое поле, $P(\beta)$ – функция распределения плазменного микрополя.

Были получены следующие результаты: учет эффектов экранировки и квантовых эффектов приводит к сдвигу максимума функции распределения в сторону меньших значений микрополей по сравнению с распределением Хольтсмарка (см. Рис.1). Также было вычислено снижение потенциала ионизации при учете квантово-механических и коллективных эффектов, наблюдается его увеличение с ростом плотности (см. Рис.2).

Литература

- [1] Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. Пер. с англ. – М.: Атомиздат, 1976.
 [2] Дьячков Л.Г. // Оптика и спектроскопия. 1996. Т.81, № 6. С. 855-862.
 [3] С.А. Iglesias Integral-equation method for electric microfield distribution // Phys. Rev. A – 1983. – Vol.27.
 [4] V. Ruzdjak and V. Vujnovik, Astronomy and Astrophysics, 1976
 [5] Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N. Effective screened potentials of strongly coupled semiclassical plasma // Phys. Plasmas. – 2002. – Vol. 9, № 9. – P. 3758-3761.

СТРУКТУРНЫЕ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛНОСТЬЮ ИОНИЗОВАННОЙ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

Исмагамбетова Т.Н., Габдуллин М.Т.

НИИЭТФ, ННЛОТ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

1. Введение

В данной работе рассматривается полностью ионизованная водородная плазма, состоящая из электронов и ионов, при концентрации $n = n_e + n_i = 10^{20} \div 10^{24} \text{ см}^{-3}$ и температуре $T = 10^5 \div 10^7 \text{ К}$. Состояние такой плазмы описывается безразмерными параметрами:

$\Gamma = \frac{(Ze)^2}{ak_B T}$ – параметр связи, где T – температура плазмы, $a = (3/4\pi n)^{1/3}$ – среднее расстояние между частицами;

$r_s = a/a_B$ – параметр плотности, где $a_B = \hbar^2/m_e e^2$ – радиус Бора.

2. Эффективные потенциалы взаимодействия

При расчетах структурных и термодинамических характеристик были использованы эффективные потенциалы для электрон-электронного и электрон-ионного взаимодействия, учитывающие эффект экранировки на больших расстояниях и квантово-механические эффекты дифракции [1] и эффект симметрии [2] – на малых:

$$\Phi_{\alpha\beta}(r) = \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{\sqrt{1-4\lambda_{\alpha\beta}^2/r_D^2}} \left(\frac{e^{-Br}}{r} - \frac{e^{-Ar}}{r} \right) + k_B T \ln 2 \exp \left(-\frac{r^2}{\lambda_{\alpha\beta} \pi \ln 2} \right), \quad (1)$$

где $A^2 = \frac{1}{2\lambda^2} \left(1 + \sqrt{1 - \lambda_{\alpha\beta}^2/r_D^2} \right)$, $B^2 = \frac{1}{2\lambda^2} \left(1 - \sqrt{1 - \lambda_{\alpha\beta}^2/r_D^2} \right)$, $Z_\alpha e, Z_\beta e$ – электрические заряды частиц сорта α и β , $\lambda_{\alpha\beta} = \hbar/\sqrt{2\pi m_{\alpha\beta} k_B T}$ – тепловая длина волны Де-Бройля, $m_{\alpha\beta} = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta)$ – приведенная масса частиц сорта α и β ,

$r_D = (k_B T / (4\pi e^2 \sum_j n_j Z_j^2))^{1/2}$ – радиус Дебая. Для ион-ионного взаимодействия был выбран потенциал из работы [3].

3. Радиальные функции распределения и термодинамические свойства

Радиальные функции распределения $g(r)$ были получены на основе численного решения интегрального уравнения Орнштейна-Цернике [4]:

$$h(\vec{r}) = C(\vec{r}) + n \int C(\vec{r}_3 - \vec{r}_1) h(|\vec{r}_3 - \vec{r}_2|) dr_3 \quad (2)$$

в гиперцепном приближении:

$$C_{ГПЦ}(r) = h(r) - \ln g(r) - \frac{\Phi(r)}{k_B T}, \quad (3)$$

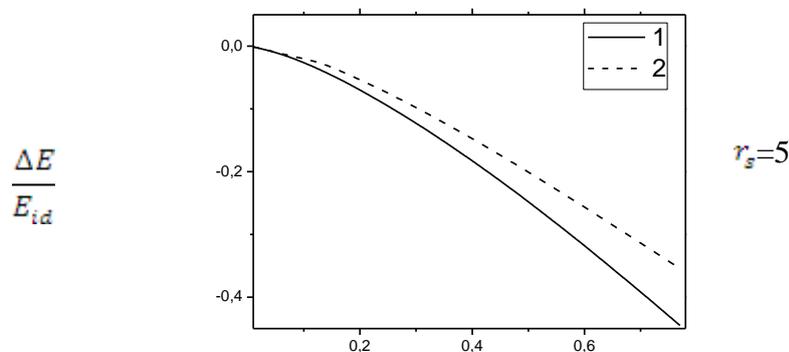
где $h(\vec{r}) = g(\vec{r}) - 1$ – полная корреляционная функция, $C(\vec{r})$ – прямая корреляционная функция.

Через радиальные функции распределения и эффективные потенциалы взаимодействия были рассчитаны поправки к внутренней энергии и давлению:

$$E = E_{id} - \pi \sum_{\alpha=i,e} n_{\alpha} \sum_{\beta=i,e} n_{\beta} \int_0^{\infty} g^{\alpha\beta}(r) \Phi^{\alpha\beta}(r) r^2 dr, \quad (4)$$

$$P = P_{id} - \frac{2}{3} \pi \sum_{\alpha=i,e} n_{\alpha} \sum_{\beta=i,e} n_{\beta} \int_0^{\infty} \frac{\partial \Phi_{\alpha\beta}(r)}{\partial r} g_{\alpha\beta}(r) r^3 dr, \quad (5)$$

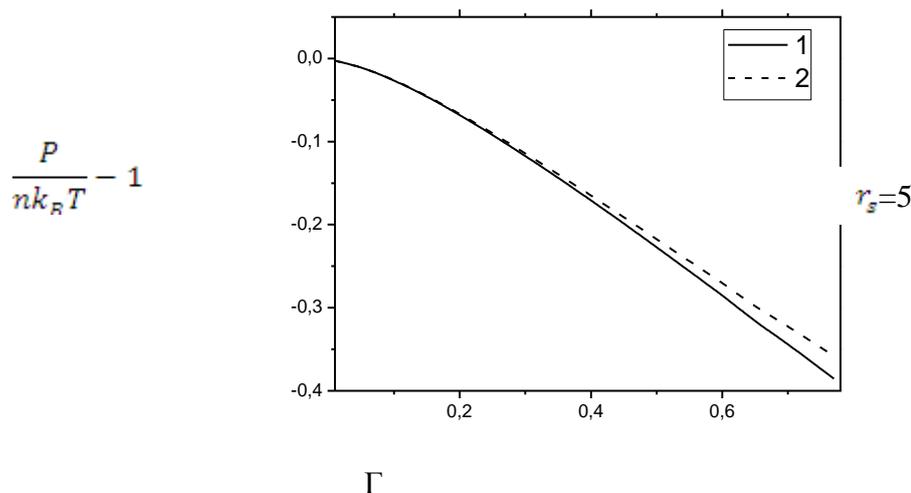
где N – число частиц в системе, $E_{id} = 3/2 N k_B T$ – внутренняя энергия идеального газа, $P_{id} = n k_B T$ – давление идеального газа.



Г

1 – эффективный потенциал с учетом симметрии, 2 – эффективный потенциал без учета симметрии

Рис. 1. Поправки к внутренней энергии полностью ионизированной водородной плазмы при фиксированном значении параметра плотности $r_s=5$



1 – эффективный потенциал с учетом симметрии, 2 – эффективный потенциал без учета симметрии

Рисунок 2. Поправки к давлению полностью ионизованной водородной плазмы при фиксированном значении параметра плотности $r_s=5$

На рисунках можно увидеть, что эффект симметрии приводит к уменьшению абсолютного значения внутренней энергии и давления полностью ионизованной плазмы.

Литература

- [1] Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Phys. Plasmas 9 (2002) 3758.
- [2] Deutsch C., Combert M.M., J. Math. Phys. - 1976. - Vol. 17, № 7. - P. 1077-1090.
- [3] Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., and Gabdullin M.T., Phys. Plasmas 17 (2010) 042703.
- [4] Киттель Ч., Введение в физику твердого тела. - М.: Физматгиз, 1963. - С. 696.

ОБОБЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ДРУДЕ-ЛОРЕНЦА МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ

А.Е. Давлетов, Ж.А. Кудышев, М. Назарова

Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

В настоящее время ожидается прорыв в исследованиях инерционного термоядерного синтеза, связанный с построением в США установки NIF (National Ignition Facility) [1]. Предполагается, что будет не только осуществлена управляемая термоядерная реакция, но и достигнут положительный выход энергии. Известно, что плазма инерционного термоядерного синтеза довольно хорошо описывается квазиклассическим пределом, при котором квантовые свойства системы трактуются полуклассическими методами. В связи с этим представляется актуальной задача исследования оптических свойств квазиклассической плазмы, особенно важная с точки зрения ее диагностики.

Целью данного исследования является изучение электродинамических характеристик и отражения электромагнитных волн от плазмы. Так как частота электромагнитного излучения крайне высока, то это позволяет рассматривать модель однокомпонентной среды, в которой свободные электроны независимо движутся на фоне неподвижных ионов. Роль последних сводится к обеспечению силы трения электронной жидкости, приводящей к затуханию возникающих в системе вынужденных колебаний. При этом в высокочастотном пределе

отклонение единичного электрона $\mathbf{x}(\mathbf{r}, t)$ от положения равновесия мало по сравнению с длиной электромагнитной волны λ , или, что тоже самое, выполняется условие

$$kx(\mathbf{r}, t) \ll 1. \quad (1)$$

Рассмотрим однокомпонентную электронную плазму, находящуюся в постоянном однородном магнитном поле с индукцией \mathbf{B} . Пусть в плазме распространяется электромагнитная волна с частотой ω . Тогда уравнение движения электронов с учетом силы трения, обусловленной столкновениями электронов с ионами, имеет вид:

$$m_e \ddot{\mathbf{x}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{F}(\mathbf{r}, t) - m_e \nu_e \dot{\mathbf{x}}(\mathbf{r}, t) - e \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{e}{c} \dot{\mathbf{x}}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{B}, \quad (2)$$

где $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ – электрическое поле волны, $\mathbf{x}(\mathbf{r}, t)$ – отклонение электрона от положения равновесия, связанное с воздействием внешнего электрического поля, ν_e – частота столкновений электронов с ионами плазменной среды, e – элементарный заряд, а m_e – масса электрона.

Первый член $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t)$ в правой части (2) появляется благодаря осцилляциям заряда плазменной среды, второй член соответствует трению электронов об ионы, третий член – силе, обусловленной внешним электрическим полем волны, а четвертый обусловлен действием внешнего магнитного поля. Влиянием магнитной компоненты электромагнитной волны будем пренебрегать, считая скорость движения электронов малой по сравнению со скоростью света.

Общее выражение для силы $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t)$ находится из уравнений Максвелла в предположении, что бегущая волна вызывает появление в плазме индуцированного заряда

$$\rho_{ind}(\mathbf{r}, t) = en_e \operatorname{div} \mathbf{x}(\mathbf{r}, t), \quad (3)$$

а также индуцированной плотности электрического тока

$$\mathbf{j}_{ind}(\mathbf{r}, t) = -en_e \dot{\mathbf{x}}(\mathbf{r}, t), \quad (4)$$

которое имеет следующий вид

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = -e \mathbf{E}_{ind}(\mathbf{r}, t) = -4\pi e^2 n_e \mathbf{x}(\mathbf{r}, t). \quad (5)$$

В соответствии с уравнениями (2) и (5) плазменная среда имеет собственную частоту колебаний, равную ленгмюровской частоте, а падающая электромагнитная волна играет роль внешней вынуждающей силы.

После этого, решая уравнение движения электронов в поле бегущей электромагнитной волны, находим тензор диэлектрической проницаемости плазмы в высокочастотном пределе

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\omega_p^2(\omega + i\nu_e)}{\omega[(\omega + i\nu_e)^2 - \omega_L^2]} & \frac{i\omega_L\omega_p^2}{\omega[(\omega + i\nu_e)^2 - \omega_L^2]} & 0 \\ -\frac{i\omega_L\omega_p^2}{\omega[(\omega + i\nu_e)^2 - \omega_L^2]} & 1 - \frac{\omega_p^2(\omega + i\nu_e)}{\omega[(\omega + i\nu_e)^2 - \omega_L^2]} & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\nu_e\omega} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где $\omega_L = eB / m_e c$ – ларморовская частота вращения электронов в магнитном поле.

В отсутствие магнитного поля $B = 0$ имеем $\omega_L = 0$, а тензор диэлектрической проницаемости становится диагональным в соответствии с формулой Друде-Лоренца [4]

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\nu_e\omega} & 0 & 0 \\ 0 & 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\nu_e\omega} & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\nu_e\omega} \end{pmatrix}. \quad (7)$$

В данной работе был получен тензор диэлектрической проницаемости магнитоактивной электронной плазмы. Было показано, что поляризация плазмы и возникающие в ней индуцированные токи не влияют на окончательное выражение для диэлектрической проницаемости, которое в случае электронного газа принимает форму обобщенной формулы Друде-Лоренца.

Литература

1. Glenzer S.H., Redmer R. // Rev. Mod. Phys., 2009, v. 81, p. 1625.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Курс теоретической физики, т. 9, Электродинамика сплошных сред.
3. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. Москва: «Наука», 1967.
4. Baimbetov F.B., Davletov A.E., Kudyshev Zh.A. Plasma Phys. Control. Fus., submitted.

СТАТИЧЕСКИЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ПЛОТНОЙ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

Аскарулы А., Ашикбаева А.Б., Джелилова Ф.С., Сызганбаева С.А.

КазНУ им. аль-Фараби, abdiadil.askaruly@kaznu.kz

Для решения задачи нахождения динамических корреляционных функций плотной неидеальной двухкомпонентной плазмы методом моментов используются различные статические характеристики [1]. Такие как статические структурные факторы, статические функции локальных полей и радиальные функции распределения. Значения этих статических функций можно получить из экспериментальных данных методов Монте – Карло, Молекулярной динамики [2] и с помощью численных расчетов уравнений Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении [3]. Ранее при компьютерных вычислениях в выражении для радиальной функции распределения ограничивались нодальными диаграммами [3]. Однако для количественного совпадения с данными компьютерного моделирования необходим учет так называемых мостиковых поправок.

В работе в качестве микропотенциала взаимодействия частиц рассматривается модифицированный потенциал Кельбга [4], где на малых расстояниях учитываются квантовые поправки:

$$\varphi_{ab}(r) = \frac{\varepsilon_a \varepsilon_b}{4\pi \varepsilon_0} F(r) - k_B T \tilde{A}_{ab}(\xi_{ab}) \exp\left(-\left(\frac{r}{\lambda_{ab}}\right)^2\right) \quad (1)$$

$$F(r) = \frac{1 - e^{-r^2/\lambda_{ab}^2}}{r} + \frac{\sqrt{\pi}}{\lambda_{ab}} (1 - \operatorname{erf}(r/\lambda_{ab}));$$

$$\lambda_{ab} = \frac{\hbar}{\sqrt{2m_{ab}k_B T}}; \quad \frac{1}{m_{ab}} = \frac{1}{m_a} + \frac{1}{m_b};$$

$$\xi_{ab} = -\frac{e_a e_b}{4\pi\epsilon_0 k_B T \lambda_{ab}};$$

$$\tilde{A}_{ee}(\xi_{ee}) = \sqrt{\pi}|\xi_{ee}| + \ln \left[2\sqrt{\pi}|\xi_{ee}| \int_0^\infty \frac{y \exp(-y^2) dy}{\exp(\pi|\xi_{ee}|/y) - 1} \right];$$

$$\tilde{A}_{ei}(\xi_{ei}) = -\sqrt{\pi}|\xi_{ei}| + \ln \left[\sqrt{\pi}\xi_{ei}^3 \left(\zeta(3) + \frac{1}{4}\zeta(5)\xi_{ei}^2 \right) + 4\sqrt{\pi}\xi_{ei} \int_0^\infty \frac{y \exp(-y^2) dy}{1 - \exp(\pi|\xi_{ei}|/y)} \right];$$

где $\zeta(n)$ - функция Римана-Зета. Этот потенциал на больших расстояниях совпадает с потенциалом Кулона и равен точному значению Слеторовской суммы и её первой производной при $r = 0$. В применяемых расчетах гиперцепного приближения помимо Нодальных диаграмм учитываются мостиковые поправки. Таким образом, полученные статические характеристики можно будет применить для расчета динамических структурных факторов методом моментов.

Литература

1. Arkhipov Yu.V., Askaruly A., Ballester D., Davletov A.E., Meirkanova G.M., Tkachenko I.M. Phys. Rev. E. – 2007. – Vol. 76. – P. 026403-1–9.
2. A. Wierling, T. Pschiwul, and G. Zwicknagel, Phys. Plasmas 9, 4871 (2002).
3. Аскарулы А. II-ой Международный конгресс студентов и молодых ученых «Мир науки»: Сборник тезисов конференции. – Алматы, 2008. – С. 51.
4. A. V. Filinov, M. Bonitz, and W. Ebeling, J. Phys.A 36, 5957 (2003).

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ НА ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ

Бастыкова Н.Х., Коданова С.К.

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, Алматы

В данной работе изучалось взаимодействие плазмы и пылевых частиц в тлеющем разряде на основе кинетической модели. Кинетика пылевой плазмы в тлеющем разряде при низких давлениях была исследована с помощью самосогласованного уравнения Больцмана [1,2] и уравнения Максвелла [3]. Функция распределение электронов по энергиям и параметры пылевой плазмы (температура электронов, потенциал поверхности пылевой частицы, заряд пылевой частицы), найденные из двух уравнений, были сравнены.

Для определения заряда $Q_d = -e_0 Z_d$ пробной частицы сферической формы с радиусом $a \sim 1-10 \mu\text{m}$ использовалась модель ограниченного орбитального движения (OML).

На рисунках 1,2 приведены температура электронов и заряд пылевой частицы в зависимости от концентрации пылевых частиц. Электрическое поле начинает резко расти с ростом концентрации пылевых частиц из-за роста потерь электронов в процессе рекомбинации на пылевых частицах. За счет электрического поля электроны нагреваются, то есть увеличивается температура электронов. При больших концентрациях пылевых частиц резко увеличивается поглощение преимущественно быстрых электронов пылевой частицей.

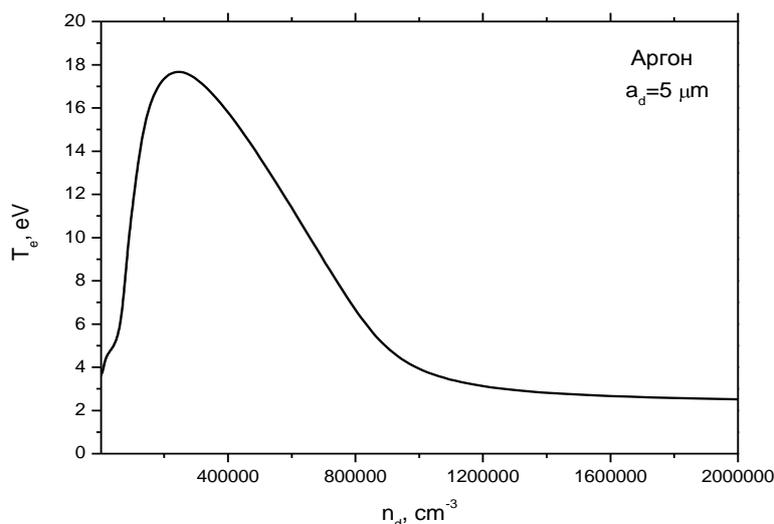


Рис.1. Температура электронов в зависимости от концентрации пылевых частиц

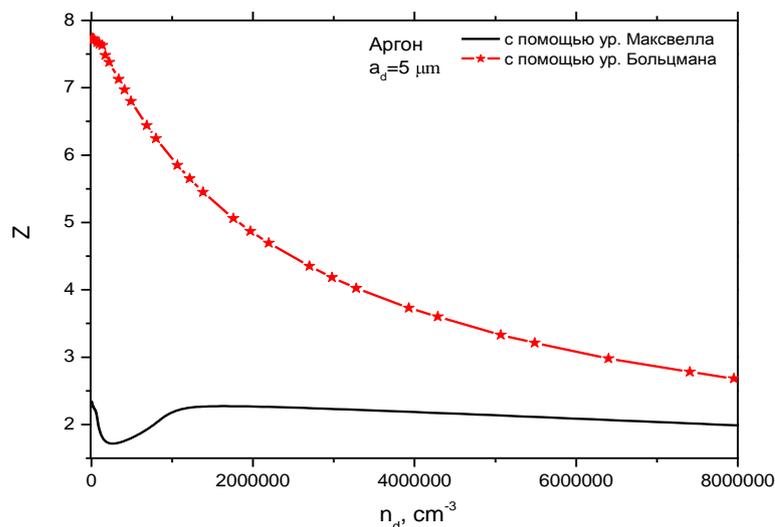


Рис. 2. Заряд пылевой частицы в зависимости от концентрации пылевых частиц

На рисунке 2 сравнивается заряд пылевой частицы, найденный из двух уравнений. Заряд пылевой частицы уменьшается с увеличением концентрации пылевых частиц, то есть уменьшается число электронов, поглощенных одной пылевой частицей. Заряд пылевой частицы, найденный с помощью уравнения Максвелла, при каких-то значениях концентрации пылевых частиц увеличивается. Это объясняется тем, что начинают поглощаться электроны, нагретые электрическим полем. Результаты показывают что, концентрация пылевых частиц существенно влияет на параметры плазмы.

Литература

1. I. Denysenko, M.Y. Yu, K. Ostrikov, A. Smolyakov // Physical review E70. 046403 (2004).
2. Рамазанов Т.С., Коданова С.К., Сухинин Г.И., Федосеев А.В., Бастыкова Н.Х. // Вестник КазНУ, серия физ., №4 (31), (2009).
3. О.С. Ваулина, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов, А.Г. Храпак, С.А. Храпак // Пылевая плазма (2009).

ВОЗДЕЙСТВИЕ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

Ж.Ж. Тасбаев, М.К. Досболаев, Т.С. Рамазанов

НИИЭТФ, Казахский Национальный Университет им.аль-Фараби, Алматы, Казахстан

В данной работе представлены исследования по влиянию постоянного магнитного поля на пылевую плазму тлеющего разряда. Данные были получены на экспериментальной установке тлеющего разряда [1].

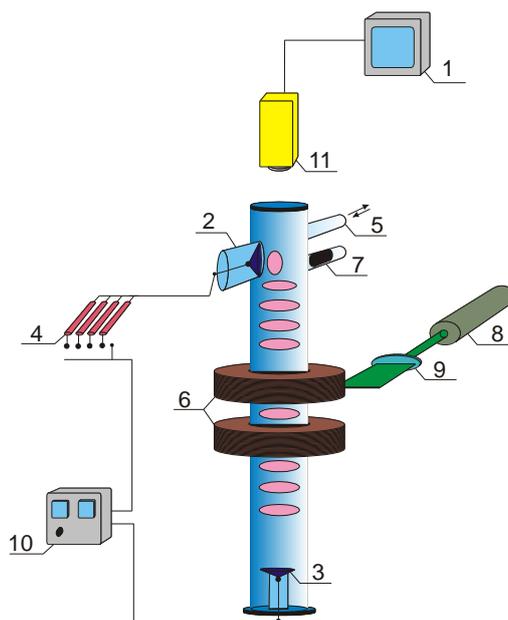


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования движения плазменно-пылевых структур в плазме тлеющего разряда. 1-ПК. 2-Анод. 3-Катод. 4-Балластный резистор. 5-Соединение с вакуумным насосом. 6-Соленоиды. 7-контейнер с частицами. 8-Лазер. 9-Оптическая система. 10-Источник постоянного тока. 11-Видеокамера

Установка представляет собой цилиндрическую стеклянную трубку диаметром 4,6 см. Электроды имеют коническую форму и расстояние между электродами составляет 55 см. Визуализация пылевых частиц осуществлялась с помощью подсветки в горизонтальной или вертикальной плоскостях зондирующим лазерным лучом, который с помощью линзы формировался в плоский лазерный «нож» с толщиной около 200 микрон. Частицы инжестировались в плазму при помощи контейнера, расположенного в верхней части трубки. В эксперименте в качестве рабочего газа использовался газ аргон и полидисперсные частицы Al_2O_3 , с массой $m_d = 2.6 \cdot 10^{-15}$ кг и с зарядом $q = 10^4 e$ для создания плазменно-пылевой структуры. Использовались соленоиды, при помощи которых создавалось магнитное поле. При прохождении тока через соленоиды наблюдалось вращение пылевой структуры. Движение частиц фиксировалась скоростной видеокамерой 250 кад/с. Найденные параметры вращения анализировались и сравнивались с результатами работ других авторов [2,3].

Значение магнитного поля менялось в зависимости от силы тока. Для разного значения магнитного поля были рассчитаны угловые скорости, Ларморовские радиусы и частоты пылевых частиц.

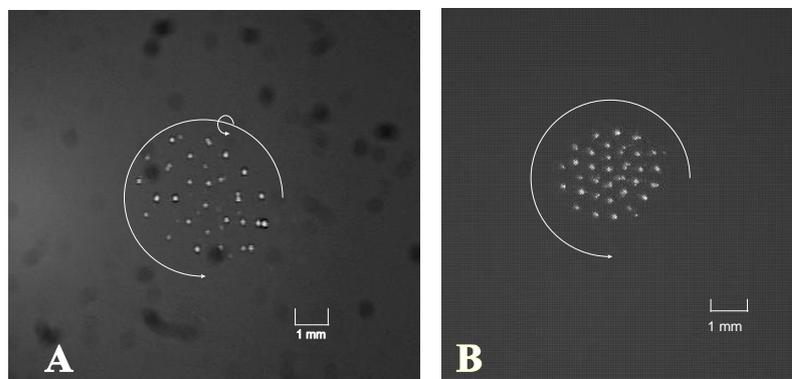


Рис. 2. Движение плазменно-пылевой структуры в постоянном магнитном поле
А) Смесь газов аргона (11,4%) и гелия (88,6%), В) Аргон.

Литература

- [1]. Т. S. Ramazanov, M. K. Dosbolaev, K. N. Dzhumagulova, A. N. Jumabekov, // Phys. Plasmas. - 2008. - vol. 15. №5 - P. 053704.
- [2]. Dzhlieva E. S., Karasev V. Yu., Eikhval'd A. I., Dusty Structures in Strata of Glow Discharge in Magnetic Field // Proceedings of 13th International Congress on Plasma Physics. Kiev: KNU, 2006. P. E34.
- [3]. D'yachkov L.G., Petrov O. F., Fortov V. E. Dusty plasma structures in magnetic DC discharges // Contr. Plasma Phys. 2009. V. 49. № 3. P. 134-147.

СПЕКТРЛЕРДІҢ АБСОЛЮТ ИНТЕНСИВТІЛІГІ ӘДІСІН ТОЗАҢДЫ ПЛАЗМА ҚҰРАМЫН ЗЕРТТЕУДЕ ҚОЛДАНУ

**Оразбаев С.А., Джумагулов М.Н., Сламия М., Досболаев М.Қ., Жуманов К.Б.,
Рамазанов Т.С., *)Боуфенди Л.**

ЭТФФЗИ және АТҰНЛ, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы, Қазақстан

**) Орлеан политехникалық университеті, Франция*

sagi88.88@mail.ru

Плазма құрамына оптикалық зерттеулер жүргізу қазіргі заманғы озық плазмалық технологияларда кеңініне қолдануына байланысты басты ғылыми есептеулердің бірі болып табылады. Оптикалық әдіс тозаңды плазма параметрлері жайында толыққанды ақпарат алуға және жүйедегі көптеген физикалық процестерді кеңінен түсінуге мүмкіндік береді. Оптикоспектроскопиялық әдіс басқа әдістерден айырмашылығы зерттеліп отырған жүйенің физикалық параметрлерін ешқандай әсерсіз зерттеуге болатындығында. [1]

Бұл жұмыста газ қоспаларындағы тозаңды плазманың құрамына оптикоспектроскопиялық талдаулар жүргізілген. Алынған спектрлік сызықтардың көмегімен буферлі плазма құрамына тозаңды бөлшектердің әсері қандай екені зерттелген.

Тозаңды плазманың оптикалық қасиеттерін зерттеу үшін ЖЖКР негізіндегі қондырғы және ДФС-452 спектрографы қолданылды. Бұл спектрограф сезгіштігі өте жоғары, 100-1000

нм аралығын бірден анықтауға мүмкіндік береді, орташа ажырату қабіліті 0,03 нм. Тозанды бөлшектер ретінде полидисперсті Al_2O_3 [2].

Спектрографтың көмегімен газ қоспаларының спектрлері алынады және төмендегі теңдеулермен электрондар температурасы анықталады. Спектрлік сызықтардың абсолют интенсивтілігі әдісі тозанды плазма құрамының біртектілігіне тәуелсіз әдістердің бірі. Сондықтан кез келген плазманың құрамына дәл оптико-спектроскопиялық диагностика жасауға мүмкіндік береді[3-4]. Осы әдіс негізінде тозанды плазмадағы электрондар температурасы мына формулалармен анықталады:

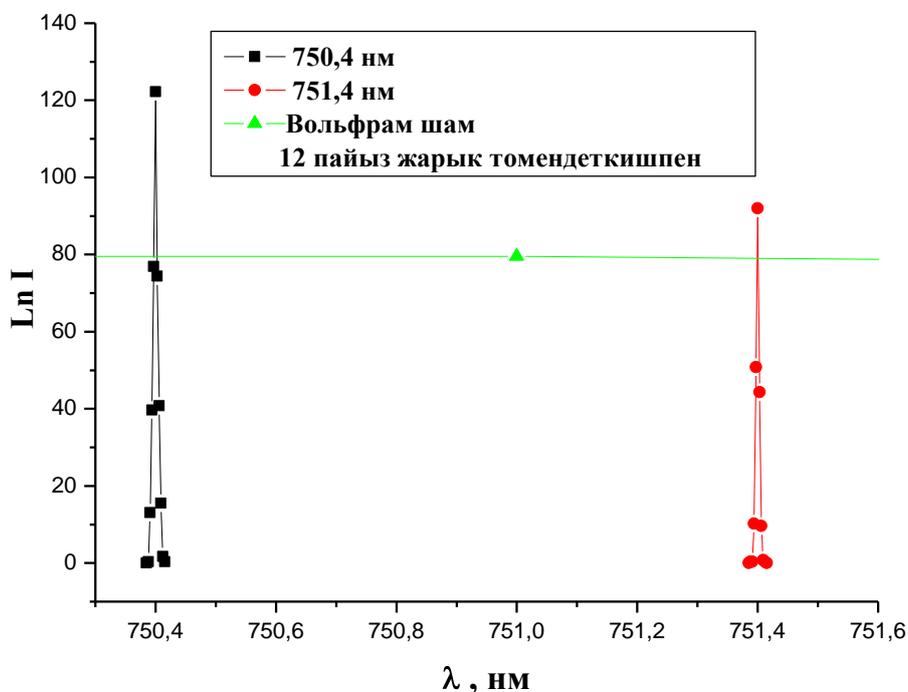
$$N^* = n_0 n K \left(\frac{I_p}{I_{rW}} \right) \quad (1)$$

мұндағы

$$\frac{I_p}{I_{rW}} = \frac{1}{8\pi c a_\omega} \frac{1}{k, T} \frac{1}{k^2} \left[\exp\left(\frac{hck}{k_B T}\right) - 1 \right] \frac{N^* A}{\square k} \quad (2)$$

$$N^* = \frac{2.35 \cdot 10^{10}}{\lambda^2} \cdot \frac{a_\omega}{\left[\exp\left(\frac{5.73}{\lambda}\right) - 1 \right]} \cdot \frac{1}{A} \cdot \frac{I_p}{I_{rW}} (m^{-3})$$

Тозанды плазма құрамына жүргізілген оптико-спектроскопиялық әдістің нәтижесі төмендегідей:



Аргон газының 750,4 нм спектрі. Газ параметрлері: p=0,50 Торр, W=35 ватт

Сонымен ЖЖКР тозанды плазма құрамына спектрлік сызықтардың абсолют интенсивтілігі әдісінің көмегімен электрондар температурасы есептелінді. Бұл алған нәтижелер спектрлік сызықтардың абсолют интенсивтілігі әдісінің көмегімен газ қоспаларының құрамына кешенді оптико-спектроскопиялық зерттеулер жүргізу күтілуде. Бұл жұмыста алынған нәтижелер тозанды плазманың басқа да қырларын зерттеуге негіз бола алады.

Әдебиет

1. M.K.Dosbolayev, S.A.Orazbayev, T.S.Ramazanov, T.T.Daniyarov, M.N.Dzhumagulov, K.B.Zhumanov, S.B.Momynov //Proc. Int. Conf. DPA-3.2010. Odessa. Naukova Dumka. P.26-29.
2. T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, A.N. Jumabekov, and M.K. Dosbolayev, Phys. Plasmas 15, No.5, 053704 (2008).
3. F J Gordillo-V'azquez1, M Camero and C G'omez-Aleixandre, Spectroscopic measurements of the electron temperature in low pressure radiofrequency Ar/H₂/C₂H₂ and Ar/H₂/CH₄ plasmas used for the synthesis of nanocarbon structures, Plasma Sources Sci. Technol. 15 (2006) 42–51.
4. Л.И.Биберман, В.С.Воробьев, И.Т.Якубов. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. «Наука» баспасы, Москва, 1982.
5. Couedel, L., Mezeghrane, A., Samarian, A. A., Mikikian, M., Tessier, Y., Cavarroc, M., and Boufendi, L., "Complex plasma afterglow", CONTRIBUTIONS TO PLASMA PHYSICS 49, 235, (2009).

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИЗОНДОВЫХ ЯВЛЕНИЙ В ПЛАЗМЕ

Усенов Е.А., Досболаев М.К.

НИИЭТФ, Казахский Национальный Университет им.аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Экспериментально изучено поведение пылевых частиц, движущихся вокруг Ленгмюровского зонда, и численно рассчитаны траектории пылевых частиц с заданными начальными кинетическими энергиями и прицельными параметрами [1,2].

В данной работе были исследованы траектории движения пылевых частиц вокруг одиночного электрического зонда в зависимости от давления в разрядной трубке. Для выполнения этих исследований была использована установка на основе тлеющего разряда. Эксперименты проводились в положительном столбе плазмы аргона. Давление в трубке менялось от 0,1 торр. до 0,3 торр. Газоразрядная трубка расположена вертикально, зонд вводился в плазму перпендикулярно положительному столбу. В качестве пылевых частиц использовались частицы корунда (Al₂O₃). На зонд подается отрицательный потенциал относительно плазмы. Это приводит к образованию ионного слоя вокруг Ленгмюровского зонда. Частицы пыли, введенные в плазму и имеющие малую кинетическую энергию, левитируют над ионным слоем. Это дает нам возможность визуально определить наличие ионного слоя и оценить его размеры. После обработки снятых фотоизображений было установлено, что радиус ионного слоя составляет несколько мм в зависимости от условий разряда.

Пылевые частицы, имеющие сравнительно большую кинетическую энергию, входят в ионный слой и по разному взаимодействуют с зондом. Траектории пылевых частиц при их прохождении через ионный слой изучалась на предмет зависимости от давления в разрядной трубке.

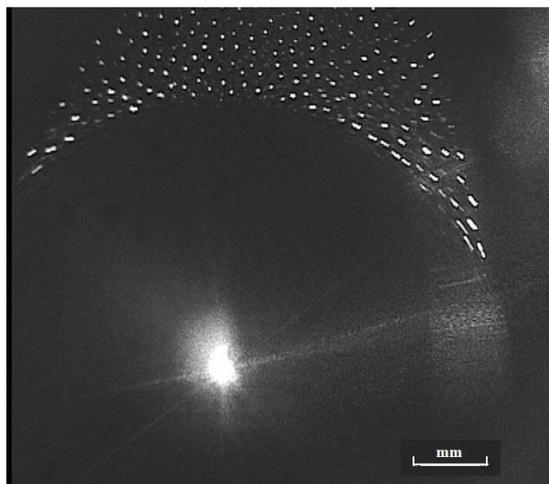


Рис. 1. Фотоизображение ионного слоя вокруг зонда

В случае приобретения пылевой частицей энергии, достаточной для проникновения в ионный слой, вследствие, например внешнего воздействия, она движется по вполне определенной траектории, получившей теоретическое описание и объяснение, при приближении частицы к области ионного слоя, где концентрация электронов пренебрежимо мала и ток электронов резко уменьшается, заряд частицы начинает увеличиваться. При достижении частицей определенного расстояния, она меняет свой заряд с отрицательного на положительный. «Перезарядка» частицы происходит в области, где ток ионов преобладает над током электронов. Результаты наблюдения за траекторией пылевых частиц показали, что с увеличением давления в разрядной трубке, взаимодействие пылевых частиц с зондом увеличивается. Наблюдаются большие углы рассеяния и интенсивное вращение пылевых частиц в ионном слое вокруг зонда, с последующим прилипанием на зонд.

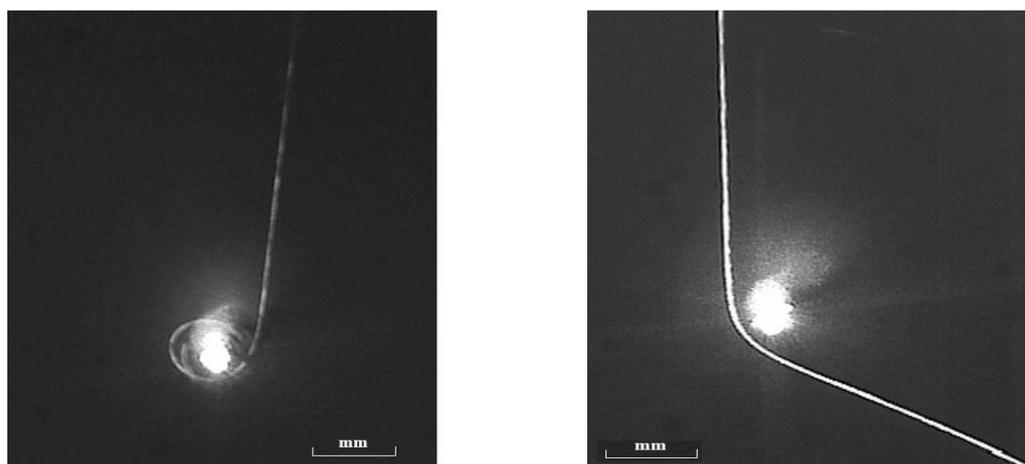


Рис. 2. Траектории отдельных пылевых частиц

Экспериментальные исследования позволили определить характер влияния зонда на пылевую структуру и подтвердили возможность определения основных параметров плазмы из зондовых вольтамперных характеристик в условиях тлеющего разряда постоянного тока.

- [1] Рамазанов Т.С., и др., *J.Phys.A:Math.Theor.*, **42**, 214026(2009)
- [2] Рамазанов Т.С., и др., *Physics of Plasmas* **15**, 053704(2008)

СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛОТНОЙ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Б.Т. Мутанов, Т.С. Рамазанов

НИИЭТФ, Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби, Алматы

Плотная квазиклассическая плазма представляет огромный интерес как с точки зрения фундаментальной науки, так и множества практических приложений. С такой плазмой мы сталкиваемся при изучении астрофизических объектов, реализации идеи импульсного термоядерного синтеза, конструировании ядерных двигателей нового поколения.

В настоящее время накоплен достаточно обширный материал по экспериментальному генерированию и диагностике плотной неидеальной плазмы, который охватывают плотности плазмы только до $n_e \leq 10^{23} \text{ см}^{-3}$. Отметим, что продвижение в сторону высоких плотностей реализуется, в основном, в ударно-волновых и взрывных процессах, и в настоящее время успехи в этом плане незначительны ввиду различных технических трудностей, возникающих при экспериментальной генерации сверхплотной плазмы. В такой ситуации роль теоретических исследований чрезвычайно важна.

В связи с этим в настоящей работе изучены сечения рассеяния частиц плотной квазиклассической плазмы на основе модели обобщенного парного потенциала взаимодействия частиц плотной плазмы.

Параметры исследуемой плазмы следующие: плотность числа частиц $n_e \approx n_i = n \cong (10^{21} \div 10^{26}) \text{ см}^{-3}$; температура системы $T \cong (2 \cdot 10^4 \div 5 \cdot 10^6) \text{ К}$.

Рассмотрены следующие безразмерные параметры системы. Среднее расстояние между частицами:

$$a = \left(\frac{3}{4\pi n} \right)^{1/3}, \quad (1)$$

где $n = n_e + n_i$ - концентрация электронов и ионов. Другой параметр, характеризующий состояние системы - это параметр связи:

$$\Gamma = \frac{Ze^2}{ak_B T}, \quad (2)$$

где T - температура плазмы, k_B - постоянная Больцмана, Γ имеет смысл отношения кулоновской энергии взаимодействия двух частиц к их тепловой энергии. Параметр плотности определяется как отношение среднего расстояния между частицами к радиусу Бора:

$$r_s = \frac{a}{a_B}, \quad (3)$$

где $a_B = \frac{\hbar^2}{m_e e^2}$ - радиус Бора. Параметр плотности уменьшается с увеличением плотности.

Через безразмерные параметры можно выразить параметр вырождения для электронной компоненты:

$$\Theta = \frac{k_B T}{E_F} = 2 \left(\frac{4}{9\pi} \right)^{2/3} Z^{5/3} \frac{r_s}{\Gamma}, \quad (4)$$

где E_F - энергия Ферми электронов.

В работе использован обобщенный парный потенциал взаимодействия заряженных частиц плазмы, полученный в [1]:

$$\Phi_{ab}(r) = \frac{e_a e_b}{r} \left\{ 1 - th \left(\sqrt{2} \frac{\lambda_{ab}^2}{a_{cp}^2} \right) e^{-th(\sqrt{2}\lambda_{ab}^2/a^2)} \right\} 1 - e^{-r/\lambda_{ab}} . \quad (5)$$

Данный потенциал получен из сопоставления квантовомеханической слэтеровской суммы и бальцмановского фактора, и учитывает эффекты дифракции. Для описания взаимодействий “заряд-нейтрал” использована RDO-модель [2].

При расчете сечений рассеяния использованы методы Борна и фазовых функций. Для реализации последнего метода необходимо решить уравнение Калоджеро для фазового сдвига рассеяния:

$$\frac{d}{dr} \delta_l(k, r) = -\frac{1}{k} \frac{2\mu_{\alpha\beta}}{\hbar^2} \Phi_{\alpha\beta}(r) \cos \delta_l(k, r) j_l(kr) - \sin \delta_l(k, r) n_l(kr)^2, \quad (6)$$
$$\delta_l(k, 0) = 0; \quad \delta_l k = \lim_{r \rightarrow \infty} \delta_l k, r .$$

На основе полученных фазовых сдвигов рассчитаны дифференциальные, полные и транспортные сечения рассеяния частиц системы. Проведено сравнение полученных результатов с имеющимися данными других авторов и моделей [3,4]. Показана адекватность применения обобщенного парного потенциала для описания столкновительных процессов в плотной квазиклассической плазме.

Литература

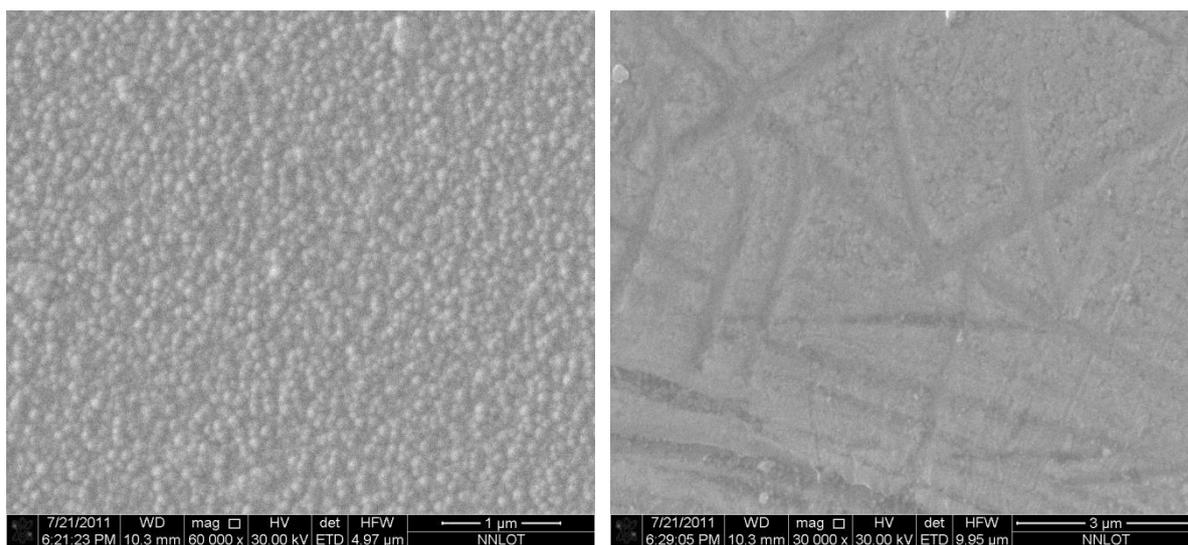
1. T.S.Ramazanov, Zh.A.Moldabekov, K.N.Dzhumagulova. Generalized pair potential between charged particles in quantum plasma // Phys. Rev. E., 2011 (in press).
2. T.S.Ramazanov, K.N.Dzhumagulova, Yu.A.Omarbakiyeva. Effective polarization interaction potential “charge-atom” for partially ionized dense plasma // Phys. Plasmas **9**, 092702-1-4 (2005).
3. Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N. and Akbarov A. Zh. Cross sections and transport coefficients of dense partially ionized semiclassical plasma // J. Phys. A: Math. Gen. – 2006. – Vol. 39. – P. 4335–4340.
4. Yu.A.Omarbakiyeva., C.Fortmann, T.S.Ramazanov, G.Roepke. Cluster virial expansion for the equation of state of partially ionized hydrogen plasma. // Phys.Rev., 82, 026407 (2010)

СЕКЦИЯ 3**АКТУАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ.****НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ****МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПЛЕНОК $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, ПОЛУЧЕННЫХ
ТЕРМИЧЕСКИМ ИСПАРЕНИЕМ В ВАКУУМЕ****Н.Ж. Алмасов, О.Ю. Приходько, Н.Е. Коробова, Н. Гусейнов*, К.Д. Цэндин******КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан****ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия*

Известно, что аморфные полупроводники, применяемые в пороговых переключателях и элементах памяти, по сравнению с кристаллическими обладают рядом преимуществ, такими как высокая скорость записи и чтения, отсутствие цикла стирания, стабильность и надежность, низкое энергопотребление, возможность организации многоуровневых ячеек памяти. Одним из перспективных материалов в этом направлении исследований является состав $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST).

Аморфные пленки данного состава были получены методом взрывного термического испарения в вакууме. Толщина исследуемых пленок составляла 500 нм. В качестве подложек служило стекло.

В различных, фиксированных по координатам, точках образца были проведены исследования по эффекту переключения, основанному на фазовом переходе из аморфного состояния в кристаллическое. На рисунке 1 а,б представлены снимки с аморфной и кристаллической областей пленки GST. Снимки получены на сканирующем оптическом микроскопе Quanta 3D 200i.



Рис/ 1. Снимок с аморфной а) и кристаллической б) области пленки GST.

Из литературы известно, что в запоминающих пороговых переключателях эффект переключения основывается не только на электронных, но и на температурных и структурных изменениях в полупроводниковом материале. В аморфной матрице материала

после переключения из высокоомного состояния в низкоомное, образуются тонкие кристаллические иглы с большой величиной проводимости.

Литература

1. Мотт И., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982г., -560 с.
2. Под ред. Цэндина К.Д. //Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках. Наука, 1996, -486с.
3. Ш. Ш. Сарсембинов, О. Ю. Приходько, С. Я. Максимова. //Физические основы модификации электронных свойств некристаллических полупроводников. Алматы: Қазақ университеті, 2005. – 341 с.
4. Аморфные и поликристаллические полупроводники. М.: Мир, 1987г., -160 с.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА И ТРИПЛЕТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ПЛЕНКАХ ЛЕНГМЮРА-БЛОДЖЕТТ

Аймуханов А.К., Ибраев Н.Х., Зейниденов А.К.

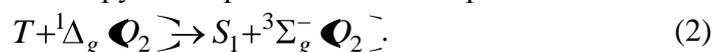
Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова, Караганда, Казахстан, E-mail: niazibraev@mail.ru

Процессы, происходящие вблизи границы раздела фаз и в гетерофазных системах, представляют собой перспективную область научных исследований в связи с развитием нанотехнологий, гетерогенным катализом и широким использованием дисперсных систем. Кинетика реакций с участием электронно-возбужденных молекул, получающих развитие на поверхностях твердых адсорбентов, существенным образом отличается от кинетики таких же реакций, имеющих место в объемных фазах. Отличия связаны с пониженной размерностью системы и ее гетерогенностью. В настоящее время особенности кинетики фотореакций в квазиоднородных неограниченных системах подробно исследованы. Менее изученными являются ситуации, когда взаимодействие между электронно-возбужденными молекулами происходит в системе с ограниченной геометрией, в структурированных средах и в приповерхностных слоях с покрытием из поверхностно-активных веществ (ПАВ).

При фотовозбуждении молекул люминофора лазерным импульсом после ряда элементарных внутримолекулярных переходов они оказываются в метастабильном возбужденном триплетном (Т) состоянии. При проникновении (диффузии) молекул O_2 в области, занятые Т-центрами, происходит реакция безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения от триплет-возбужденной молекулы к молекуле O_2 :



с одновременным рождением возбужденного синглетного электронного состояния ${}^1\Delta_g(O_2)$. Молекула красителя дезактивируется при этом в невозбужденное состояние S_0 безызлучательно. По завершению стадии (1) молекулы, образовавшегося синглетного кислорода, могут вступить во взаимодействие с другими триплетными центрами по схеме:



В результате этого образуется флуоресцентное синглетное состояние красителя S_1 . Поэтому двустадийный процесс (1) – (2) сопровождается замедленной флуоресценцией молекул люминофора.

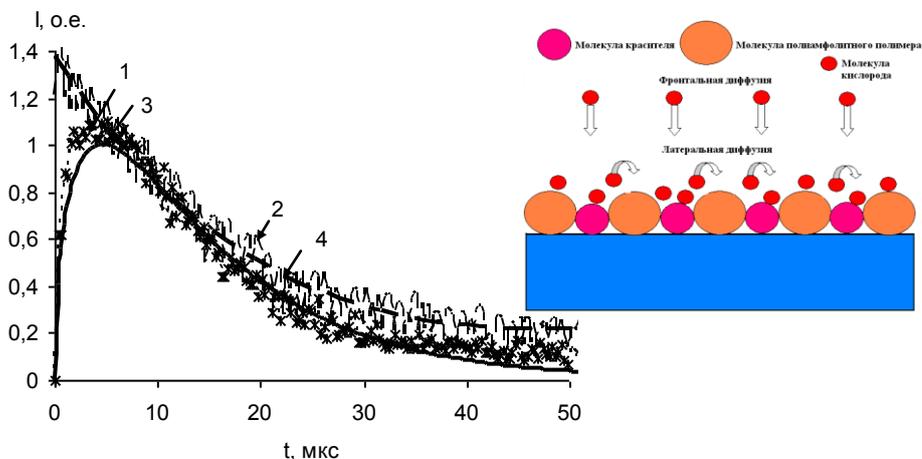
В представленной работе проведено исследование кинетики фотореакций, протекающих в полимерной пленке, организованной по технологии Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ) на твердой подложке между молекулами гептадецилового эфира бенгальской розы (ГЭБР) и подвижными молекулами кислорода.

Смешанные пленки Ленгмюра-Блоджетт были приготовлены на основе амфифильного полиамфолитного полимера и гептадецилового эфира бенгальской розы. Измерения спектрально-кинетических характеристик пленок проводились на автоматизированной спектрально-кинетической установке с регистрацией в режиме счёта фотонов. Фотовозбуждение пленок с молекулами бенгальской розы осуществлялось второй гармоникой IAG:Nd³⁺-лазера (LCS-DTL-374QT; $\lambda_{\text{возб}}=532$ нм, $E=60$ мкДж при $\tau_{\text{имп}}=7$ нс). Регистрация сигнала длительной люминесценции производилась с помощью фотоэлектронного умножителя Н7680 и платы счёта фотонов М8784 (Hamamatsu).

ЛБ пленки помещались в вакуумируемую кварцевую кювету, которая откачивалась до остаточного давления над образцом $P=10^{-5}$ мм. рт. ст. Затем осуществлялся дозированный впук воздуха в кювету. Измерения проводились при комнатной температуре.

При изменении в кювете парциального давления кислорода от $2 \cdot 10^{-4}$ мм.рт.ст. до 0,08 мм.рт.ст. интенсивность замедленной флуоресценции ГЭБР изменяется сложным образом. Ход изменения интенсивности свечения зависит от времени регистрации ($t_{\text{рег}}$) сигнала после окончания возбуждающего импульса лазера. При $t_{\text{рег}}=2$ мкс интенсивность замедленной флуоресценции растет и достигает максимума при парциальном давлении кислорода 0,01 мм.рт.ст. При $t_{\text{рег}}=10$ мкс интенсивность свечения красителя достигает насыщения при давлении кислорода 0,008 мм.рт.ст. Дальнейшее увеличение времени регистрации сигнала ($t_{\text{рег}} > 20$ мкс) приводит к наблюдению только тушения замедленной флуоресценции. Интенсивность фосфоресценции в том же диапазоне парциальных давлений кислорода практически линейно уменьшается с ростом концентрации кислорода. Наблюдаемая временная зависимость процессов разгорания и тушения замедленной флуоресценции связана с протеканием и конкуренцией процессов (1) и (2).

Анализ полученных экспериментальных данных осуществлялся с помощью теоретической модели, учитывающей особенности миграции кислорода в ЛБ-слое [1]. Отличительной особенностью данной модели от формально-кинетического подхода является учет гетерофазности рассматриваемой системы «ЛБ пленка–молекула O_2 ». Модель основывается на представлениях о проникновении молекул кислорода в ЛБ-слой из атмосферы и латеральной диффузии внутри ЛБ-слоя.



$$1,3 - n_{ox}=1,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}; 2,4 - 1,0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}.$$

Сравнение экспериментальных кривых затухания ЗФ ЛБ пленок ГЭБР с теоретической моделью. На вставке: схематичное представление взаимодействия молекул O_2 с Т-центрами люминофора в ЛБ-слое.

На рисунке показаны экспериментальные кривые затухания ЗФ ЛБ пленки ГЭБР при разных концентрациях кислорода (кривые 1,2). Наилучшее совпадение наблюдается при сравнении экспериментальных кривых и теоретических, вычисленных по модели, учитывающей только фронтальную атаку молекулами кислорода Т-центров люминофора.

Литература

1. Кучеренко М.Г., Гуньков В.В., Чмерёва Т.М. Кинетика кислород-зависящих фотореакции в мономолекулярном слое Ленгмюра-Блоджетт. Вестник ОГУ №3, 2002 С.159-165.

ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЧЕСКОЙ АКТИВАЦИИ НА СВОЙСТВА МАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ КВАРЦА

У. Кошимова, Н. Коробова

Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Среди разнообразия методов повышения реакционной способности твердых тел, особое место занимают методы механохимической активации, являющаяся простым, удобным и эффективным способом изменения энергетического состояния веществ. Силовые воздействия на частицу материала в процессе механической активации приводят к деформированию его структуры, причем, многократно повторяющиеся деформации, создают различного рода дефекты, концентрирующие в себе избыточную энергию, и повышающие реакционную способность веществ.

Целью проводимых исследований было выявление влияния структурных особенностей кварцитов, сформированных на этапе предварительной механической обработки, на их химическую активность и интенсификацию процессов фазообразования. В связи с чем, для выявления особенностей поведения кварцевых порошков, полученных механохимической обработкой, в последующих физико-химических процессах были проведены эксперименты по их растворению в растворе гидроксида натрия (NaOH), взаимодействию с жидким стеклом ($\text{NaSiO}_3 \cdot n\text{H}_2\text{O}$), спеканию, а также исследованы процессы фазовых полиморфных переходов в кварцевой системе. В таблице представлены данные по растворимости кварцевого порошка, обработанного в шаровой мельнице (ШМ) и планетарно - центробежной (ПЦМ) в растворе гидроксида натрия.

Таблица - Растворимость кварцевого порошка в растворе гидроксида натрия

Мельница	Время растворения, ч									
	1		3		5		10		15	
	эсп.	расч	эсп	расч	эсп	расч	эсп	расч	эсп	расч
ШМ	0,08	0,07	0,1	0,18	0,23	0,24	0,33	0,3	0,35	0,32
ПЦМ	0,23	0,24	0,62	0,56	0,77	0,76	0,87	0,95	0,95	0,98

На рисунке 1 представлена зависимость растворенной доли диоксида кремния от времени процесса для проб кварца, измельченного в мельницах различного типа с равной величиной удельной поверхности ($\sim 1 \text{ м}^2/\text{г}$). Растворимость исходного кристаллического кварца (2-1 мм) не превышала 0,05 г/л.

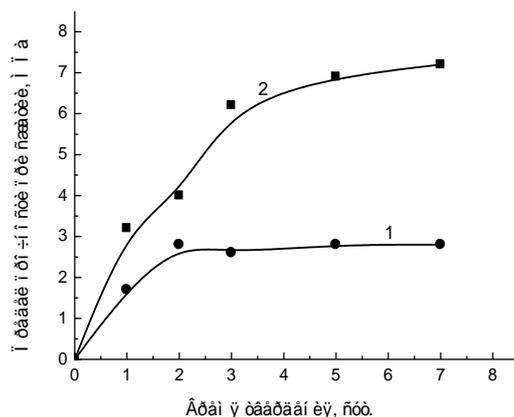


Рис. 3 - Зависимость предела прочности кварцевых образцов от времени выдержки: 1 – кварц, обработанный в шаровой мельнице, 2 – кварц, активированный в планетарно-центрифужной мельнице

Полнота протекания реакции определялась по увеличению предела прочности при сжатии. Взаимодействие кварца, измельченного в шаровой мельнице, с раствором жидкого стекла при комнатной температуре и атмосферном давлении осуществляется весьма медленно. Применение кварца, измельченного в мельнице планетарно-центрифужного типа, значительно активизирует реакцию взаимодействия. Прочность образцов, изготовленных из смеси кварца, молотого в шаровой мельнице, с раствором жидкого стекла не превышает 2,7 МПа. Использование измельченных в планетарно-центрифужной мельнице кварцитов позволяет получить, при прочих равных условиях, значения прочности, превышающие 7 МПа.

Выводы: На основании изложенного выше можно сделать вывод, что активность кварца, приобретаемая им в процессе измельчения в планетарно-центрифужной мельнице, является основным технологическим параметром, определяющим полезность его практического применения. Результаты исследований по выбору мельницы-активатора хорошо согласуются с результатами других исследований

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ СИНТЕЗА ПЛЕНОК SnO₂, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ, НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ К ЭТАНОЛУ

Горбачева В. А., Мухамедшина Д.М., Максимова С.Я.

¹КазНУ им. аль-Фараби, ²Физико-технический институт, Алматы

Пленки диоксида олова (SnO₂) благодаря своим уникальным свойствам широко применяются для создания полупроводниковых газовых сенсоров.

В связи с потребностью улучшения параметров газовых сенсоров исследуются электрофизические свойства пленок SnO₂, полученных различными методами. Одним из перспективных методов считается метод ионно-плазменного магнетронного распыления.

В данной работе приведены результаты исследования газочувствительности и структуры пленок SnO₂, полученных методом магнетронного распыления мишени из чистого олова. Пленки SnO₂ были получены в разной атмосфере смеси газов аргона и кислорода (95%Ar + 5%O₂ (Ar/O₂ (5%)); 92%Ar + 8%O₂ (Ar/O₂ (8%))), и отжигались при температурах 450 и 550 °С в течение часа.

Определена газочувствительность чувствительность синтезированных пленок интервале температур от 22 до 250 °С, оцениваемая по отношению сопротивления в атмосфере этанола к сопротивлению в атмосфере чистого воздуха. Установлено, что все исследуемые пленки обладали чувствительностью к парам этанола с концентрацией 1 ПДК в интервале температур от 190 до 210 °С за исключением пленок SnO₂, полученных в атмосфере Ar/O₂ (5%) и отожженных при 450 °С. Наибольшей газочувствительностью обладали пленки SnO₂, полученные в атмосфере Ar/O₂ (8%) и отожженные при 450 °С.

Исследована морфология поверхности полученных пленок методом атомно-силовой микроскопии [1]. Установлено, что поверхность пленок, полученных в атмосфере Ar/O₂ (8%) и отожженных при 450 °С, в отличие от других исследованных пленок, является более развитой.

Из спектров оптического пропускания, измеренных в интервале длин волн 190 – 2500 нм, рассчитана пористость полученных пленок SnO₂[2]. Установлено, что пористость для всех исследованных пленок практически одинакова и составляет ≈ 20 %. Это, как правило, считается положительным фактором, способствующим росту газочувствительности пленок.

Таким образом, из полученных экспериментальных результатов следует, что чувствительность сопротивления исследованных пленок SnO₂ к этанолу обусловлена, главным образом, степенью развитости их поверхности, которая зависит от содержания кислорода в составе рабочего газа аргон-кислород и температуры отжига свежеприготовленных пленок.

Литература

1. Бестаев М.В., Димитров Д.Ц., Ильин А.Ю., Мошников В.А., Трэгер Ф., Штиц Ф. Исследование структуры поверхности слоев диоксида олова для газовых сенсоров атомно-силовой микроскопией. //ФТП. – 1998. – Т. 32. - С. 654-657.

2. Мухамедшина Д.М., Мить К.А., Дмитриева Е.А., Бейсенханов Н.Б. Оптические, структурные, электрические и газочувствительные свойства пленок SnO_x, синтезированных магнетронным распылением и золь-гель методом //Вестник КазНУ, серия физ.- №3(27). 2008. С.138-145.

PHOTO ELECTRONIC PROPERTIES IN AMORPHOUS SEMICONDUCTOR As₄₀Se₃₀S₃₀ FILMS

N. Almasov, O. Prikhodko, N. Korobova, D. Puzikova, A. Lavrichsheva

Kazakh National University named al-Farabi, Physics Department, Almaty, Kazakhstan

Condensed semiconductor media with disordered structure is one of the most promising areas of condensed matter physics. Interest in this physics area is very big and need to understand their influence on structural-phase transformations and the nature of electronic processes occurring in the transition from media with the translational structure symmetry to the media of long-range order in the arrangement of atoms. Potential application areas of non-crystalline semiconductors are the switching and holographic optical elements used in integrated optical devices, etc. Because of the unique set of properties in recent years the object of increased attention in basic and applied research is such class of materials as chalcogenide glassy semiconductors (CGS) amorphous films of with low coordinate chalcogen atoms. In this paper, object of study is amorphous films of chalcogenide glassy semiconductors (CGS) on the example of a model ternary stoichiometric As₄₀Se₃₀S₃₀. CGS films were obtained by thermal evaporation in vacuum (TE-films) and RF ion-plasma sputtering (RF-film). Detailed experimental procedure was described in.

Samples photoconductivity was studied at T = 300 K in fields of intensity up to E = 10⁶ V/cm. Amorphous As₄₀Se₃₀S₃₀ films are characterized by a significant extension of the photoconductivity in the wavelength range from 0,45 to 0,55 μm. In these films, the spectral

dependence of the photocurrent is characterized by distinct maxima. The shape of the photocurrent spectral characteristics in the short-wavelength region is almost independent of the applied voltage polarity. This fact indicates about the bipolar photoconductivity in the a-As₄₀Se₃₀S₃₀ films, obtained by ion-plasma RF sputtering. In many CGS compositions, and especially in the arsenic in the "light exposure – annealing" cycle occur reversible changes in physical-chemical properties, in particular, the optical band gap. In this case, the photon energy must correspond to the intrinsic absorption. This effect is called the effect of photo structure transformations. It is essential that the exposure of freshly prepared TE As₄₀Se₃₀S₃₀ films shifts the transmission edge to longer wavelengths (photo-darkening or E_g reduction). In the RF-films transmission edge during irradiation is shifted to shorter wavelengths (photo bleaching or increase E_g). During subsequent annealing of the irradiated films in the TE and RF films edge transmission shifted to shorter wavelengths (thermo – bleaching). Analyzing the results of the photo induced changes in the structure, carried out earlier, and optical properties of TE-and RF As₄₀Se₃₀S₃₀ films can conclude that major changes occur in the optical band gap and in the extent regions of local ordering structure L. Moreover, reduction of irradiated L at the TE-films is accompanied by a decrease in E_g, and the increase L in the RF-films shows the increase in E_g. Thus, our studies have established that in As₄₀Se₃₀S₃₀ amorphous films when external factors such as temperature and light exposure there is a correlation between changes in the atomic structure of the films at the middle order and their optical band gap.

In As₄₀Se₃₀S₃₀ films, obtained by thermal evaporation in a vacuum, charge carrier transport by carriers of one sign - the holes, since the drift mobility of holes (μ_p) is much greater than the electron (μ_n) drift mobility. Holes drift mobility of (μ_p) in the As₄₀Se₃₀S₃₀ films, received by TE-method is about 10^{-5} cm²/(V s) at the electric field $E = 10^5$ V/cm and $T = 300$ K. Significant differences in the carrier transport were observed in As₄₀Se₃₀S₃₀ RF-films. Figure 1 shows the transient photocurrent waveforms, corresponding to the drift of electrons and holes in the As₄₀Se₃₀S₃₀ RF-films. Transient photocurrent of electrons and holes are almost identical in amplitude and duration, as evident from the oscillograms. This suggests the presence of mobile charge carriers of both signs in the films. In this case, to determine the carrier drift mobility curve of the transient photocurrent was tuned in double logarithmic scale $\lg I \sim \lg t$ (Figure 2).

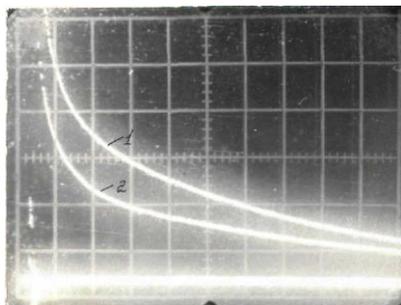


Fig. 1 - Transient photocurrent oscillograms for electrons (1) and holes (2) in the As₄₀Se₃₀S₃₀ films: on the horizontal axis - 50 μ s/div.; ordinate - 0,5 μ A/div., $E = 10^5$ V/cm

In such coordinates, the dependence $I(t)$ takes place two plots of photocurrent decay: the slow and faster. Time corresponding to the transition from one section of the recession $I(t)$ to another is interpreted as the transit time (t_{tr}).

Calculated drift mobility of holes (μ_p) and the electron (μ_n) drift mobility in the As₄₀Se₃₀S₃₀ films, obtained by RF-method is about $\mu_p \approx \mu_n \approx 10^{-5}$ cm² / (V·s) at electric field $E = 10^5$ V/cm and $T = 300$ K. Studies carrier drift mobility in the range of electric fields intensity from $3 \cdot 10^4$ до $3 \cdot 10^5$ V/cm showed that μ_p and μ_n increase with the electric field. In the investigated range of electric field dependence of the μ_p and μ_n versus field ($\mu(E)$) can be approximated by an exponential function $\mu_p, \mu_n \sim \exp(E/E_0)$, where $E_0 = 10^5$ B/cm. Exponential dependence of $\mu(E)$ took place in the As₄₀Se₃₀S₃₀ TE-CGS films. Conductivity and drift mobility of charge carriers increasing with the

field has been due to the delocalization of the shallow localized state in the energy interval $\Delta\varepsilon = er_0E$, below the bottom mobility, where r_0 - states size, delocalized by electric field. To explain the exponential dependence of $\mu_p(E)$ and $\mu_n(E)$ for $As_{40}Se_{30}S_{30}$ RF-films we can draw a model for TE-films and bulk material, obtained by different methods as observed similar values of the exponent n in the dependence of $\mu \sim E^n$. Consequently, the electric field influence leads to a lowering of the energy level corresponding to the mobility threshold on the value of $\Delta\varepsilon$.

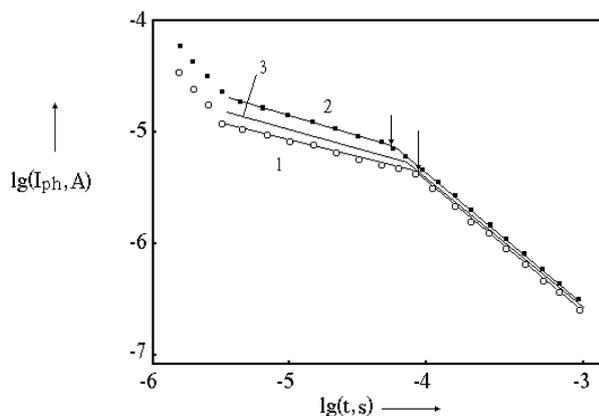


Fig. 3 - Transient photocurrents dependence for holes (1,3) and electrons (2) versus time in the $As_{40}Se_{30}S_{30}$ films obtained by RF-sputtering (1,2) and thermal evaporation in vacuum (3).
 $E = 10^5$ V/cm, $T = 300$ K

Conclusion: Low coordinative $As_{40}Se_{30}S_{30}$ films were investigated. It was established that electronic properties of non-crystalline semiconductor media based on films of arsenic chalcogenide glassy semiconductors obtained by ion-plasma RF sputtering and thermal evaporation in a vacuum, greatly depend on how they are received. In amorphous $As_{40}Se_{30}S_{30}$ films, obtained by ion-plasma RF sputtering, in contrast to the films of these materials obtained by thermal evaporation, observed bipolar photoconductivity and bipolar drift of charge carriers. This is due to the lack of deep traps for electrons in the spectrum of localized states of the films obtained by ion sputtering. External influences on the $As_{40}Se_{30}S_{30}$ film such as light exposure (fundamental absorption region) and annealing, has been accompanied by changes in the optical band gap and the extent of a medium-range order of atomic structure. In the “light exposure – annealing” cycles these changes are reversible, i.e. such fundamental parameters as the band gap of the studied non-crystalline semiconductor films was determined not only near, but also as medium-range order of atomic structure.

Acknowledgements

This work was supported by Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan Fundamental Investigation grant (FI-13.10) and was done in the Scientific Investigation Institute of Experimental and Theoretical Physics.

СИММЕТРИКО-ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В КРИСТАЛЛЕ AlCeO_3

А.С. Поплавной, Р.И. Филиппов

Кемеровский Государственный Университет, г. Кемерово, Россия

При изменении давления или температуры в кристаллах могут происходить фазовые переходы второго рода, при которых происходит изменение симметрии кристаллической структуры вещества. Изменение трансляционной симметрии кристалла описывает теория Ландау-Лифшица, которая использует анализ звезд k -векторов для первой зоны Бриллюэна. Кроме анализа фазового перехода с точки зрения обратного пространства, также представляет интерес анализ симметрико-топологических преобразований, которые происходят в прямом пространстве решетки для ячейки Вигнера-Зейтца.

В качестве параметра, который бы описывал топологию и симметрию примитивной ячейки, был выбран сорт. Если известен исходный репер решетки $(\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3)$, то при помощи алгоритма, описанного в работе [1], можно однозначно получить сорт многогранника Дирихле-Вороного.

Между сортами можно установить связи вида «группа-подгруппа», когда, среди допустимых значений репера решетки одного сорта, можно получить значения на репер решетки другого сорта. С математической точки зрения все зависимости образуют граф, вершинами которого являются сорта, а ребрами допустимые между ними переходы. Построение графа было проведено на основе приведенных четырехсторонников Зеллинга [2].

Рассмотрим изменения, происходящие с сортом ячейки Браве и примитивной (минимальной) ячейки в кристалле AlCeO_3 :

ICSD	ячейки		температура
	элементарная	примитивная	
245264	Q5	M2 ₂	4.2 К
245265	Q5	M2 ₂	300 К
245266	O5	M1 ₁	373 К
245267	R3	R3	473 К
...
245272	M2 ₁	M2 ₁	1323 К
245273	K5	K5	1373 К
245274	K5	K5	1423 К

Таблица. Изменения сортов примитивной и элементарной ячеек в кристалле AlCeO_3

- Q5 \rightarrow O5, M2₂ \rightarrow M1₁. Оба перехода допустимы графом, но в случае неминимальной ячейки наблюдаем понижение симметрии с тетрагональной до орторомбической с сохранением топологии ячейки. Для примитивной ячейки понижения симметрии не происходит, но наблюдаем изменение топологии (происходит перестройка формы ячейки при сохранении точечных элементов симметрии ячейки).
- O5 \rightarrow R3, M1₁ \rightarrow R3. Первый переход запрещен графом, второй допустим. Переход M1₁ \rightarrow R3 происходит через промежуточный сорт M3. При температурах (473-1173 К) сорт решетки остается постоянным (R3).
- при температуре (1323 К) сорт минимальной ячейки изменяется на M2₁. Переход также происходит через промежуточный сорт M3.
- при дальнейшем незначительном повышении температуры (до 1373 К), кристалл переходит в фазу с высокосимметричной ячейкой с сортом K5. Таким образом, можно говорить о сорте M2₁ как о переходном сорте между фазой с R3 и K5. Это отражается и

на графе зависимостей между сортами, где кратчайшим путем от сорта R3 до K5 является путь через сорт M2₁. Переход M2₁ → K5 допустим и осуществляется через два промежуточных сорта O4 и Q5.

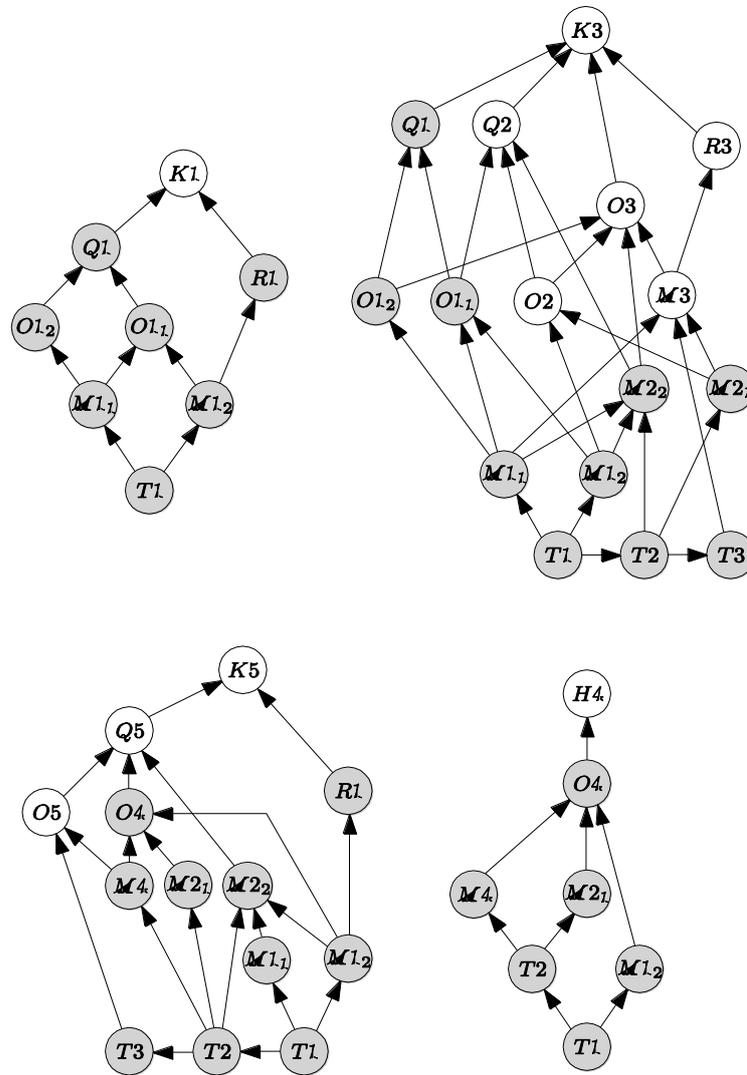


Рис. 1 Граф, разбитый по конечным точкам K1, K3, K5, H4. Серым цветом отмечены узлы содержащиеся в нескольких частях разбиения.

Для кристалла AlSeO₃ можно наблюдать, что изменения сорта не произвольны, а происходят в соответствии с симметрико-топологическим подчинением между сортами. Таким образом, решетка кристалла стремится сохранить зависимости между параметрами Зеллинга, определяемые сортом.

Литература

[1] Делоне Б.Н., Галиулин Р.В., Штогрин М.И. Избранные труды. Л., с.309-415 (1974)
 [2] Галиулин Р.В. Кристаллография. Т.29. №4. с.638-642, (1984).

МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИКИ АВТОЛОКАЛИЗАЦИИ ЭКСИТОНОВ В КРИСТАЛЛАХ KI И RbI ПРИ ВСЕСТОРОННЕМ СЖАТИИ РЕШЕТКИ

Жантурина Н.Н., Шункеев К.Ш.

Актюбинский Государственный педагогический институт, Актюбинск, Казахстан

Прогресс в развитии современных представлений о физике радиационно-стимулированных процессов в ионных кристаллах достигнут благодаря развитию скоростных методов регистрации. Несмотря на то, что уже освоен субпикосекундный диапазон измерений, такие кинетические параметры как скорость релаксации автолокализованных экситонов, время люминесценции, время образования дефектов при различных температурах совсем еще мало изучены.

Кинетика автолокализации экситонов в щелочногалогидных кристаллах играет важную роль, так как образование дефектов проходит непосредственно через стадию автолокализации, и время, скорость релаксации электронных возбуждений непосредственно зависят от величины потенциального барьера автолокализации экситонов [4].

Величиной, зависящей от температуры и определяющей распределение каналов аннигиляции экситона является скорость автолокализации экситонов [5].

По [1] скоростью автолокализации является величина $\omega = \frac{1}{\tau}$, где τ время жизни свободного экситона, определяющееся параметрами самой решетки и температурой. В то же время экситон в ЩГК релаксирует по двум каналам и скорость аннигиляции определяется как

$$\tau = \tau_r^{-1} + \omega^{-1}, \quad (2)$$

где τ_r^{-1} - скорость излучательной аннигиляции, не зависящая от температуры, и ω - скорость излучательной аннигиляции, определяемая по закону Аррениуса

$$\omega = \omega_0 e^{-\frac{E}{T}}, \quad (3)$$

где ω_0 определяется как скорость автолокализации при низких температурах, то есть величина обратно пропорциональная времени автолокализации экситонов при низких температурах.

Следуя экспериментальным и теоретическим данным мы проанализировали, что время жизни свободных экситонов уменьшается в ряду RbI, KCl, KI, KBr, NaBr, NaI, CsI.

Поставив соответствующую поправку в выражение (3) в кристаллах KI и RbI, мы получили график зависимости скорости автолокализации экситонов до и при всесторонней деформации от температуры, до и при одноосной деформации от температуры и от степени сжатия (рис.1, рис.2, рис.3).

При гидростатическом сжатии с увеличением степени сжатия скорость автолокализации экситонов уменьшается, причем в RbI деформация значительно влияет на динамику автолокализационного барьера; при одноосном – увеличивается. Также можно заметить значительное повышение скорости автолокализации экситонов в KI при одновременном действии температуры и деформации, тогда как при постоянной температуре с изменением степени гидростатического сжатия скорость автолокализации практически не меняется.

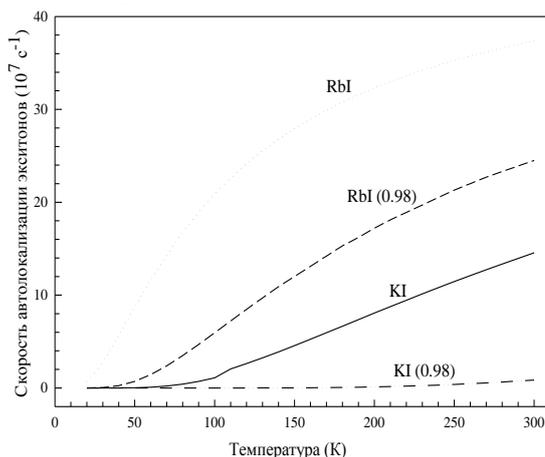


Рис.1 Влияние температуры на скорость автолокализации экситонов в кристаллах KI и RbI до и после всестороннего сжатия

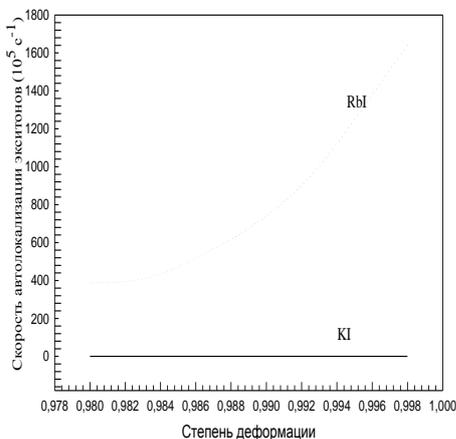


Рис.2 Зависимость скорости автолокализации экситонов кристаллах KI и RbI от степени всестороннего сжатия

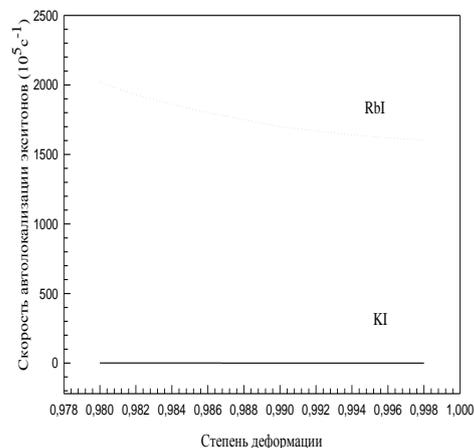


Рис.3 Зависимость скорости автолокализации экситонов в кристаллах KI и RbI от степени одноосной деформации

Литература

1. А.С. Иоселевич, Э.И. Рашба. Температурная зависимость скорости автолокализации. Письма в ЖЭТФ, том 40, вып.8, стр 348-351
2. Агранович В.Г. Теория экситонов. М. 1978 г.
3. Сагимбаева Ш.З. Температурное тушение люминесценции автолокализованных экситонов при низкотемпературной одноосной деформации. Дис. на соиск. учен. степ. канд. физ.-мат. наук. – Актобе, 2003. – 67 с.
4. Ш.А. Вахидов, С.Джуманов. Новая модель экситон-дефектного превращения в ионных кристаллах. Известия АН СССР. №5, стр 63.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ ПЛЕНОК a-Si:H и a-SiC:H

С.М. Манаков

Казахский национальный университет имени аль-Фараби, г. Алматы

При исследовании свойств различных материалов (металлов, полупроводников, диэлектриков), получаемых в виде однородных тонких пленок широко используются оптические методы: спектры оптического пропускания и отражения в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной области, [1,2] Разработкой надежных методов обработки спектров пропускания занимаются многие исследовательские группы, однако некоторые вопросы еще не получили окончательного решения.

Целью работы является оптимизация методики определения оптических параметров пленок аморфного гидрогенизированного кремния (a-Si:H) и карбида кремния (a-SiC:H), приготовленных методом химического осаждения паров в плазме тлеющего разряда на постоянном токе, с использованием магнетрона планарной конструкции.

Спектры пропускания полученных образцов измерялись на спектрофотометре Perkin Elmer Lambda 35 в диапазоне 400-1100 нм. Определение оптических параметров пленок производилось в соответствии с методом, приведенным в [3].

На рис. 1 и 2 представлен спектр пропускания пленки a-Si:H, полученный экспериментально (сплошная линия) и теоретическая зависимость (точки), построенная в соответствии с выражениями (1-3). На графике $T(\lambda)$ можно выделить три области: 1 – область сильного поглощения (550-600 нм), 2 – область среднего поглощения (600-780 нм), 3 – область слабого поглощения (780-1100нм). Определение оптических констант производилось методом последовательных итераций в соответствии с [3].

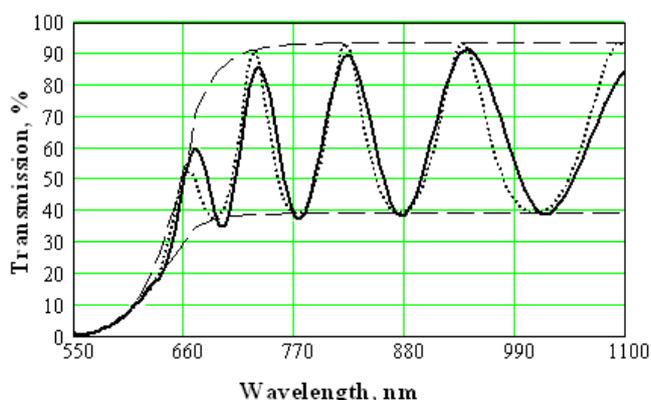


Рис.1. Зависимость коэффициента пропускания пленки a-Si:H от длины волны: сплошная линия – эксперимент, точки – расчет.

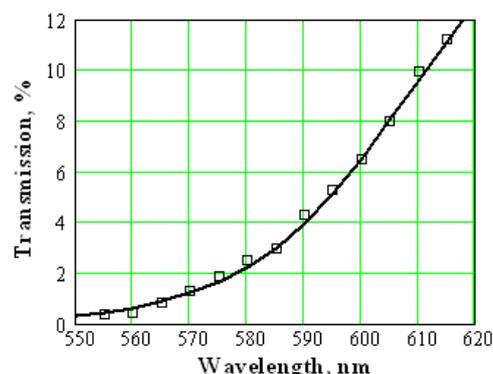


Рис. 2 Зависимость коэффициента пропускания пленки a-Si:H от длины волны в области сильного поглощения: точки – эксперимент, сплошная линия – расчет.

Интерференционная кривая в области слабого поглощения наиболее чувствительна к изменениям толщины пленки d и показателя преломления n_f . На первом этапе подбирали значение n_f , таким образом, чтобы расчетная зависимость $T_{\min}(\lambda)$ совпадала с экспериментом. Затем задавали толщину пленки d , таким образом, чтобы количество экстремумов расчетного графика и их положение соответствовало экспериментальной кривой. Путем подбора E_g и параметра B добивались совпадения расчета с экспериментом в

области сильного поглощения (рис. 2). Как видно из рисунков 1-2, наблюдается хорошее совпадение расчетов с экспериментом. Толщина данной пленки составила $d=965\pm 5$ нм, $E_g=1,76$ эВ, $n_f=3.4$.

В области слабого поглощения (рис. 1) максимумы экспериментальной кривой расположены ниже теоретических значений. Этот факт может быть объяснен несколькими причинами: 1) поглощением фотонов на локализованных состояниях в щели подвижности, плотность которых больше, чем в рассматриваемой модели, 2) рассеянием света на поверхности пленки, из-за наличия на поверхности загрязнений и неоднородностей, 3) неоднородностью толщины пленки. В области среднего поглощения несовпадение теории с экспериментом связано с дисперсией показателей преломления пленки и подложки, которая не учитывается в используемой модели.

Вхождение углерода в пленку аморфного кремния приводит к сильным изменениям оптических свойств. На рисунке 3 показаны спектры пропускания пленок a-Si:H и a-SiC:H.

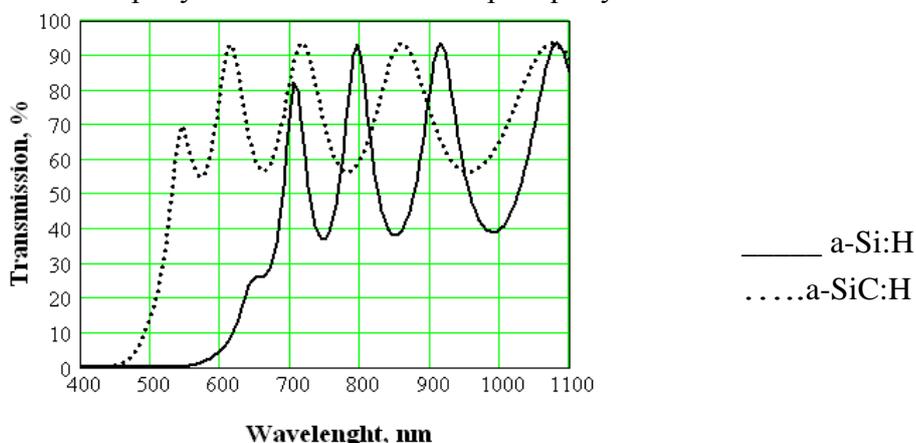


Рис. 3. Спектры пропускания пленок a-Si:H (••••) и a-SiC:H (—)

Оптическая ширина запрещенной зоны, показатель преломления и толщина пленок рис. 3 составили для a-Si:H: $E_g=1,72$ эВ, $n_f=3,4$, $d=0,8$ мкм, для a-SiC:H: $E_g=2,18$ эВ, $n_f=2,62$, $d=0,82$ мкм. Наличие углерода в пленке a-SiC:H привело к увеличению ширины запрещенной зоны и уменьшению показателя преломления.

Методом разложения газовых смесей, содержащих силан и метан, получены однородные по толщине пленки a-Si:H и a-SiC:H. Сравнение экспериментальных спектров пропускания с теоретическими спектрами позволило с большой точностью определить их основные оптические параметры. В полученных пленках a-Si_{1-x}C_xH при $x=0,20$ оптическая ширина запрещенной зоны $E_g=2,18$ эВ, по сравнению с $E_g=1,72$ эВ для a-Si:H.

Литература

1. N.Pimpabutei, T.Birinprakhoni, W.Somkhunthot. Determination of optical constants and thickness of amorphous GaP thin film. *Optica Applicata*, Vol. XLI, No. 1, p. 256-268, (2011).
2. Optical properties of dielectric and semiconductor thin films, I. Chambouleyron and J. M. Martínez, in Vol. 3, Ch. 12, *Handbook of Thin Film Materials*, Editor H. S. Nalwa (Academic Press, San Diego, USA), pp.593-622, (2001).
3. B.S.Richard, A.B.Sproul, A.Lambertz. Optical characterization of sputtered silicon thin films on glass. *Journal of Thin Solid Films*, 460, pp. 247-255, (2004).

ATOMIC FORCE MICROSCOPY STUDY OF THE SURFACE MORFOLOGY OF a-Si:H AND a-SiC:H AND ITS CORRELATION WITH THE STRUCTURAL PROPERTIES

S.M. Manakov

al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

Amorphous hydrogenated silicon (a-Si:H) and its alloys, including amorphous hydrogenated silicon carbide (a-SiC:H) are widely used in various electronic devices, such as thin-film solar [1], as detectors of β – particles [2]. Physical properties a-Si:H and a-SiC:H strongly depend both on a method of their depositions, and from technological conditions: pressure, structure and purity of initial gases, temperature of a substrate, charge power, design features of concrete installation and of some other factors. The main aim of this work is a study of morphology and structural properties of a-Si:H and a-SiC:H films and revealing the influence of incorporated carbon on films properties.

Thin a-Si:H and a-SiC:H films of different compositions were deposited by plasma enhanced chemical vapor deposition (PECVD) from SiH₄ and SiH₄ + CH₄ gas mixtures.

Raman spectroscopy and atomic force microscopy (AFM) were used to investigate the influence of carbon content on the chemical bonds and morphology of the films. Characteristic feature of amorphous tetrahedral semiconductors with a rigid structural grid (a-Si:H and a-SiC:H) is heterogeneity which influences on electronic spectra and properties of a material. The atomic force microscopy of a-Si:H and a-SiC:H films has shown in Fig.1, demonstrated that they have island structure. Apparently from the Fig.1 the sizes of islets and their height essentially differ for a-Si:H and a-SiC:H films. In films a-SiC:H it is observed greater scatter of the sizes and height of islets in comparison with a-Si:H films. The reason of these is difference of a chemical compound of films.

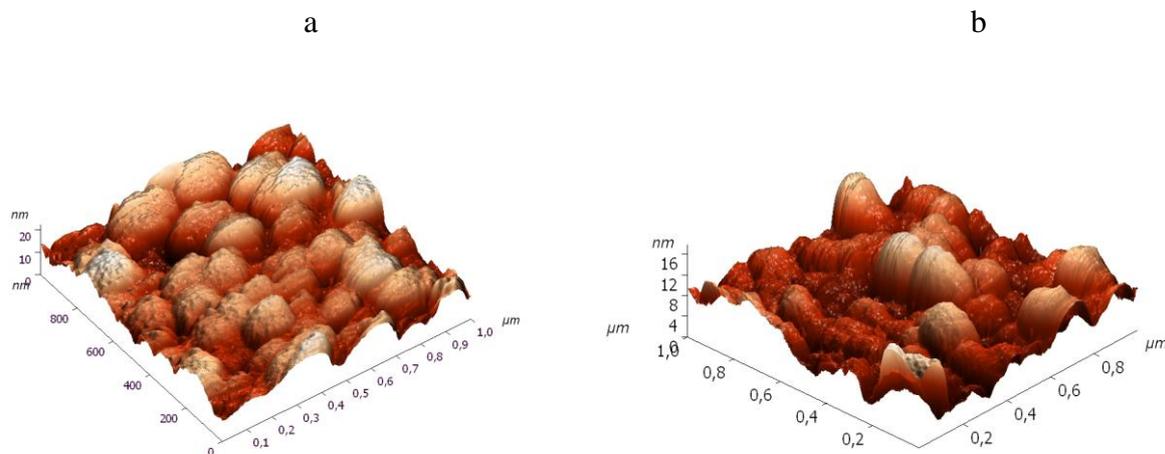


Fig.1. AFM images of a-Si:H (a) and a-SiC:H (b) films a surface

It was demonstrated, that carbon introduction in an amorphous network resulted not only in increase of optical bandgap of a-Si_{1-x}C_x:H films from $E_g=1.72$ eV at $x=0$, to $E_g=2.18$ eV at $x=0.2$, but also resulted in decrease of effective diameter of islands on the films surfaces. The maximum distances between two points of section of a grain were became much nearer. The distribution function of a-SiC:H films height (Fig. 2) was decomposed on two Gaussian line shape, one of which was characteristic for a-Si:H, other was bound to carbon clusterization in a-SiC:H films. Raman scattering spectra have verified that the amorphous network of a-SiC:H films even at low carbon content became less order on short and intermediate scales.

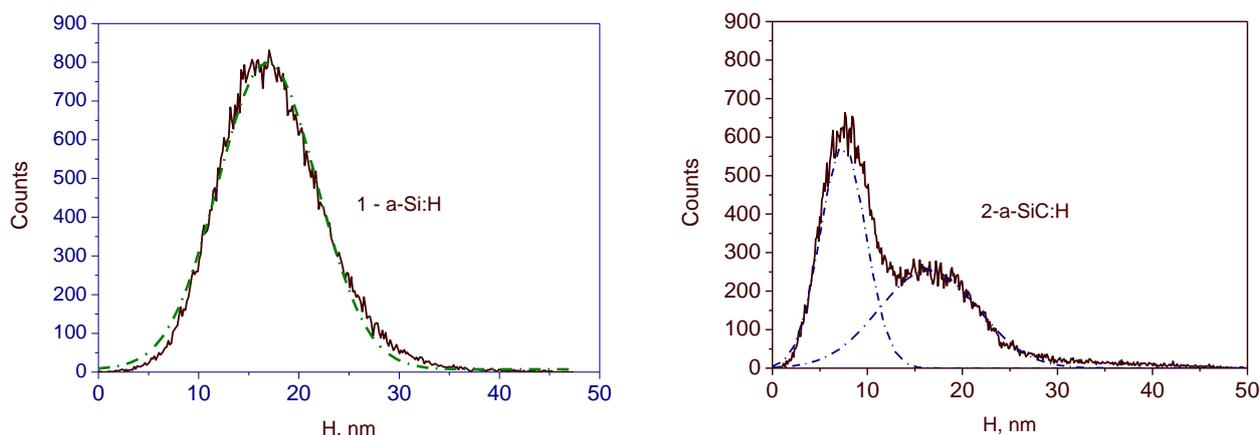


Fig. 2. Height distribution function of a-Si:H (1) and a-SiC:H (2) films. Dashed lines are Gauss-deconvolution results.

Table 1. Characteristic parameters of a-Si:H and a-SiC:H films

Sample	E_g , eV	ω_{TO} , (cm ⁻¹)	Γ_{TO} , (cm ⁻¹)	I_{TA}/I_{TO}	I_{LA}/I_{TO}
a-Si:H	1,72	482	47	0,257	0,358
a-SiC:H	2,18	475	69	0,533	0,617

Absence of peak at 520 cm⁻¹ confirms, that a-Si:H and a-SiC:H are completely amorphous. The peak at about 480 cm⁻¹, relating to the Si-Si transverse-optical-like (TO) vibrations, is sensitive to the short-range disorder of a-Si:H films. An increase in the halfwidth of TO band (Γ_{TO}) and a shift of TO position (ω_{TO}) towards lower frequencies mean the increase in the short-range disorder [4]. The peak at about 165 cm⁻¹, the Si-Si transverse-acoustical-like (TA) vibrations, is related to the intermediate-range disorder of the films. A decrease in the ratio of the intensity of the TA band to that of the TO band, I_{TA}/I_{TO} , manifests an increase in the intermediate-range order [5]. The increase in halfwidth Γ_{TO} and shift a maximum from 482 to 475 cm⁻¹ shows increase in structural defects in the field of a short-range order. Increase of relation I_{TA}/I_{TO} and I_{LA}/I_{TO} confirms that the amorphous network of a-SiC:H films becomes less order on short and intermediate scales in comparison with a-Si:H films.

References

1. M. A. Green, "Consolidation of Thin-film Photovoltaic Technology: The Coming Decade of Opportunity," Progress in Photovoltaics: Research and Applications, vol. 14, pp. 383-392, August 2006.
2. N.Wyrsh, S.Dunand, C.Miazza, et al. Thin-film silicon detectors for particle detection. Phys. Stat. Sol. (c), Vol.1, pp. 1284-1281, (2004).
3. B.S.Richard, A.B.Sproul, A.Lambertz. Optical characterization of sputtered silicon thin films on glass. Journal of Thin Solid Films, 460, pp. 247-255, (2004).
4. M.Marinov, N.Zotov. Model investigation of the Raman spectra of amorphous silicon. Phys. Rev. B., Vol.55, pp.2938-2944, (1997).
5. W.S.Wei, G.Y.Xu, J.L.Wang, et al. Raman spectra of intrinsic and doped hydrogenated nanocrystalline silicon films. Vacuum, Vol.21, pp. 656-662, (2008).

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЗОННОГО СПЕКТРА В КРИСТАЛЛАХ СО СТРУКТУРОЙ ФЛЮОРИТА НА ПРИМЕРЕ SrF_2 В МОДЕЛИ ПОДРЕШЕТОК

Заречина Е.С., Кравченко Н.Г., Нефёдова Д.С., Николаева Е.В.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Кемеровский государственный университет», Кемерово, Россия

В представленной работе в качестве объектов исследования избраны кристаллы со структурой флюорита, для интерпретации особенностей зонных спектров которых используется метод симметричного анализа на основе метода подрешеток [1]. Основным последовательно учитываемым фактором при этом анализе является симметрия подрешеток Бравэ, которая для подрешетки фтора выше симметрии составленной кристаллической решетки. Эта дополнительная симметрия позволяет установить некоторые качественные особенности спектров, такие, как трансляционные квазивырождения, которые находятся путем свертывания ветвей спектра подрешетки в **зону Бриллюэна (ЗБ)** кристалла.

Структура флюорита (CaF_2) представляет собой **гранецентрированную кубическую кристаллическую (ГЦК)** решетку с пространственной группой № 225 (O_h^5) (рис. 1), в таблице 1 приведена постоянная решетки a для некоторых соединений, имеющих аналогичную структуру. Координаты неэквивалентных атомов: M (Cu, Sr, Cd, Ba) – $(0,0,0)$, F – $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$.

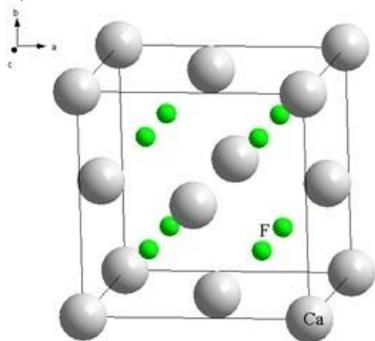


Рис. 1. Элементарная ячейка CaF_2

Таблица 1. Постоянная решетки a для некоторых соединений, имеющих структуру флюорита

Кристалл	Постоянная решетки, a (Å)	Литература
CaF_2	5.4712(4)	[2]
SrF_2	5.794(2)	[3]
CdF_2	5.389(1)	[4]
BaF_2	6.15	[5]

Из рис. 1 видно, что четыре ГЦК подрешетки фтора можно объединить в одну **простую кубическую (ПК)** подрешетку с пространственным периодом вдоль всех осей вдвое меньше кристаллических.

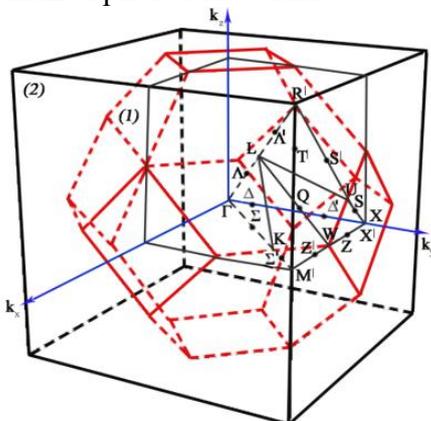


Рис. 2. ЗБ кристаллической решетки (1) и подрешетки фтора (2) кристаллов, со структурой флюорита

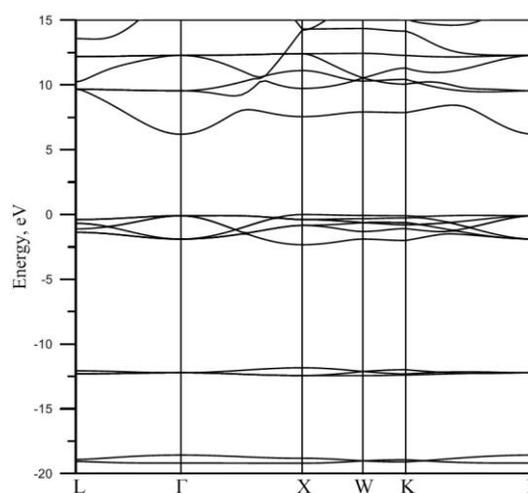


Рис. 3. Зонный спектр SrF_2

На рис. 2 для кристаллов со структурой флюорита представлены ЗБ кристаллической решетки (1) и подрешетки фтора (2), объемы которых соотносятся как 1:2. Все точки и линии обозначены в соответствии с [6].

Расчет зонной структуры проводился в рамках теории функционала плотности с учетом приближения локальной электронной плотности (LDA), и метода псевдопотенциала, в программном пакете Abinit [7-8]. Граничная энергия обрезания для базиса плоских волн составила 40 Ha, для интегрирования по ЗБ пользовался специальный набор k-точек 16x16x16 по схеме Монхроста-Пака. Расчет зонной структуры проводился в точках на линии $L(1/2,1/2,1/2) - \Gamma(0,0,0) - X(0,1,0) - W(1/2,1,0) - K(3/4,3/4,0) - \Gamma(0,0,0)$ (рис.2).

На рис. 3 представлен зонный спектр SrF_2 , за нуль энергии принято последнее заполненное состояние. Вся валентную зону можно разбить на 3 части, нижние 2 связки зон являются узкими и малодисперсными, и образованы, в основном, s-состояниями F и p-состояниями Sr соответственно. **Верхняя валентная зона (ВВЗ)** формируется за счет p-состояний фтора, состояние, соответствующее дну зоны проводимости кристалла, образована преимущественно s-состояниями металлической подрешетки. На рис. 4 представлены зонные спектры подрешеток Sr^{2+} и F⁻ (свернутый), видно, что эти спектры по топологии подобны спектру всего кристалла.

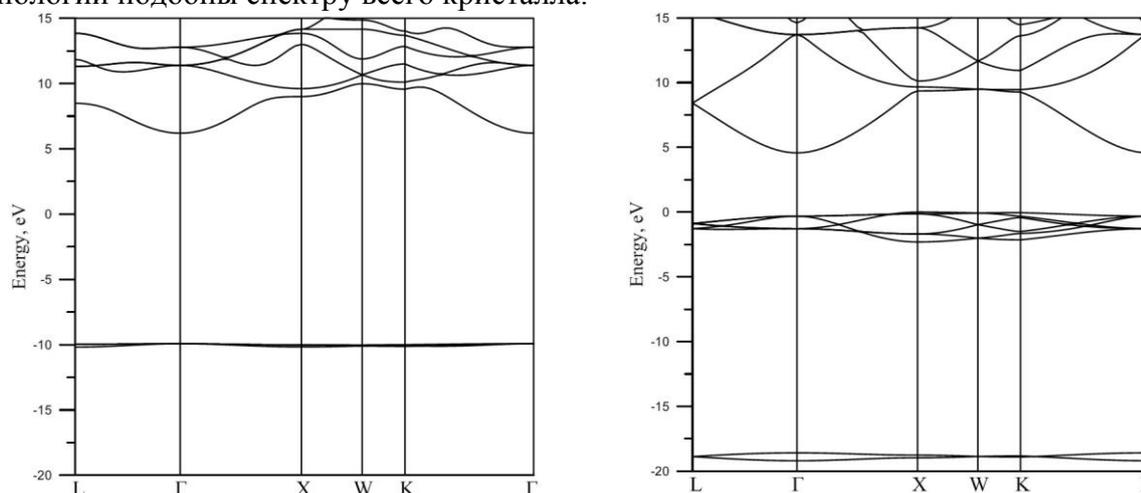


Рис. 4. Зонные спектры подрешеток Sr^{2+} и F⁻ (свернутый)

Также был проведен расчет зонного спектра ПК подрешетки металла, при анализе которого можно увидеть проявление скрытой симметрии подрешетки F в структуре ВВЗ зонного спектра, т.е. топологические особенности, такие как квазивырождения, обусловленные «сверткой» ветвей ЗБ ПК подрешетки в ЗБ ГЦК кристалла, что и приводит к удвоению числа ветвей в зонном спектре ГЦК подрешетки фтора.

Литература

1. Поплавной А.С., Силинин А.В. / Кристаллография. - 2005. - Т. 50, № 5. - С. 782-787.
2. Zhurova E.A., Maximov B.A., Simonov V.I., Sobolev B.P. / Kristallografiya. – 1996. – 41(3). – P. 438-443.
3. Forsyth J.B., Wilson C.C., Sabine T.M. / Acta Cryst. – 1989. – A45. – P. 244-247.
4. Hund F., Lieck, K. / Zeitschrift fuer Anorganische und Allgemeine Chemie. – 1953. – 271. – P. 17-28.
5. Leger J.M., Haines J., Atouf, A., Schulto O., Hull S/ Phys. Rev. – 1995. – B52. – P. 13247-13256.
6. Ковалев О.В. Справочное руководство. – М.: Наука, 1986. – 368 с.
7. Gonze X. et. al. / Z. Kristallogr. – 2005. – 220. – P. 558-562.
8. Gonze X. et. al. / Computer Phys. Comm. – 2009. – 180. – P. 2582-2615.

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И МИКРОТВЕРДОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ $Pb_{1-x}Ge_xTe:Cr$ ($x=0,05$)

Кадышев С.К.

Кыргызский национальный университет им. Ж. Баласагына, Бишкек

В докладе будут приводиться результаты исследования влияния легирования на электрофизические и механические свойства и лазерно-стимулированной трансформации электрофизических и механических свойств в нелегированных и легированных кадмием и хромом монокристаллах $Pb_{1-x}Ge_xTe$ ($x=0,05$) из области прозрачности матрицы кристалла ($\hbar\omega < E_g$).

Монокристаллы выращивались методами Чохральского, Бриджмена и направленной кристаллизацией из расплава. Образцы имели p – тип проводимости (кроме $Pb_{1-x}Ge_xTe$ ($x=0,05$):Cr), с холловской концентрацией при температуре жидкого азота $(0,1 \div 4,0) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Легирование образцов проводилось непосредственно при выращивании. Как было установлено в работах [1,2], европий и марганец в кристаллической решетке $Pb_{1-x}Ge_xTe$ ($x=0,05$) распределяются преимущественно по междоузлиям в зарядовом состоянии Eu^{2+} и Mn^{2+} , практически не влияют на концентрацию носителей тока, т.е. проявляют «псевдодонорный» характер и имеют тенденцию, как и собственные компоненты, к образованию включений. Примесь хрома проявляет донорный характер, а кадмия акцепторный. Концентрация хрома в расплаве составляла 0,5 вес.%, а кадмия от 0.1 до 1,5 вес.%.

Кристаллы облучались ИК излучением $\hbar\omega < E_g$, $\lambda = 10,6 \mu\text{м}$ (CO_2 – лазер). Плотность мощности лазерного излучения (W) была ниже пороговой, необходимой для плавления кристаллов и его величина на образце изменялась в пределах $5 \leq W \leq 35 \text{ Вт/см}^2$. Температура образцов в процессе облучения была ниже температур приводящих к термическим преобразованиям дефектов.

Подвижность носителей тока определены из измерений эффекта Холла и удельного сопротивления. Испытания на микротвердость осуществлялось с помощью микротвердомера ПМТ-3 на необлученной поверхности. Индентор – алмазная пирамида с квадратным основанием (пирамида Виккерса). Нагрузка на индентор P варьировалась в пределах 10 – 40 г. Микротвердость по вдавлению (H) вычислялась по стандартной формуле [6]. Для проведения испытаний при повышенных температурах использована специальная печь, устанавливаемая на предметном столике ПМТ-3, которая позволяла нагревать исследуемый образец до нужной температуры. При нагревании образца через каждые 20° делались 3-5 отпечатков. Эксперименты проводились в интервале температур $293 \div 593 \text{ К}$. Ошибка измерения H составляла 3%.

Полученные экспериментальные результаты показывают, что в монокристаллах $Pb_{1-x}Ge_xTe$ ($x=0,05$) легирование кадмием и хромом приводит к упрочнению кристаллов, которое гораздо ярче выражено при повышенных температурах. При стационарном облучении лазерным излучением ($\hbar\omega < E_g$) с плотностью мощности ниже порога теплового разрушения происходит диссоциация электронейтральных включений, содержащих металлические и халькогенные компоненты, с последующим заполнением ионами собственных и примесных компонент вакантных узлов кристаллической решетки, приводящие к увеличению подвижности носителей тока и микротвердости. Скорость трансформации свойств определяется временем облучения, плотностью мощности лазерного излучения, концентрацией свободных носителей тока.

Литература

- [1]. С.В. Пляцко, Ю.С. Громовой, С.К. Кадышев, А.А. Климов. *ФТП*, 28, 138 (1994).
- [2]. Yu.S.Gromovoj, S.V.Plyatsko, F.F.Sizov. *J. Mater. Lett.*, 8, 12, 495 (1989).

МЕТОД ОСАЖДЕНИЯ УГЛЕРОДНЫХ И КАРБИД КРЕМНИЕВЫХ ПЛЕНОК НА КРЕМНИЕВУЮ ПОДЛОЖКУ

Омаров М.А., Приходько О.Ю., Клименов В.В., Айтмуқан Т.*, Алпысбаева Б.Е.

* *Физико-технический институт, «Лаборатория тонкопленочных материалов и наноструктур», altay_ely@mail.ru*

Углеродные и карбид кремниевые материалы находят все более широкое применение в производстве силовых и высокочастотных приборов полупроводниковой технике, благодаря большим значениям: ширины запрещенной зоны, теплопроводности, напряженности поля пробоя, радиационной стойкости. Основными сложностями технологических процессов осаждения углеродных и карбид кремниевых пленок на инородных подложках является не совместимость параметров решеток и различный коэффициент расширения [1].

Целью данной работы является отработка технологических процессов осаждения материалов разложения в высокочастотном разряде газовой смеси моносилана (SiH) и метана (CH) на кремниевую подложку в установке PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition) [2]. Необходимым условием роста углеродных и карбида кремниевых пленок на поверхности кремниевой подложке, модификация самой поверхности кремния по снижению напряжения на гетеро границе 3C-SiC/Si.

Технологии в основном направлены на создание микропористой поверхности на кремнии, это значительно улучшает адгезию выращенного материала пленки углерода и карбида кремния на поверхности кремния. Но при этом морфология пленочного покрытия имеет сильно рельефную структуру, что затрудняет использование этих материалов при изготовлении электронной и микросистемной техники.

Нами была использована более перспективная технология эпитаксии 3C-SiC/Si, технология эпитаксии с подачей напряжения смещения на подложкодержатель. По этой технологии было изготовлено несколько образцов.

Структурное содержание пленок было исследовано методом комбинационного рассеяния на установке Ntegra Spectra (Рисунок-1).

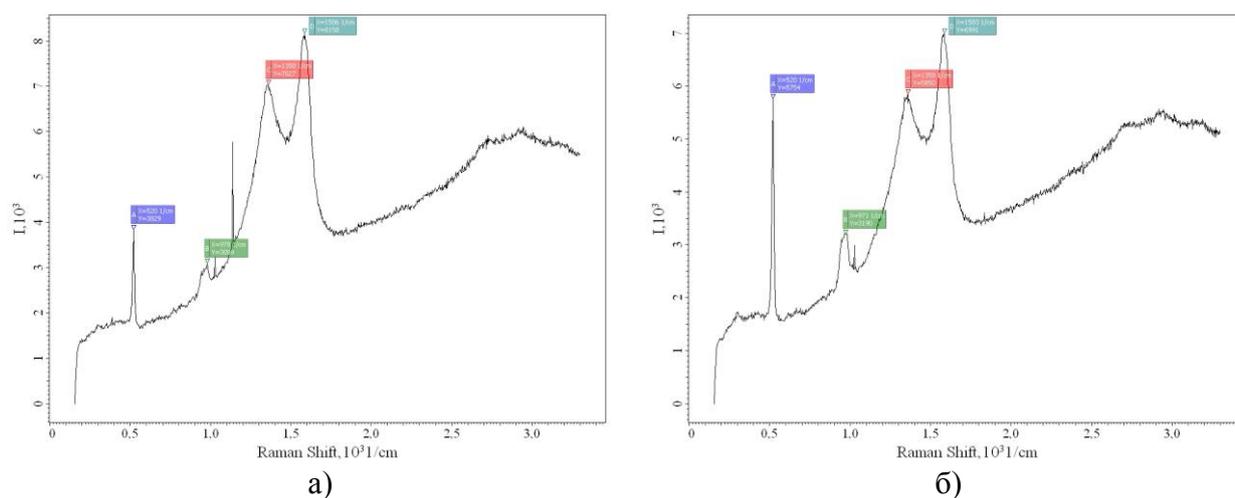


Рис.1. Спектры комбинационного рассеяния (Раман) SiC: а) при $t=800^{\circ}\text{C}$; б) при $t=850^{\circ}\text{C}$

В спектрах комбинационного рассеяния наблюдаются пики карбида кремния, и при увеличении температуры подложки пики КР возрастают. Это объясняется тем, что возрастает концентрация карбида кремния.

Также полученные пленки карбида кремния были исследованы на атомно-силовом микроскопе. Полученные результаты представлены на рисунке-2.

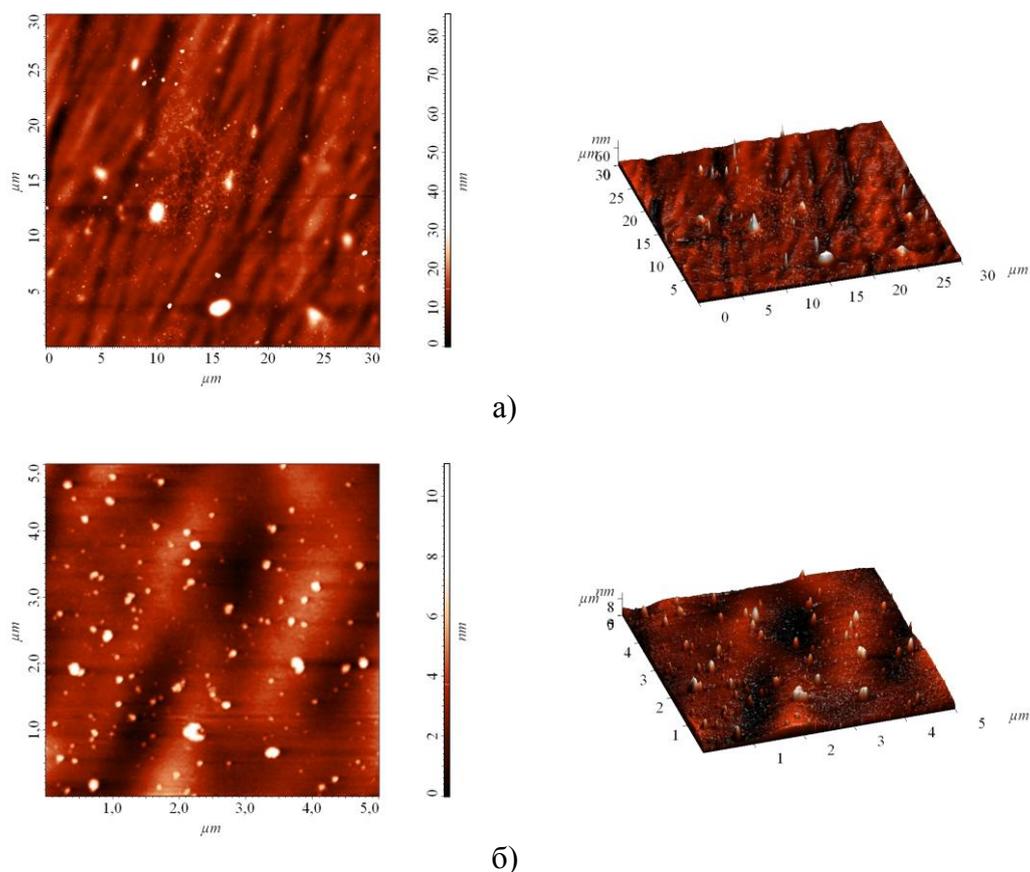


Рис.2. АСМ изображение поверхности карбида кремния (1 область)
а) 30×30 мкм; б) 5×5 мкм

Морфология поверхности пленок 3C-SiC на кремнии была изучена и проанализирована на электронном микроскопе Jeol JSM-6490LA, а так же была исследована на атомно-силовом микроскопе Solver PRO-M.

Карбид кремния можно получить несколькими методами, но одним из оптимальным вариантов является метод плазмохимического осаждения из газовой фазы. Хорошо известно, что оптимизация условий синтеза материалов методом плазмохимического осаждения (CVD) представляет собой сложную научную и техническую задачу, решение которой имеет различный вид в кинетической и диффузионной области протекания реакции.

Литература

1. Levinshtein M.E., Ru-myantsev S.L. and Shur M.S. «Properties of advanced semiconductor materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe». A. Wiley-Interscience Publication, J. Wiley&Sons Inc., 2001.
2. Матузов А.В. и др. «Методика эпитаксиального наращивания кубического карбида кремния на кремнии по технологии CVD» //Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники. 2007. № 3. С. 22-26.

УВЕЛИЧЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ ПЕРЕБРОСА В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ТУННЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДАХ С НЕМОНОТОННОЙ ЗАВИСИМОСТЬЮ ТОКА ДЖОЗЕФСОНА

Д.М. Сергеев, К.Ш. Шункеев*

Военный институт Сил воздушной обороны, Актобе, Казахстан

**Актюбинский государственный педагогический институт, Актобе, Казахстан*

Известно, что в сверхпроводящих туннельных переходах (ТП) с немонотонной зависимостью джозефсоновского тока возникает ряд очень интересных физических эффектов, связанные с нарушением стандартной монотонной зависимости сверхтока [1,2].

В данной работе рассмотрено увеличение напряжения переброса в подобных структурах. Обычно вид полной вольт-амперной характеристики (ВАХ) джозефсоновского перехода (ДП) зависит от типа перехода и величины его емкости \tilde{N} , характеризующейся

параметром Маккамбера-Стюарта $\beta = \left(\frac{\omega_n}{\omega_\delta} \right)^2 = \frac{2\pi}{\hat{O}_0} I_c R_n^2 C$ (здесь ω_n - характерная частота, ω_δ

- плазменная частота, \hat{O}_0 - квант магнитного потока, I_c - критический ток, R_n - нормальное сопротивление, C - емкость). Если через ДП протекает постоянный ток I , то при $|I| \leq I_c$ напряжение на переходе $V = 0$. (Этот участок ВАХ называется ее сверхпроводящей ветвью). Когда внешний ток I превышает критическое значение I_c , происходит резистивное переключение, т.е. переход в резистивное состояние, в котором среднее значение напряжения отлично от нуля (рис. 1). Время переключения на резистивную ветвь ВАХ $\tau_R \approx \tau_n = R_n C$. В случае ДП с большой емкостью колебания напряжения вокруг среднего значения \bar{V} малы. Следовательно, в резистивном состоянии согласно первому фундаментальному соотношению Джозефсона сверхток имеет монотонную синусоидальную форму и его среднее значение \bar{I}_S равно нулю. При этом наблюдаемая резистивная ветвь ВАХ таких переходов независимо от их типа представляет собой зависимость тока квазичастиц от напряжения $I_N \bar{V}$. При уменьшении емкости переходов среднее значение сверхтока становится отличным от нуля, поэтому резистивная ветвь ВАХ не совпадает с $I_N \bar{V}$ (т.е. наблюдается немонотонность сверхпроводящего тока).

В сверхпроводящих ТП SIS-структуры обратный переброс на сверхпроводящую ветвь ВАХ к нулевому напряжению ($V = 0$) происходит при уменьшении тока через ТП до определенного значения $I_d = V_d / R$, соответствующего напряжению переброса

$$V_d = k_d V_p, \quad (1)$$

здесь

$$V_p = \hbar \omega_p / 2e = \hbar I_c / 2eC^{1/2} \quad (2)$$

– джозефсоновское плазменное напряжение; $\omega_p = 2eI_c / \hbar C^{1/2}$ – джозефсоновская плазменная частота, \hbar - постоянная Планка, e - заряд электрона, а коэффициент $k_d = 1, 4 \dots 3, 5$. Обычно время обратного скачка $\tau_d \leq \tau_R$ [3]. Значение V_d составляет несколько десятых долей напряжения энергетической щели V_g , т.е. $I_d \ll I_c$, и полная ВАХ становится гистерезисной.

Причина уменьшения V_d с ростом C в том, что увеличивающаяся емкость все более эффективно шунтирует джозефсоновские колебания, инициирующие переброс к нулевому

напряжению. А также с ростом C наблюдается уменьшение плазменной частоты. Гистерезис на ВАХ SIS-структур не исчезает полностью даже при $C \rightarrow 0$, когда в ДП с непосредственной проводимостью, у которых зависимость $I_N \bar{V}$ близка к линейной, т.е. при $C \rightarrow 0$ ВАХ не имеет гистерезис.

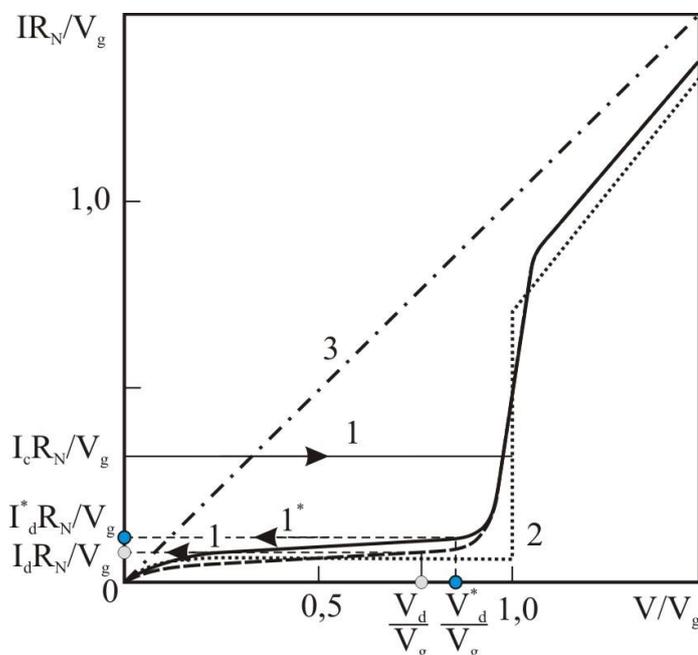


Рис. 1. – Вольт-амперные характеристики ТП: 1 – ВАХ для идеального SIS-перехода; 1* – ВАХ с учетом немонотонности джозефсоновского тока, 2 – квазичастичная ВАХ перехода, 3 – линейная зависимость $I = V/R_n$.

В работах [4,5] были показаны увеличение плазменной частоты ω_δ в сверхпроводящих туннельных структурах с немонотонным джозефсоновским током. В подобных структурах из-за повышения ω_δ увеличивается и плазменное напряжение V_p (2), что влияет на величину напряжения переброса (1) и приведет к сдвигу точки переброса V_p/V_g (плазменное напряжение V_p нормированное на напряжение энергетической щели V_g) к V_p^*/V_g , где V_p^* – измененное плазменное напряжение под влиянием немонотонного джозефсоновского тока (рис. 1).

Таким образом, установлено, что немонотонность джозефсоновского тока в сверхпроводящих ТП увеличивает напряжение переброса на сверхпроводящую ветвь ВАХ и сужает ее гистерезис.

Литература

1. den Hertog B. C., Berlinsky A. J., Kallin C. Phys. Rev. B. 1999. Vol. 59, № 18. – P 11645.
2. Кислинский Ю.В., Борисенко И.В. и др. Сб. тр. 2-й Межд. конф. «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости». Звенигород, 2006. – С. 391.
3. Лихарев К.К. Введение в динамику ДП. – М.: Наука, 1985. – 320 с.
4. Сергеев Д.М. Вестник НИА РК, № 2 (40). 2011. – С.73-78.
5. Сергеев Д.М., Шункеев К.Ш. Электроника и связь (Тематический выпуск «Электроника и нанотехнологии»). Т.3. 2011. – С. 44-48.

ПЕРВОПРИНЦИПНЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ ФОНОННЫХ СПЕКТРОВ КРИСТАЛЛОВ BaF₂, PbF₂ И ИХ ПОДРЕШЕТОК

Поплавной А.С., Седельников А.Н.

Кемеровский государственный университет, Кемерово Российская Федерация

Суперионные кристаллы BaF₂ и PbF₂ с решеткой флюорита находят применение в широких областях техники и интенсивно исследуются самыми различными методами [1]. Достаточное большое число работ посвящено изучению колебательных спектров этих кристаллов, как теоретическими, так и экспериментальными методами (см. [2] и литературу в этой работе). Еще в ранних исследованиях [3,4] колебательные частоты BaF₂ и PbF₂ были определены методами нейтронного рассеяния.

В работе [5] развит метод исследования особенностей фононных спектров кристаллов, составленных из подрешеток Браве. Суперионные кристаллы представляют собой естественные объекты для применения метода подрешеток [5]. В [6-9] фононные спектры и плотности состояний кристаллов MeF₂ (Me=Ca, Sr, Cd, Ba, Pb) вычислены в феноменологической модели Борна-Майера в базисе векторов поляризации их подрешеток, а также фононные спектры и плотности состояний подрешеток в поле “замороженной” второй подрешетки (“замораживание” означает обращение в нуль смещений соответствующей подрешетки). Разделение фононного спектра кристалла на области, отвечающие преимущественно колебаниям отдельных подрешеток, являющихся кубическими решетками Браве, позволяет вычислить факторы Дебая-Уоллера по простым формулам, в которые входят только плотности состояний подрешеток. Такие вычисления выполнены в [7,8] для PbF₂ и UO₂ соответственно, а также в [9] для SrF₂ и BaF₂ привели к результатам достаточно хорошо согласующимся с экспериментом и с имеющимися расчетами по точным формулам. Однако, возможности феноменологических методов имеют известные ограничения по сравнению с первопринципными вычислениями.

В настоящей работе выполнены первопринципные вычисления фононных спектров, плотности фононных частот, парциальных и подрешеточных плотностей. Выбор этих объектов обусловлен тем, что они имеют максимальную для группы кристаллов MeF₂ разницу между массами анионов и катионов: $M_F/M_{Ba} = 0.138$, $M_F/M_{Pb} = 0.092$. Расчет решеточной динамики выполнялся на основе метода линейного отклика [10] с использованием программного пакета Quantum ESPRESSO [12]. Основные результаты получены с использованием ультра-мягких псевдопотенциалов (GGA) с оптимизацией по RRKJ-схеме [12]. Ограничение базиса плоскими волнами $E_{cut} = 60$ Ry. Определены оптимальные параметры решетки (для BaF₂ $a = 6.024 \text{ \AA}$, для PbF₂ $a = 5.995 \text{ \AA}$), с учетом которых производился расчет фононных спектров.

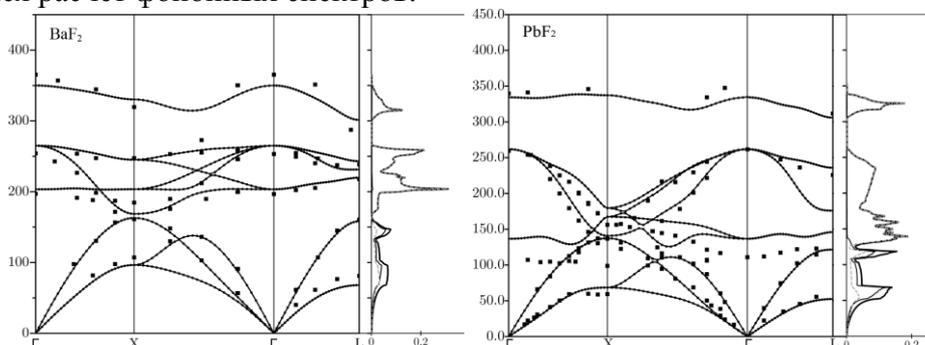


Рис. 1. Фононные спектры, полные и парциальные функции плотностей частот кристаллов BaF₂ и PbF₂; точками обозначены экспериментальные данные [3], [4]

Вычисленные фононные спектры BaF₂ и PbF₂ вместе с экспериментальными данными по нейтронному рассеянию представлены на рис. 1. В правой части рисунков представлены

функции плотности частот и парциальные плотности для подрешеток бария, свинца и фтора. Парциальная плотность частот фтора практически совпадает с плотностью частот оптических ветвей. Как видно из рисунков имеется достаточно хорошее совпадение между результатами теоретических расчетов и экспериментом. Результаты наших расчетов фононных спектров также находятся в хорошем согласии с первопринципными вычислениями выполненными в [2].

В нашей работе из первопринципных расчетов вычислялись плотности состояний для подрешеток металла и фтора рис. 2. В PbF_2 наблюдается совпадение полной кристаллической и подрешеточной плотности, за исключением интервала $110-140 \text{ см}^{-1}$, где выражено “перекрывание” частот подрешеток. Для BaF_2 подрешеточные плотности состояний имеют схожий характер и близкое расположение ярко выраженных пик в сравнении с полной плотностью кристаллической решетки. Однако, в случаи подрешеток, тенденция разделения акустических и оптических колебаний у этих кристаллов – сохраняется.

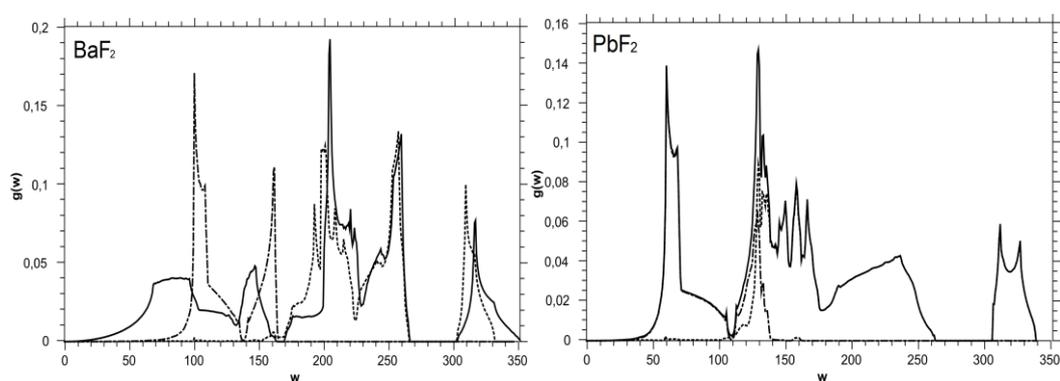


Рис 2. Кристаллическая и подрешеточная фононная плотность состояний кристаллов BaF_2 и PbF_2 ; кристаллическая - сплошная линия, подрешетка металла – точка штрих, подрешетка фтора - точечная линия

Работа выполнена при поддержке целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2011гг.) проект № 2.1.1/1230».

Литература

1. В.М. Зайнуллина, В.Н. Жуков. ФТТ 43, №9, 1619-1631 (2001).
2. A. Dubinin, B. Winkler, K. Knorr, V. Milman. Eur. Phys. J. B 39, 27-33 (2004).
3. M. M. Elcombe. Phys. C. V. 5, № 19, 2702-2711 (1972).
4. M. H. Dickens, M. T. Hutchings. J. Phys. C: Solid State Phys. V. 11, 461-468 (1978).
5. А.С. Поплавной. Известия вузов. Физика. т. 51, №7, 31-38 (2008).
6. Т.П. Кириенко, А.С. Поплавной. Известия вузов. Физика. Т. 53, №4, 3-7 (2010).
7. А.С. Поплавной, Т.П. Федорова. Известия вузов. Физика. Т. 53, №7, 95-96 (2010).
8. А.С. Поплавной, Т.П. Федорова. Вестник МГУ. Серия 3, №5, 60-65 (2010).
9. А.С. Поплавной, Т.П. Федорова. Известия вузов. Физика. Т. 53, №9/2, 305-306 (2010).
10. P. Giannozzi, S. de Gironcoli. Phys. Rev. B 43, 7231 (1991).
11. S. Baroni, A. Dal Corso, S. de Gironcoli, P. Giannozzi, C. Cavazzoni, G. Ballabio, S. Scandolo, G. Chiarotti, P. Focher, A. Pasquarello, K. Laasonen, A. Trave, R. Car, N. Marzari, A. Kokalj, <http://www.pwscf.org>.
12. Andrew M. Rappe, Karin M. Rabe, Efthimios Kaxiras, J. D. Joannopoulos. Phys. Rev. B 41, 1227 (1990).

ЭФФЕКТ ДЕГРАДАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК ZnO, ПОЛУЧЕННЫХ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ МЕТОДОМ

Тюлебаева Р.А., Мухамедшина Д.М., Максимова С.Я.

¹КазНУ им. аль-Фараби, ²Физико-технический институт, Алматы, Казахстан

Пленки оксида цинка (ZnO) благодаря их уникальным свойствам широко применяются в газовых сенсорах.

Известно, что свойства пленок зависят от условий их приготовления и хранения. Одним из перспективных методов получения пленок ZnO считается золь-гель метод. Золь-гель метод – один из способов получения нанопленок, основанный на синтезе коллоидных частиц с различными прекурсорами, последующей их поликонденсацией с образованием гелей (пространственных структур) и дальнейшим удалением растворителя. С помощью золь-гель технологии получают гели с низкой плотностью и ксерогели с высокой пористостью и площадью поверхности. Этот метод прост в реализации, не требует сложного технологического оборудования, позволяет осуществлять управляемое введение примесей. В то же время проблема стабильности электрических параметров пленок, полученных этим методом, слабо изучена.

В данной работе изучены электрические свойства пленок ZnO, полученных золь-гель методом, и исследован эффект деградации этих свойств. Исходным веществом для получения пленок ZnO являлся дигидрат ацетата цинка $Zn(CH_3COO)_2 \cdot 2H_2O$. В качестве растворителей использовались изопропанол с добавлением концентрированного гидроксида аммония ($C_3H_7OH + NH_4OH$), этанол высокой очистки (C_2H_5OH), этанол с добавлением концентрированного гидроксида аммония ($C_2H_5OH + NH_4OH$) и метанол (CH_3OH).

В интервале температур от 20 до 280 °С исследованы температурные зависимости сопротивления пленок ZnO после приготовления и спустя 6 месяцев хранения их при комнатной температуре. Измерения проводились в атмосфере воздуха и в парах этанола (1 ПДК=500ppm). Сопротивление свежеприготовленных пленок ZnO изменялось в присутствии в воздухе этанола с концентрацией 1 ПДК. Чувствительность сопротивления пленок к этанолу зависит от состава растворителя, использованного при их приготовлении. Наибольшей чувствительностью (~ 50%) к этанолу обладают пленки ZnO, полученные с использованием растворителей на основе изопропанола и этанола. Морфология поверхности исследованных пленок ZnO также зависит от состава растворителя, использованного при синтезе пленок. Наиболее развитую поверхность имеют пленки, полученные с использованием растворителей на основе изопропанола и этанола. Имеет место корреляция между степенью развитости поверхности пленок ZnO и чувствительностью их сопротивления к присутствию этанола в составе воздуха.

Установлено, что сопротивление пленок в результате хранения при комнатной температуре в атмосфере воздуха в течение 6 месяцев уменьшается по отношению к сопротивлению свежеприготовленных пленок. Газочувствительные параметры пленок ухудшаются в результате хранения их при комнатной температуре в атмосфере воздуха в течение 6 месяцев: уменьшается газочувствительность пленок и увеличивается температура, при которой пленки обладают максимальной чувствительностью к этанолу.

ЛЕГИРОВАНИЕ АМОРФНОГО КРЕМНИЯ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ

К.А. Тауасаров

КазНУ имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Для получения пленок a-Si:P:H использовалась триодная магнетронная система планарного типа. Магнитное поле вблизи катода создавалось кольцевым постоянным магнитом с сердечником и имело максимальное значение индукции $B=100$ мТл на расстоянии нескольких миллиметров от поверхности.

Для исследования оптических и электрических свойств a-Si:P:H пленки осаждались на кварцевые или стеклянные подложки. Для определения концентрации водорода, образующего различные конфигурационные связи с кремнием, пленки a-Si:P:H осаждались на полированные с двух сторон монокристаллические кремниевые пластины КДБ-200.

Температура подложек варьировалась от 200°C до 450°C , поверхностная мощность разряда составляла $0,2$ Вт/см², осаждение проводилось при давлении в камере разложения $1,6$ мторр при скорости газового потока 2 см³/мин. В качестве рабочего газа использовалась смесь 20% SiH₄ и 1% PH₃.

Для управления электронными свойствами аморфного кремния полученного в тлеющем разряде постоянного тока в качестве легирующего материала использовали фосфор. Кинетики роста легированных n-типа пленки a-Si:P:H определяется относительной концентрацией (SiH₄) силана и (PH₃) фосфина и характером распределения в пленках включений SiP, SiH. Осаждение легированных фосфором пленок аморфного кремния при температуре от 350°C до 450°C способствует электро активации легирующих примесей. С увеличением температуры осаждения электропроводимость пленок n-типа меняется от 10^3 (Омсм)⁻¹ до 10^{-1} (Омсм)⁻¹. При этом концентрация водорода в пленках n-типа уменьшается от 12% до 2% .

Плотность состояний пленок n-типа определяются главным образом условиями осаждения. Согласно результатам измерений параметров большого количества пленок a-Si:P:H, полученных в тлеющем разряде постоянного тока, плотность состояний в запрещенной зоне уменьшается при повышении температуры подложки и достигает минимального значения при $T_n \approx 350^{\circ}\text{C}$ при этом плотность состояний в запрещенной зоне равна $\sim 10^{19}$ см⁻³·эВ⁻¹. Дальнейшее увеличение температуры подложки до 450°C приводит к появлению микрокристаллических включений в аморфную структуру кремния.

Литература

1. Ivanov J.J., Manakov S.M., Mukashev F.A., Tauasarov K., Taurbaev T.I.
2. Doping of amorphous hydrogenated silicon from a gas phase using monosilylphosphine and monosilylborane. –th International in Advanced Materials, 2001, Islamabad, Pakistan, Abstracts Book, p.115

ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ И РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ СТЕКЛОПЕРЕХОДА ЭТАНОЛА

А.У. Алдияров, Д.Ю. Соколов
КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Одной из самых интересных нерешенных фундаментальных проблем физики твердого тела является создание теории стекла и процессов стеклования. Ее решение будет означать интеллектуальный прорыв с далеко идущими эвристическими и индустриальными последствиями. Исключительно интересными объектами исследований в этом плане являются низкотемпературные формы сверхпереохлажденных жидкостей и соответствующих им стеклообразных состояний.

Особое место среди интенсивно исследуемых стеклообразующих веществ занимают водородосвязанные системы, в частности вода и этанол. И не смотря на длительное время исследований и обширную библиографию, до настоящего времени остаются не выясненными или находящимися в стадии дискуссии важнейшие вопросы, относящиеся к динамике стеклования и стеклопереходов.

Планируемые исследования имеют важное как фундаментальное, так и прикладное значение. С научной точки зрения они направлены на исследование структурно-фазовых превращений и динамических релаксационных процессов вблизи критических параметров переходов от ориентационно-разупорядоченных к упорядоченным состояниям. В этом плане изучение твердого этанола, обладающего уникальными свойствами полиморфизма и полиаморфизма, представляется совершенно оправданным. Кроме того, эти исследования имеют четкую прикладную направленность. Это связано в первую очередь с тем, что ориентационно-разупорядоченные твердые тела играют значительную роль в нашем мире. Все синтетические полимеры являются, по крайней мере, частично аморфными, а у многих полностью отсутствует кристаллическая составляющая. Обычное оконное стекло тривиально незаменимо при строительных работах, в то время как особо чистые его формы (кварцевое стекло), являются основным материалом для изготовления оптического волокна. Аморфный кремний используется почти во всех фотогальванических ячейках. Тонкопленочные аморфные металлические покрытия во все большей степени используются в прикладных технологиях. Более того, недавно было доказано, что большая часть воды во Вселенной, которая расположена на кометах, находится в стеклообразном состоянии.

Таким образом, понимание механизмов образования твердотельных систем, знание их свойств и умение ими управлять является исключительно актуальной современной задачей.

В данной работе нашли отражение вопросы, касающиеся фазовых переходов газ-твердое тело и термостимулированных структурно-фазовых превращений в криоконденсированных пленках этанола, образованные в интервале температур от $T=16$ К до $T=150$ К.

Целью исследований является получение новых знаний фундаментального и прикладного характера относительно особенностей структурно-фазовых превращений и релаксационных процессов вблизи температуры стеклоперехода в криовакуумных конденсатах этанола, образованных при низких температурах. А так же изучение влияния термодинамических параметров фазовых переходов газ-твердое тело (температура и давление конденсации, скорость образования и отогрева, теплоемкость, плотность тонких пленок этанола, их толщина) на свойства исследуемых образцов и параметры структурно-фазовых превращений.

Таким образом, в результате исследований получены новые фундаментальные знания о структурно-фазовых превращениях и динамических релаксационных процессах вблизи критических параметров переходов от ориентационно-разупорядоченных к упорядоченным

состояниям. Эти данные будут способствовать проверке современных теорий превращений в низкокоординированных системах.

С практической точки зрения заложены технологические основы создания наноструктур с использованием метода криоматричной изоляции, когда в роли криоматрицы используется твердый этанол.

Для достижения цели исследований будут использованы следующие экспериментальные методы:

Лазерно-интерферометрический метод измерения скорости конденсации, толщины и коэффициента преломления тонких пленок криовакуумных конденсатов этанола;

ИК-спектрометрический метод анализа процессов структурно-фазовых превращений в образцах этанола;

Термодесорбционный метод определения параметров структурно-фазовых превращений в твердом этаноле;

Калориметрический метод определения диаграммы состояния криовакуумных конденсатов этанола.

Основными этапами работы являются:

- Изучение влияния температуры конденсации в интервале от $T=16$ К до $T=150$ К на параметры структурно-фазовых превращений в твердом этаноле;

- Изучение влияния скорости нагрева образцов твердого этанола на параметры структурно-фазовых превращений и температуру стеклоперехода;

- Изучение влияния скорости конденсации тонких пленок твердого этанола на параметры структурно-фазовых превращений и температуру стеклоперехода;

- Изучение влияния толщины тонких пленок криовакуумных конденсатов этанола (от 0.1 мкм до 100 мкм) на параметры структурно-фазовых превращений и температуру стеклоперехода;

- Изучение релаксационных процессов вблизи температуры стеклоперехода.

- Изучение теплофизических свойств твердого этанола.

ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ЖИДКОЙ ВОДЕ ИЗ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ В ВЫСОКУЮ

Р.М. Хуснутдинов* и А.В. Мокшин

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

khrm@mail.ru

С помощью крупномасштабного компьютерного моделирования молекулярной динамики в рамках силового поля АМОЕВА изучаются равновесные структурные и динамические свойства модели воды вблизи температуры максимума плотности ($T=4^{\circ}\text{C}$). На основе сравнительного анализа для радиальной функции распределения частиц и статического структурного фактора с экспериментальными данными по дифракции нейтронов и результатами квантово-механического моделирования *ab-ibitio* установлено, что рассматриваемая модель воды, верно, воспроизводит структуру жидкости в широком диапазоне температур и давлений [1]. Обнаружено, что при некотором критическом значении давления $p_c \approx 2000$ атм наблюдаются структурные трансформации указывающие на фазовый переход в жидкой воде из низкой плотности в высокую (*phase transition from low-density liquid to high-density one*) [2]. При котором были установлены следующие особенности: (i) структурные трансформации обусловлены локальной перестройкой молекул воды в пределах первых двух координационных сфер; (ii) резкое изменение в угле

водородной связи при давления $p \approx 2000$ атм указывает на деформацию сетки водородных связей; (iii) монотонное уменьшение параметра тетраэдричности (без заметных скачков) с увеличением приложенного на систему давления; (iv) влияние структурного фазового перехода на коллективную динамику, и в частности, на аномальное поведение в распространении скорости звука в воде [1-3]. В работе также исследуются уравнение состояния жидкой воды и особенности вибрационной динамики. Показано, что, несмотря на монотонное уменьшение изотермической сжимаемости с увеличением давления, наблюдается скачкообразное изменение в *локальной* изотермической сжимаемости в сферическом объеме соответствующей второй координационной сфере, что подтверждает на наличие фазового перехода в жидкой воде из низкой плотности в высокую. Анализ микроскопической динамики в жидкой воде был выполнен на основе расчета вибрационной плотности состояний (VDOS) в области значений давлений от 1.0 до 10 000 атм. Установлено, что вибрационная плотность состояний воды, рассчитанная нами с помощью модельного потенциала АМОЕВА, показывает наличие двух вибрационных мод: при низких и при высоких частотах. Причем, высокочастотная мода практически не зависит от давления (*тепловая мода*), в то время как низкочастотная мода имеет ярко выраженную зависимость от давления. Учитывая то, что обратные частоты соответствуют временам. Высокие частоты – малые временные масштабы τ , низкие частоты – большие τ . Следовательно, можно утверждать, что высокочастотная мода обусловлена быстрыми вибрационными движениями отдельных молекул, а низкочастотная мода – это вибрационные движения отдельных молекулярных комплексов (от четырех и более молекул, т.к. во второй координационной оболочке располагаются от 4 до 16 молекул) [4]. Подтверждением данного вывода является сильная корреляция между характеристическим временным масштабом низкочастотной моды и радиусом второй координационной оболочки (см. вкладку (b) рис.1).

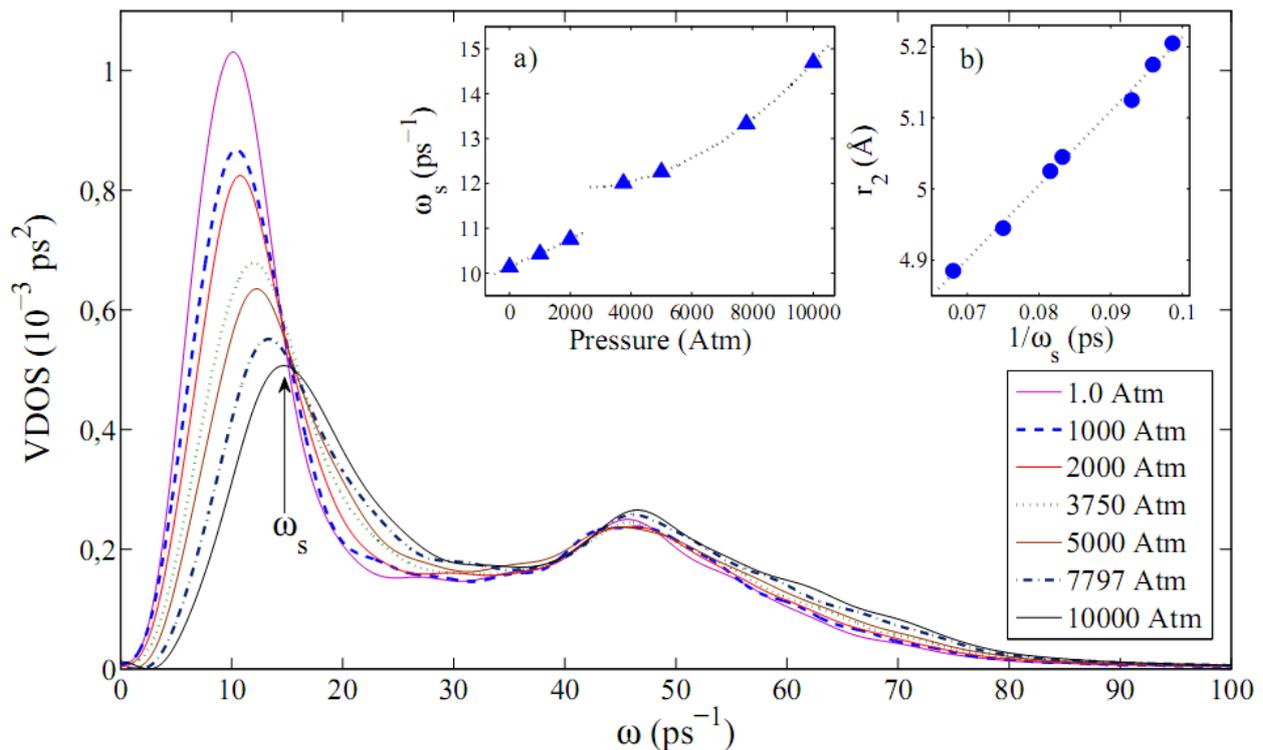


Рис. 1. Вибрационная плотность состояний жидкой воды при температуре $T=4^\circ\text{C}$ и различных давлениях

Таким образом, фазовый переход в жидкой воде из низкой плотности в высокую, обусловлен геометрической перестройкой молекулярных комплексов, соответствующих объему второй координационной оболочке, которая существенно влияет на структурные и динамические свойства воды.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда РФФИ/CNRS (грант № 09-02-91053-НЦНИ_a).

Литература

[1] Р.М. Хуснутдинов, А.В. Мокшин и Р.Р. Зарипов. Водородная связь в жидкой воде: результаты квантово-механического моделирования молекулярной динамики / Глава 17 в монографии «Динамические явления в сложных системах» под ред. А.В. Мокшина, С.А. Демина, Р.М. Хуснутдинова, О.Ю. Панищева, Казань: Министерство образования и науки РТ, РИЦ «Школа», 2011. - 308 с.

[2] R.M. Khusnutdinoff and A.V. Mokshin, J. Non-Cryst. Solids 357, 1677 (2011).

[3] Р.М. Хуснутдинов, А.В. Мокшин, и Г.Р. Мухаметзянова. Локальная структура и микроскопическая динамика жидкой воды при высоких давлениях // Фазовые переходы, упорядоченные состояния и новые материалы, №4, 2011г. [<http://ptosnm.ru>] (электронный журнал).

[4] R.M. Khusnutdinoff and A.V. Mokshin, Physica A (2011), in press.

О СУЩЕСТВОВАНИИ ПОЛИМОРФНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В КРИОКОНДЕНСАТАХ ЗАКИСИ АЗОТА

Коршиков Е.С., Дробышев А.С.

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Одним из базовых направлений современных фундаментальных и прикладных исследований является изучение структурно-фазовых превращений и динамических релаксационных процессов вблизи критических параметров переходов, в частности, от ориентационно-разупорядоченных к упорядоченным состояниям.

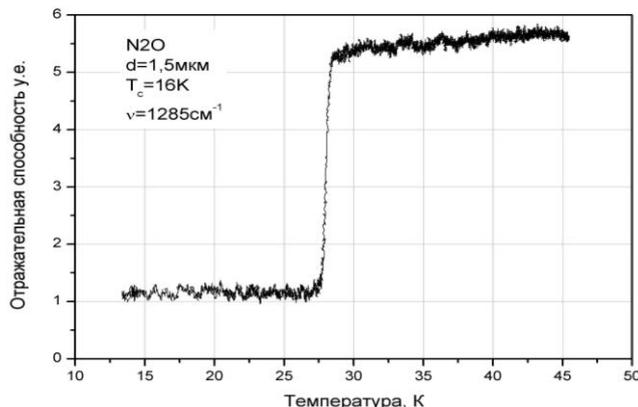
Ранее в пленках криоконденсатов закиси азота, осажденных на холодную ($T_d < 30\text{K}$) подложку, было обнаружено уникальное свойство образовывать аморфную или смешанную (с аморфной компонентой) фазы [1]. Сконденсированные образцы подвергались нагреву и в районе температур 39-40К наблюдался спонтанный переход из аморфного конденсата в кристаллическую фазу[2].

Целью настоящих исследований является выяснение того, каким образом реагируют на эти превращения вращательная и трансляционная подсистема конденсированного состояния закиси азота, т.е. как изменяются характеристические частоты различных типов колебаний молекул в решетке.

Объектом исследования являются тонкие пленки криовакуумных конденсатов закиси азота, образованные при температуре $T=16\text{K}$. Измеряя колебательные спектры образцов, а также фиксируя изменение амплитуды поглощения характеристических колебаний, можно точно определить температуру и характер термостимулированных превращений в образцах.

На рисунке представлены предварительные результаты такого рода исследований. Как видно из рисунка, при температуре $T=29\text{K}$ наблюдается резкое изменение положения

полосы поглощения, соответствующей валентным симметричным колебаниям молекулы закиси азота.



Литература

1. А. С. Дробышев, Д. Н. Гарипоглы, С. Л. Максимов, Е. А. Самышкин, ФНТ 20,600 (1994).
2. Н. В. Крайнюкова, М. А. Стрежемечный, А. С. Дробышев ФНТ 21,1254 (1995).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛИМОРФНЫХ И ПОЛИАМОРФНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В КРИОВАКУУМНЫХ КОНДЕНСАТАХ ВОДЫ И ЭТАНОЛА И ИХ СЛАБЫХ РАСТВОРОВ В КРИОМАТРИЦЕ АЗОТА

Курносков В.В., Алдияров А.У.

Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Современное развитие наукоемких технологий нельзя представить без использования низкотемпературных режимов. В связи с этим важно знать свойства веществ при низких и сверхнизких температурах. Планируемые исследования направлены на изучение водородосвязанных систем, яркими представителями которых являются вода и этанол. Они имеют важное как фундаментальное, так и прикладное значение. С научной точки зрения они направлены на исследование структурно-фазовых превращений в низкотемпературной твердой фазе. В этом плане изучение твердого этанола и воды, обладающими уникальными свойствами полиморфизма и полиаморфизма, представляется совершенно оправданным. Кроме того, эти исследования имеют четкую прикладную направленность, т.к. одной из самых интересных нерешенных проблем физики твердого тела является создание теории стекла и процессов стеклования. Ее решение будет означать интеллектуальный прорыв с далеко идущими эвристическими и промышленными последствиями. Исключительно интересными объектами исследований в этом плане являются низкотемпературные формы сверхпереохлажденных жидкостей и соответствующих им стеклообразных состояний. Для примера можно привести аморфный кремний, который используется почти во всех фотогальванических ячейках. Таким образом, понимание механизмов образования твердотельных систем, знание их свойств и умение ими управлять является исключительно актуальной современной задачей, которая заключается в установлении закономерностей формирования низкотемпературных твердотельных систем однородного состава и смесей, изучение влияния термодинамических параметров фазовых переходов газ-твердое тело (температура и давление конденсации, скорость образования и отогрева, теплоемкость,

плотность тонких пленок этанола, их толщина) на свойства исследуемых образцов и параметры структурно-фазовых превращений.

В результате планируемых исследований будут получены новые фундаментальные знания о структурно-фазовых превращениях и динамических релаксационных процессах вблизи критических параметров переходов от ориентационно-разупорядоченных к упорядоченным состояниям. Эти данные будут способствовать проверке современных теорий превращений в низкокоординированных системах.

С практической точки зрения будут заложены технологические основы создания наноструктур с использованием метода криоматричной изоляции, когда в роли криоматрицы будет использоваться твердый азот.

ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТЕКТОРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР α Si-Si(Li) БОЛЬШИХ РАЗМЕРОВ

Мунинов Р.А., Саймбетов А.К.

Физико-технический институт АН РУз, Ташкент, Узбекистан

detector@uzsci.net

На сегодняшний день особый интерес вызывает исследование детекторных структур на основе Si(Li) p-i-n и α Si-Si(Li) [1-3]. Однако практическая реализация полупроводниковых детекторов на их основе затруднена из-за отсутствия ясных представлений о закономерностях формирования и свойствах детекторных структур больших площадей на основе монокристаллов кремния, а также процессов, происходящих в них, включая процессы транспорта и рекомбинации носителей заряда в их чувствительной (рабочей) области.

На рис. 1 приведена прямая ветвь, а на рис 2 обратная ветвь вольтамперной характеристики в двойном логарифмическом масштабе при комнатной температуре. Из этих рисунков видно, что прямая и обратная ветви ВАХ исследуемой детекторной структуры, состоят из двух ярко выраженных участков. Причем величины токов, как на первом, так и на втором участках прямой и обратной ветви ВАХ значительно отличаются при одном и том же значении напряжения смещения V . Отличие в них возрастает с увеличением величины V .

Коэффициент выпрямления $K = \frac{I_{np}}{I_{обр}} \quad V = const$ такой структуры от приложенного напряжения изменяется сложной закономерностью. Например, $K \approx 30 \div 40$ при $V=1B$, а при больших значениях напряжения он становится соответственно равным 150 при $V = 10B$ и 500 при $V = 30B$.

Хотя в них механизм переноса носителей одинаковый, но природа появления носителей заряда у них разная. В прямом направлении ток переносится, инжектированными носителями из эмиттера, т.е. из гетероструктуру α Si-Si(Li), а в запиорном направлении ток в структуре определяется собственными носителями, генерируемые при комнатной температуре окружающей среды. На втором участке прямой ВАХ в механизме переноса тока, по видимому, определяющую роль играет диффузия неосновных носителей, концентрация которых намного больше, чем концентрация базы (компенсированный литием слой) на границе раздела гетероперехода α Si-Si(Li). Так как толщина базы составляет ~ 2 мм, то она при исследуемых пределах напряжений полностью не модулирована, т.е. подавляющая часть инжектированных электронов не доходят до тылового контакта из-за процесса рекомбинации.

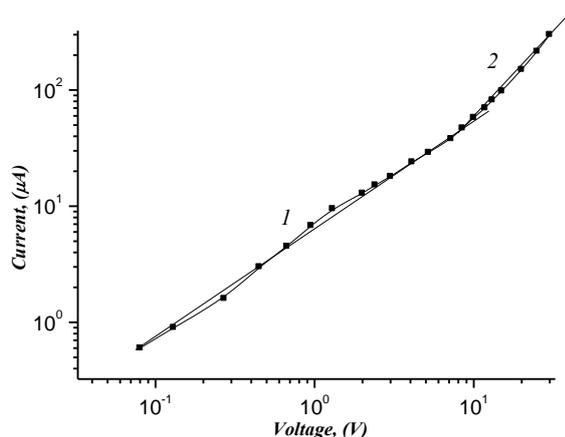


Рис 1. Прямая ветвь вольтамперная характеристика гетероструктур на основе α Si-Si(Li) при 300 К.

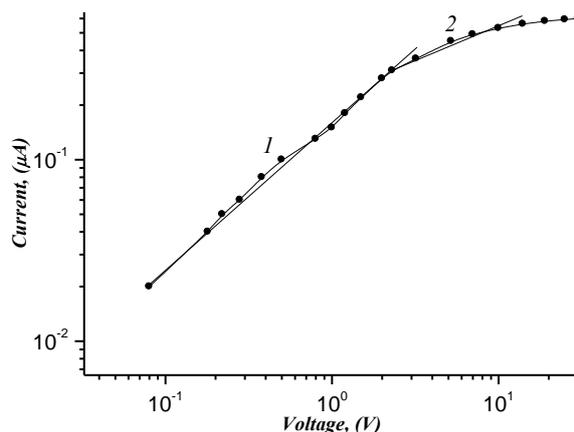


Рис 2. Обратная ветвь вольтамперная характеристика гетероструктур на основе α Si-Si(Li) при 300 К.

Второй участок обратной ВАХ представляет собой практически ток насыщения α Si-Si(Li) гетероструктуры. Появление постоянства тока от напряжения при $V \geq 30$ В означает то, что α Si-Si(Li) гетеропереход содержит весьма малую плотность поверхностных состояний на границе раздела и, поэтому практически отсутствуют токи утечки, а обратная ВАХ входит на насыщения.

Литература

1. R.A.Muminov, S.A.Radzhapov, N.A.Sagyndykov and K.M.Nurbaev Salient features of the fabrication of Si(Li) detectors with a large-volume working region // Atomic Energy. –2005. - vol. 98. No. 1. – PP. 69-71.
2. Radzhapov S.A. A Versatile Spectrometer Based on a Large-Volume Si(Li) p-i-n Structure // Instruments and Experimental Techniques. - 2007. - vol. 50. No.4. - PP. 452-454.
3. Муминов Р.А., Раджапов С.А., Саймбетов А.К. Полупроводниковые детекторы ядерного излучения на основе α Si-Si // Новые технологии. - Кременчуг, 2008.-N3(21).- с.9-12.

ВЛИЯНИЯ СОДЕРЖАНИЯ И ДИСПЕРСНОСТИ ГРАФИТА, РЕЖИМОВ ЗАМЕШИВАНИЯ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ И ТРИБОТЕХНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛИТЫХ АНТИФРИКЦИОННЫХ АЛЮМОМАТРИЧНЫХ СПЛАВОВ

**А.В. Паничкин, А.А. Мамаева, Г.А. Ермаков, Б.Б. Кшибекова, Р.С. Тасенов,
С.П. Заборцев, С.С. Жунусова**

АО «Центр наук о земле, металлургии и обогащения», Алматы, Казахстан, ak78@mail.ru

Современная техника нуждается в более совершенных материалах для трибопар. Растут удельные нагрузки и скорости относительного перемещения, трущихся деталей, ужесточаются температурные условия эксплуатации и агрессивность сред.

Известны различные способы совмещения алюминиевых матриц с дисперсной упрочняющей фазой: твердофазное или жидкотвердофазное компактирование порошковых смесей, литейные технологии пропитки пористых каркасов из порошков или механического замешивания наполнителей в расплавы. Качество получаемых при этом сплавов зависит от

смачивания наполнителя матричным расплавом, условий замешивания и последующей обработки.

Литые композиционные материалы получали на установке механического замешивания дискретных наполнителей в алюминиевые расплавы в условиях вакуума. Замешивание порошков графита осуществляли при температурах 750-800°C для сплавов АК8МЗч и АМ4,5кд и не выше 700°C для АЛ27-1, что связано с особенностями сплава, в частности с интенсивным испарением магния. Варьировали длительность перемешивания, частоту вращения и положение импеллера относительно зеркала расплава.

Исследование структуры полученных композитов показало, что частицы графита распределены в них не однородно. Обнаруживаются отдельные скопления, содержащие от нескольких десятков до сотен частиц видимых в плоскости сечения. В сплавах АК8МЗч и АМ4,5кд фронтом кристаллизации частицы графита оттесняются к границам зерен в большей степени этот эффект усиливается с повышением дисперсности частиц. В сплаве АЛ 27-1 этого проявляется в существенно меньшей степени, что указывает на влияние на этот процесс интенсивности смачивания графита расплавом.

Для выявления реакционной способности расплавов АЛ 27-1, АК8МЗч и АМ4,5кд по отношению к графиту были проведены электронно микроскопический и микрорентгенопектральный анализы поверхности раздела графит/сплав. Установлено, что вблизи с графитом концентрация магния увеличивается, а алюминия снижается. Это может свидетельствовать об образовании тонкого слоя карбидов магния или тройных алюмомагниевого карбидов на поверхности графитовых частиц в процессе охлаждения расплава.

Полученные данные по измерению коэффициентов трения-покоя и трения-скольжения синтезированных композитов в сопоставлении их с исходными сплавами позволяют заключить, что при введении в высокопрочные сплавы графита до 3 мас.% коэффициенты трения снижаются не существенно – до 10%, но при этом повышается задиростойкость, уменьшается скорость повышения температуры.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ КОСМИЧЕСКОЙ ТРИБОЛОГИИ

¹В.М. Юров, ¹Н.Х. Ибраев, ²С.А. Гученко, ³Е.Н. Вертягина

¹*Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова, Караганда, Казахстан*

²*Институт прикладной математики МОН РК, Караганда, Казахстан*

³*Евразийский национальный университет им. Л.Н Гумилева, Астана, Казахстан*

Основной механизм трения в космическом вакууме – это адгезия очень малых контактных поверхностей с последующим разрушением образованных при этом адгезионных мостиков связи при сдвиге одной поверхности относительно другой. Чрезвычайно низкая скорость восстановления поверхностных пленок в космическом вакууме за счет окисления, вызванная очень низким содержанием кислорода в окружающей среде, увеличивает трение и способствует большему износу материалов.

Все более широкое применение находят покрытия различными материалами поверхностей трения. Такие покрытия улучшают работу узлов трения, работающих как со смазкой, так и в условиях сухого трения в космосе.

Тонкие металлические пленки занимают важное место в ряду такого рода покрытий. Соответствующим подбором металла покрытия и его толщины можно обеспечить

работоспособность подшипников сухого трения в космическом вакууме и при высоких температурах, достигающих до 1000 С.

В рамках термодинамического подхода для коэффициента сухого трения нами получена следующая формула:

$$k_{тр} = C \cdot T \cdot \frac{A}{\mu} \cdot \bar{N}, \tag{1}$$

где A – работа (энергия) разрушения, T – температура, μ - химический потенциал металла, \bar{N} - среднее число элементарных носителей разрушения (пропорциональное числу контактов), C – постоянная.

Из полученной нами формулы (1) следует, что коэффициент сухого трения линейно зависит от работы разрушения контактов (шероховатостей). Работа A (Дж), затрачиваемая на разрушения контактов пропорциональна вновь образованной поверхности частиц разрушенного продукта:

$$A = \gamma \Delta S = K_R D^2, \tag{2}$$

где γ - временное сопротивление сжатию (Н·м / м²), ΔS – площадь вновь образованной поверхности (м²), K_R – коэффициент пропорциональности (Н·м / м²), D – характерный размер контакта (м).

В формуле (2) показатель степени при D равен 2 и отвечает двумерной поверхности. В действительности осаждаемые пленки металлов имеют фрактальную размерность. На рисунках 1-2 показаны АСМ-изображение и фрактальная структура исследованных нами металлических композиционных пленок на стали X12, полученных в режиме латерально – силовой микроскопии (одновременно с контактной статической АСМ). Для исследованного покрытия $D_s=1,89$. В окончательном виде полученная нами формула для коэффициента трения в вакууме примет вид:

$$k_{тр} = C \cdot T \cdot \frac{D^{D_s}}{\mu} \cdot \bar{N}, \tag{3}$$

Для чистых металлов химический потенциал μ совпадает с энергией Ферми. В таблице 1 эти значения приведены для некоторых металлов.

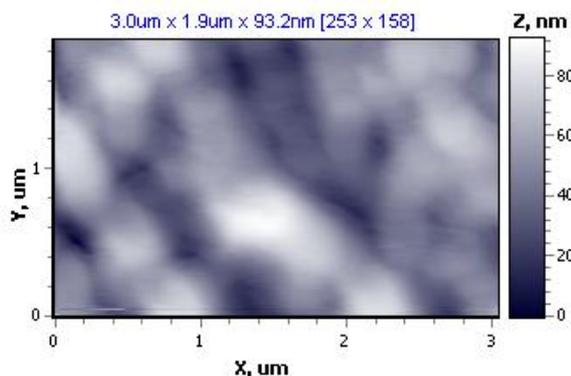


Рис. 1 – АСМ-изображение покрытия Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al

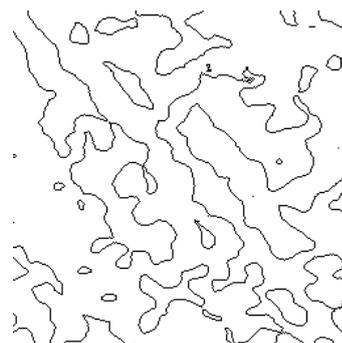


Рис. 2 – Фрактальная структура покрытия Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al

Таблица 1 – Энергия Ферми некоторых металлов

Металл	Энергия Ферми, эВ	Металл	Энергия Ферми, эВ
Медь	7,00	Цинк	9,39
Серебро	5,48	Алюминий	11,63
Золото	5,51	Свинец	9,37
Магний	7,13	Олово	10,03

Из (1) следует, что коэффициент сухого трения тем меньше, чем больше энергия Ферми. В таблице 2 приведены коэффициенты сухого трения для пар наиболее распространенных материалов. В целом корреляция между табл. 1 и 2 наблюдается.

Таблица 2 - Коэффициенты сухого трения для однородных пар наиболее распространенных материалов

Комбинации материалов		Коэффициент сухого трения
Алюминий	Алюминий	1.05 - 1.35
Хром	Хром	0.41
Медь	Медь	1.0
Железо	Железо	1.0
Никель	Никель	0.7 - 1.1
Платина	Платина	1.2
Серебро	Серебро	1.4
Сталь	Сталь	0.8
Цинк	Цинк	0.6

Приведенные выше примеры показывают, что для адекватного описания механизма сухого трения в космическом вакууме теории пластичности недостаточно. Необходимо учитывать большой спектр как механических, так и других физических свойств поверхности, включая ее фрактальную размерность.

ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МАТЕРИАЛЕ ЭЛЕКТРОДОВ ПЛАЗМОТРОНА

О.С. Дутова

Институт теплофизики СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Проблема стойкости электродов - одна из наиболее важных в технике дуговых плазмотронов. Эрозия является совокупностью сложных тепловых, электрических, химических и механических процессов в приэлектродных областях. Ее связывают с тепловыми процессами в опорных пятнах дуги, химическими реакциями на поверхности электродов, элементарными процессами на электродах, термомеханическими напряжениями в зоне привязки дуги.

Температурные напряжения возникают в нагретом теле или вследствие неравномерного распределения температуры, или вследствие внешних связей, или при одновременном действии этих двух факторов.

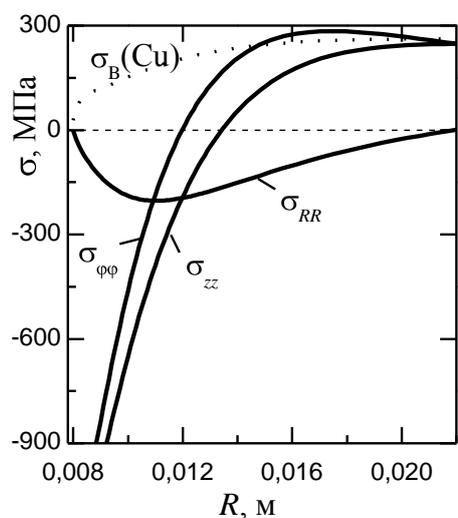
Рассмотрим электрод в виде полого цилиндра, по внутренней поверхности R_1 которого движется пятно дуги, а наружная R_2 интенсивно охлаждается [1]. Рассматривали задачу определения напряжений и деформаций в полом цилиндре, когда распределение температуры зависит только от радиального расстояния R и когда цилиндрические поверхности R_1 , R_2 свободны от нагрузок. Концевые сечения цилиндра закреплены ($\varepsilon_z=0$). При этом считается, что в материале не наступают необратимые сдвиговые деформации и не возникают дефекты структуры; в том числе - не возникают поры и трещины. Квазистатическая постановка задачи весьма характерна для невзаимосвязанной теории термоупругости. Такая постановка вполне приемлема в рассматриваемом случае и означает, что нестационарность явления обусловлена нестационарностью процесса нагрева тела. Напряженно-деформированное состояние успевает "подстраиваться" в каждый момент

времени под соответствующее распределение температур, связано это с большим различием характерных скоростей процессов теплопроводности и распространения упругих колебаний. Предел текучести чистой меди при высокой температуре очень мал, поэтому исследовали также упругопластическое состояние электрода, используя деформационную теорию термопластичности. Задача определения упруго-пластического напряженного состояния цилиндра при воздействии пятна дуги, перемещающегося по поверхности электрода, решается в рамках теории малых упруго-пластических деформаций методом упругих решений А.А. Ильюшина.

Для анализа основных особенностей напряженного поля использовались одномерные распределения $T(t)$ и $T(R)$, полученные при решении задачи теплопроводности [1]. Соответственно этому в тонком слое материала вблизи поверхности R_1 возникает импульсный термоупругий процесс. Амплитуда колебаний температуры в твердой части материала после начала процесса быстро уменьшается. Соответственно столь же быстро уменьшается амплитуда колебаний термических напряжений.

При перемещении пятна дуги вследствие локального характера нагрева уже в начале процесса происходит интенсивное объемное расширение металла в зоне воздействия пятна, причем интенсивность и величина расширения определяются скоростью и температурой нагрева. Увеличению объема препятствуют холодные слои, окружающие область нагрева, в результате чего в зоне температурного влияния развиваются сжимающие напряжения, величина которых тем больше, чем выше температура нагрева металла. Рост сжимающих напряжений происходит до тех пор, пока нагреваемый материал не станет пластичным. Значения напряжений могут превышать предел текучести меди. При этом образуется пластическая зона ΔR^P , которая может расти при дальнейшем повторно-переменном воздействии пятна дуги и вызывать необратимые изменения состояния материала. Но переменные напряжения сжатия могут приводить и к упрочнению поверхности, чем могут быть связаны известные провалы пластичности меди.

Исключением являются, вероятно, быстрые импульсные явления в самом начале разогрева анода, при первых оборотах дуги. Как показывают результаты расчета, рис.1, распределения $\sigma_{\varphi\varphi}(R)$ для первых десятков импульсов имеют другой характер. Соответствующие распределения $\sigma_{\varphi\varphi}(R)$ имеют рис. 1 максимумы напряжений растяжения. Одновременно с кривыми $\sigma_{\varphi\varphi}(R)$ на рис.1 нанесены кривые предела прочности на разрыв $\sigma_B(T, R)$. Пересечение соответствующих кривых $\sigma_{\varphi\varphi}(R)$ и σ_B определенно показывает, что



внутри тела анода на начальном этапе импульсного процесса существуют области, где растягивающие напряжения выше предела прочности на растяжение, так что возникновение трещин растяжения является очень вероятным вблизи внутренней поверхности (на глубине порядка 2-3мм). Опасность режимов запуска с точки зрения термоупругого и термоусталостного разрушения металла электрода. В дальнейшем все это может вызвать изменения в распределении температуры (повышение температуры поверхности, ее испарение, увеличение эрозии материала).

Рис. 1. Общий вид распределения упругих термонапряжений в начале прогрева стенки

Литература

1. Дутова О.С., Басин А.С. Исследование

импульсного электротермического воздействия на материал анода плазмотрона // Научный вестник НГТУ. – 2010.- № 4. – С. 89-97.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ В РЕЖИМЕ СПЛОШНОГО НАПОЛНЕНИЯ

Жукешов А.М., Амренова А.У., Габдуллина А.Т., Жакып М., Сундетов Т.
*Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики
Алматы, Казахстан*

Импульсные плазменные ускорители применяются как инжекторы горячей плазмы в установках термоядерного синтеза, а также как самостоятельные источники плазмы. Большой практический интерес вызывает обработка материалов импульсными плазменными потоками, генерируемыми на плазменных ускорителях. Поэтому, изучение принципов формирования плазмы и характеристик плазменных ускорителей актуально. Процесс ускорения и структура плазменного сгустка зависят от многих факторов: режима работы ускорителя, геометрии электродов и от способа подачи рабочего газа в межэлектродное пространство. По способу подачи рабочего газа ИПУ различают ИПУ с импульсным напуском и ИПУ со сплошным наполнением рабочего газа.

Прогресс в развитии ИПУ во многом определяется разработкой основных представлений о происходящих в них физических процессах. Несмотря на простоту конструкции, процессы формирования плазменного потока в ИПУ и особенности его ускорения не достаточно изучены. Наличие комплекса плазменных установок обеспечивает получение импульсов тока в плазме от 50 кА до 500 кА длительностью $10^{-6} - 10^{-4}$ с, что позволяет изучать возникающие при таких экстремальных условиях фундаментальные свойства плазмы, а также закономерности физических процессов в высокоскоростных плазменных потоках.

В работе впервые подробно исследована работа коаксиального плазменного ускорителя в широком диапазоне давлений от $5 \cdot 10^{-2}$ до 5 Торр, получены зависимости разрядного тока и напряжения и рассчитаны параметры плазмы при различных начальных давлениях газа. Показано, что в режиме сплошного наполнения картина распределения тока в коаксиальной электродной системе изменяется при достижении критического значения начальной плотности газа (порядка 10^{16} см⁻³), переходя из компактного характера в диффузный. Также получены новые данные по зависимости направленной скорости потока плазмы внутри коаксиальных электродов и в зоне свободного полета при работе со сплошным наполнением при значениях начального давления газа 1 и 0,05 Торр. Наконец, в результате экспериментальных исследований формирования потока плазмы в области за срезом электродов, обнаружено наличие значительных токов выноса и связанных с ними участков травления на электродах КПУ, установлено влияние начального давления газа на особенности формирования области фокусировки.

Результаты исследования имеют большое значение для понимания физических процессов, происходящих в импульсных плазменных ускорителях. Полученные данные могут быть использованы для разработки эффективных ускорителей с высокой кинетической энергией частиц при использовании режима ускорения частиц электрическим полем в плазме. Несомненный интерес представляет использование результатов исследований при создании новых технологий модификации материалов с применением импульсных потоков высокой мощности.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ ДЛЯ ОБРАБОТКИ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА

**Жукешов А.М., Габдуллина А.Т., Амренова А.У., Мухамедрыскызы М.,
Кудабаева А.Д., Сеилова А.Б., Ертаева А.А.**

*Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики
Алматы, Казахстан*

К настоящему времени накоплен достаточно большой объем экспериментальных и теоретических данных, необходимых для понимания процессов, протекающих при воздействии высокотемпературных импульсных плазменных потоков на твердотельные материалы. Исследования по формированию неравновесных структур, создание которых является необходимым условием целенаправленного изменения свойств материала позволили, в том числе, разработать основные концепции создания покрытий с повышенной твердостью. Однако прогнозировать структурно-фазовое состояние модифицированного слоя конкретного материала в результате воздействия плазменных потоков до сих пор оказывается невозможным из-за сильного влияния режимов и параметров обработки. В этой связи исследования, направленные на установление влияния режимов и параметров обработки, структурных аспектов, фазовых превращений на закономерности формирования покрытий с повышенной твердостью являются весьма актуальными и позволят сделать вклад в создание высокопрочных конструкционных материалов.

В эксперименте исследования проводились с промышленной углеродистой сталью Ст.3 и нержавеющей сталью 12Х18Н10Т. Образцы исследуемых материалов были обработаны плазмой на КПУ-30. Для анализа были использованы растровая и атомно-силовая микроскопия, рентгеноструктурный и микрорентгеноспектральный методы анализа, измерение микротвердости.

В результате исследования было обнаружено, что обработка плазменным потоком приводит к упрочнению сталей Ст.3 и 12Х18Н10Т за счет образования новых фаз – мартенсита и наноразмерных фаз феррита, аустенита и нитрида железа. При этом имеет значение кратность обработки и плотность энергии потока плазмы. На основе анализа структурно-фазовых изменений обнаружено, что последовательность фазовых переходов феррит→аустенит→мартенсит в модифицированных слоях также зависит от кратности обработки. При воздействии плазменных потоков, образованных при различном составе плазмообразующего газа оказывает существенное влияние давление.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РОТОРНО- ГИБРИДНОГО ДВИГАТЕЛЯ

А.Л. Шакиров, В.В. Дьячков

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы

Цель исследования - разработка физической модели гибридного двигателя (ГД), которая может быть использована при проектировании силовых установок транспортных средств. Модель представляет собой роторный двигатель внутреннего сгорания (ДВС) возвратно - вращательного типа, соединенный при помощи кривошипно-шатунного механизма с мотор-генератором. Кривошипно-шатунный механизм состоит из маховика мотор-генератора, связанного шатуном с кривошипом ДВС. Предположительно, силовые установки, спроектированные на основе данной модели, будут обладать улучшенными

техничко - экономическими характеристиками. Новизна исследования подтверждена патентом РК на изобретение №14025.

Исследование физических свойств модели проводилось на действующем макете ГД. Макет представляет собой систему из маховика, установленного на валу мотор-генератора и кривошипа, установленного на дополнительной оси. Шатун и кривошип выполнены с возможностью ступенчатого изменения их длин. Расстояние между валом мотор-генератора и осью кривошипа, а также расстояние между валом мотор-генератора и шарниром шатуна также выполнены с возможностью их изменения. Маховик и кривошип снабжены отдельными лимбами с градусными делениями и стрелками. Исследование кинематических характеристик кривошипно-шатунного механизма производилось путем изменения углов поворота маховика и кривошипа со снятием функциональных зависимостей.

На основе экспериментальных данных выяснено, что кривошипно-шатунный механизм обеспечивает осуществление рабочего цикла ДВС, передачу механической энергии от ДВС к мотор-генератору и обратно. Найдены соотношения параметров кривошипно-шатунного механизма, обеспечивающие его надежную работу и необходимую амплитуду отклонений кривошипа.

В случае использования данной модели ГД при проектировании силовых установок, могут быть получены следующие технические результаты: уменьшение массы и габаритов устройства, упрощение конструкции, увеличение КПД, уменьшение рабочего шума. Подобные установки могут найти самое широкое распространение на транспорте.

КОМПОЗИЦИОННЫЕ ПОКРЫТИЯ ДЛЯ ДЕТАЛЕЙ КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКИ

¹Н.Х. Ибраев, ¹В.М. Юров, ²С.А. Гученко, ³Е.Н. Вертягина

¹*Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова, Караганда, Казахстан*

²*Институт прикладной математики МОН РК, Караганда, Казахстан*

³*Евразийский национальный университет им. Л.Н Гумилева, Астана, Казахстан*

Космическое материаловедение, история которого насчитывает лишь немногим более четырех десятков лет, продолжает стремительно развиваться, опираясь на новейшие достижения в смежных областях науки и техники и, в свою очередь, внося вклад в развитие смежных областей – вакуумной и радиационной техники, технологии полупроводникового приборостроения, технологии производства сверхчистых материалов, нанотехнологии.

В настоящее время наноструктуры находят широкое применение в качестве конструкционных и функциональных материалов, в том числе и для деталей космической техники. Приоритетными направлениями развития наноматериалов являются разработки высокопрочных сплавов и соединений, материалов с особыми магнитными и электрическими свойствами и т.д. Большинство этих материалов изготавливаются в виде тонких пленок и покрытий. Наиболее перспективны для получения наноструктурированных покрытий являются вакуумные ионно-плазменные методы: магнетронного распыления, ионного и вакуумно-дугового осаждения.

В настоящей работе приведены результаты исследования покрытий, полученных при одновременном распылении композиционного катода и титанового катода в атмосфере аргона и азота. Нами были проведены исследования микроструктуры покрытий с использованием композиционных катодов состава: Cr – Mn – Si – Cu – Fe – Al, Zn – Al, Fe – Al, Zn – Cu – Al, Mn – Fe – Cu – Al и титана, полученных на электронном микроскопе JEOL JSM-5910, работающего в режиме вторичной электронной эмиссии.

На рис. 1 показано электронно-микроскопическое изображение покрытия Cr – Mn – Si – Cu – Fe – Al + Ti в среде аргона. Отчетливо видны зерна титана с размером от 1 до 10 мкм в диаметре. Материалы с таким размером зерен принято называть крупнокристаллическими. В среде азота структура покрытия резко изменяется (рис. 2), благодаря образованию нитрида титана. В этом случае средний размер зерен составляет 100 – 150 нм. Такие покрытия называют субмикрокристаллическими.

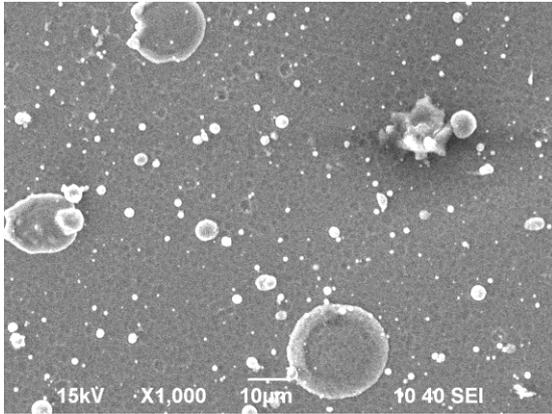


Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение покрытия Cr – Mn – Si – Cu – Fe – Al + Ti в среде аргона

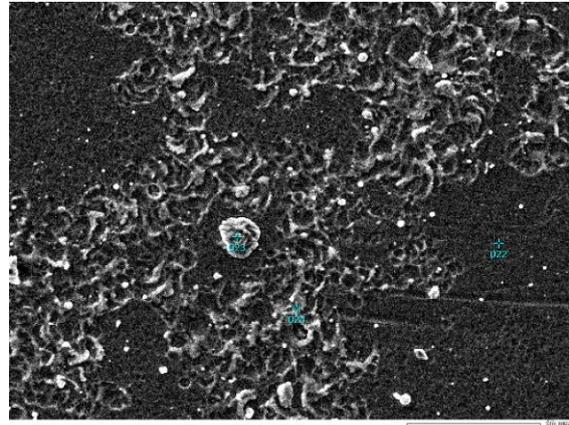


Рис. 2. Электронно-микроскопическое изображение покрытия Cr – Mn – Si – Cu – Fe – Al + Ti в среде азота

Структуру покрытия можно изменить, используя ионную бомбардировку. На рис. 3 и 4 показаны электронно-микроскопическое изображение и РФЭС покрытия Cr – Mn – Si – Cu – Fe – Al + Ti в среде аргона после ионной бомбардировки. В этом случае размер зерен менее 100 нм и подобную структуру принято называть нанокристаллической. Ионная бомбардировка открывает большие возможности для регулирования структуры и свойств покрытий и часто используется для создания различных комбинированных способов осаждения.

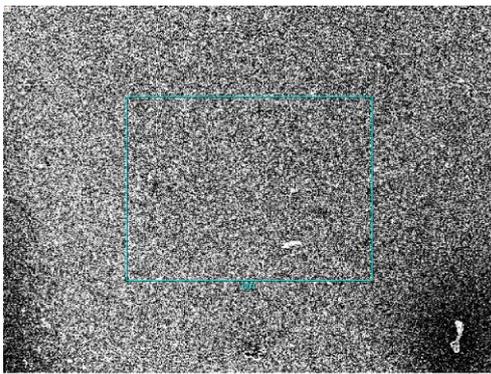


Рис. 3. Электронно-микроскопическое изображение покрытия Cr – Mn – Si – Cu – Fe – Al + Ti в среде аргона после ионной бомбардировки

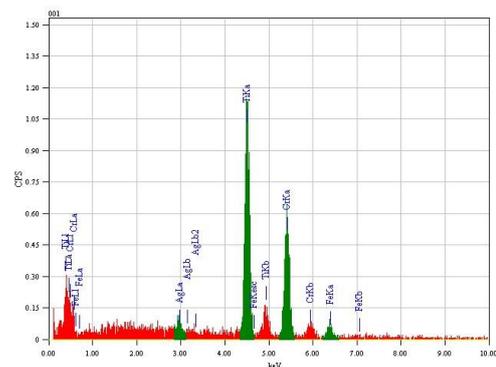


Рис. 4. РФЭС покрытия Cr – Mn – Si – Cu – Fe – Al + Ti в среде аргона после ионной бомбардировки

В случае бинарных катодов ситуация несколько иная (рис. 5-6). Средний размер титановой фазы в покрытии Fe – Al + Ti в среде аргона меньше, чем в покрытии Cr – Mn – Si – Cu – Fe – Al + Ti. В среде азота также наблюдаются меньшие размеры кристаллитов нитрида титана.

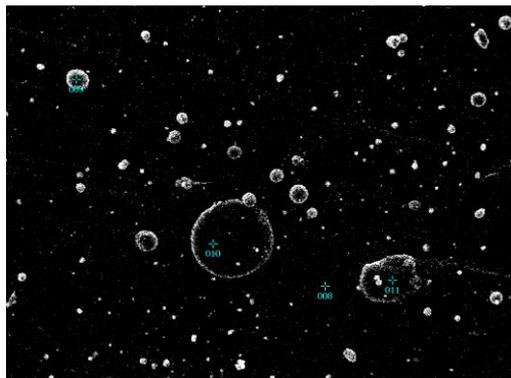


Рис. 5. Электронно-микроскопическое изображение покрытия Fe – Al + Ti в среде аргона

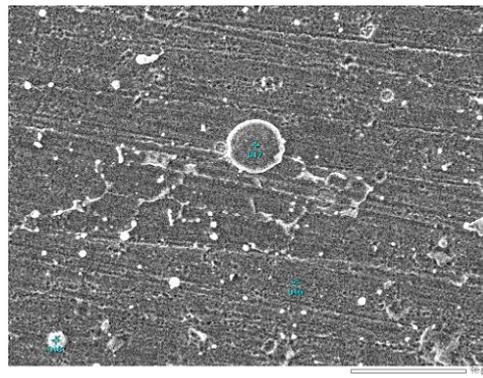


Рис. 6. Электронно-микроскопическое изображение покрытия Fe – Al + Ti в среде азота

В настоящее время именно нанокompозиты являются наиболее перспективными материалами для создания стабильных наноструктур для деталей космической техники. В перспективе качественные наноструктурные покрытия можно получать путем оптимизации состава покрытия, регулируя энергию осаждаемых ионов, температуру подложки, состав и давление рабочего газа и других технологических параметров процесса осаждения.

НЕРАВНОМЕРНОСТЬ ДВИЖЕНИЯ МЕХАНИЗМОВ МАШИН

Тусупов Д.М., Тусупова А.Е., Кенешева М.М.*

Алматинский университет энергетики и связи, Алматы, Казахстан

**КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Ввиду возросших скоростей движения рабочих органов машин в современной технике широкое распространение получили технологические машины различного назначения, в которых передача движения от двигателя к рабочему органу осуществляется через рычажный механизм. За последние 30-40 лет в теории механизмов и машин достаточно интенсивно развивались методы динамического синтеза рычажных механизмов, главным образом, методы статического и динамического уравнивания воздействия сил инерций звеньев на основание. Однако, как известно, силы инерции не всегда являются вредными, с которыми надо бороться. В современном машиностроении значительное место занимают машины, в которых для выполнения того или иного технологического процесса намеренно возбуждаются колебания. Несмотря на огромное их разнообразие, теория динамического синтеза таких механизмов недостаточно развита.

Так, вибрационные машины получили широкое применение в различных отраслях промышленности и в сельском хозяйстве. С помощью вибрации дробят, разделяют смеси, уплотняют бетон, погружают сваи и шпунт в грунт, просеивают различные продукты. Используют вибрацию и в быту. Без применения вибрационной техники немислим ряд важных производств: при добыче и переработке полезных ископаемых, в химической технологии, в металлургии, в производстве строительных материалов и возведении различных инженерных сооружений. Во всех этих машинах используются различные типы вибровозбудителей, предназначенных для возбуждения механических колебаний.

Наиболее распространенными являются инерционные вибраторы, в которых возмущающая сила создается вследствие вращения одной или нескольких неуравновешенных масс. Направленное действие возмущающей силы обеспечивается

вибраторами типа самобаланс, представляющим собой два спаренных дебалансных вибратора, синхронно вращающихся с одинаковой угловой скоростью в противоположные стороны. Для синхронизации вращения дебалансов используется зубчатая кинетическая пара, что сопряжено с износом элементов зубьев. При использовании независимых приводов встает задача синхронизации их работы. Кроме того, воздействие на фундамент является гармоническим, и генерировать негармоническое (например, импульсное) воздействие на основание такие вибраторы не способны. Для возбуждения механических колебаний направленного негармонического действия используют вибраторы с некруглыми колёсами. Однако их недостатком является износ зубьев, работающих под ударными нагрузками, а также сложность изготовления профилей зубьев.

Получили распространение также эксцентриковые вибраторы, которые в соответствии с принципиальными устройствами делятся на привод с упругим шатуном и с приводным демпфером. Однако эксцентриковый привод способен создавать большие возмущающие силы лишь при невысокой скорости вращения приводного вала. При повышенных частотах колебаний эксцентриковый привод используется лишь в уравновешенных колебательных системах, работающих на резонансных режимах. Еще реже используются гидравлические вибраторы, отличающиеся сложностью конструкции, малым ресурсом, нагревом и утечкой рабочей жидкости. Большинство электромагнитных вибраторов создают гармонические возмущающие силы, хотя некоторые типы вибраторов создают дополнительный возмущающий момент или передают ударные импульсы. Однако их недостатком является малый ход якоря.

Литература

1. Dresig H., u.a. Getriebedynamik: Starrkurper Mechanismen. VDI-Richtlinien. DVI 2149. Oktober 1998 – 72с.
2. Доронин В.И., Даньшин Ю.В. Динамический синтез плоских уравновешенных рычажных механизмов. Хабаровск: ДВГ АПС, 1993-100 с.
3. Даньшин Ю.В. Аналитический метод решений задач динамического уравновешивания плоских рычажных механизмов. – Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора технических наук, ОмГТУ, 1998. – 253 с.

ВЛИЯНИЕ РЕЖИМОВ МИКРОПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ НА СТРУКТУРУ И КОРРОЗИОННУЮ СТОЙКОСТЬ CuNi ПОКРЫТИИ НА ПОВЕРХНОСТИ СТАЛЬНОГО КАТОДА

**А.А. Мамаева, А.В. Паничкин, С.С. Жунусова, А. Ускенбаева,
Б.Б. Кшибекова, Р. Тасенов, С.П. Заборцев**

АО «Центр наук о земле, металлургии и обогащения», Алматы, Республика Казахстан

Разработка новых экологически чистых технологий нанесения высокоэффективных и надежных покрытий для защиты и упрочнения металлических изделий, бесспорно, является сегодня одной из самых актуальных задач современной науки и техники в связи с ростом жесткости условий эксплуатации, агрессивности применяемых технологических сред и соответственным повышением требований к конструкционным материалам.

В данной работе представлены результаты поверхностной обработки и упрочнения материалов при формировании микроплазменных разрядов в электролитах серноокислой меди и никеля.

Исследована структура, фазовый и химический состав поверхностных слоев стального катода после микроплазменной обработки.

В поверхностных слоях стального катода наблюдается осаждение слоя после микроплазменной обработки в электролитах сернокислой меди и никеля при напряжениях от 50В до 250В при концентрациях электролитов CuSO_4 и NiSO_4 5 г/л, 20 г/л, 50г/л.

При увеличении напряжения от 50В до 200В на поверхности стального катода наблюдается оплавления некоторых участков. При напряжении 100В микроструктура поверхности модифицирована в некоторых местах наблюдаются образование микрорельефов представляющие собой последовательные бугорки и глобулы. При увеличении концентрации электролита до 20 и 50г/л наблюдается однородная и мелкозернистая структура, в различных режимах обработки, возможно, происходит микротравление поверхности катода и формирование кратеров при микродуговых разрядах.

Эти изменения сопровождаются с изменениями микротвердости и коррозионной стойкости в зависимости от концентраций электролитов при различных напряжениях после микроплазменной обработки.

Испытания на общую коррозию стальных образцов после микроплазменной обработки проводили в 3% растворе хлорида натрия. Затем весовым методом в промежутках времени через каждые 5 часов начиная, от 5 до 25 часов измеряли скорость коррозии $K_{\text{масс}}$, которая равна 0,03686 мм/год. Затем определили глубинный показатель коррозии для исследуемых образцов, которая составляет 0,0382 мм/год, что по таблице стойкости имеет 3-ий балл десятибалльной шкалы коррозионной стойкости металлов.

Таким образом, коррозионные испытания образцов после микроплазменной обработки в смешанных электролитах сернокислых меди и никеля показывают, что по величине годовой потери массы стальные катоды относятся, к группе весьма стойких к коррозии.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ АРСЕНИДОВ КОБАЛЬТА В ВАКУУМЕ

Жумабекова В.Н., Жумабекова Н.Н.

КазНУ им. аль-Фараби, КазНТУ им. К.И. Сатпаева, Алматы, Казахстан

Одним из наиболее эффективных и экологически безопасных методов переработки мышьяксодержащих полиметаллических концентратов является вакуумная пироселекция, основанная на возгонке мышьяка при пониженном давлении [1].

Для исследования были приготовлены синтетические образцы диарсенида кобальта (CoAs_2) и моноарсенида кобальта (CoAs).

Синтез исходных арсенидов кобальта осуществляли спеканием стехиометрических смесей металлического кобальта (99,978%) и металлического мышьяка (99,62%) в отпаянных кварцевых ампулах. Диарсенид кобальта (CoAs_2) спекали при 700 °С в течение 300 часов, а моноарсенид кобальта (CoAs) - при 700 °С в течение 70 часов.

Исследование термического поведения ди- и моноарсенида кобальта проводили термогравиметрическим методом на вакуумной установке с непрерывным взвешиванием навески. Температуру измеряли хромель-алюмелевой термопарой с милливольтметром Ш4501, с точностью $\pm 5^0$, давление измерялось манометром Мак-Леода с точностью $\pm 1,33$ Па.

По зависимости скорости разложения арсенидов, рассчитанной по модифицированному уравнению неизотермической кинетики, учитывающему долю

прореагировавшего вещества, от температуры определяли кинетические параметры процесса. Уравнение имеет вид:

$$\lg[V/(\alpha_{\max}-\alpha)^n] = -A/T + B, \quad (1)$$

где α_{\max} – максимально возможная степень разложения (возгонки), α – степень разложения, n – порядок реакции. Величина n зависит от многих факторов и лишь условно может быть названа порядком реакции.

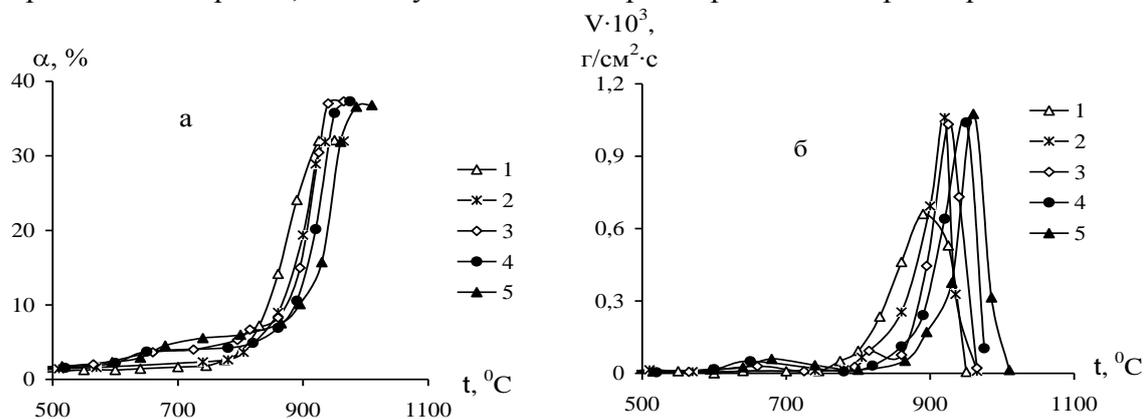
Определены давление диссоциации, кинетические закономерности процессов термического разложения ди- и моноарсенида кобальта, проведен термодинамический анализ реакций их сульфидирования, изучены последовательность реакций протекания процесса, степень их сульфидирования в парах серы и скорость возгонки мышьяка в вакууме. Проведены лабораторные и укрупненные технологические испытания по вакуумтермическому удалению мышьяка из особо упорного концентрата месторождения «Саяк-IV» в присутствии паров серы, выполнена ориентировочная технико-экономическая оценка внедрения вакуум-термического способа деарсенации этого концентрата.

Давление диссоциации арсенидов кобальта определяли изобарическим и изотермическим вариантами метода точек кипения [2].

Установлено, что в вакууме начало разложения CoAs_2 относится к 750°C , а степень разложения увеличивается экспоненциально с повышением температуры, особенно заметно выше 800°C и с понижением давления ниже 1,33 кПа (рисунок 1).

При разложении CoAs в вакууме рентгенофазовым анализом было отмечено появление фазы Co_2As при температуре 1025°C и давлении 1,33 кПа и при 1000°C и давлении 0,04 кПа. Содержание CoAs уменьшается до 65% при 1100°C и 1,33 кПа, а при 0,04 кПа и 1100°C огарок состоит в основном из Co_2As .

Известно, что для снижения температуры процесса, при которой достигается высокая степень возгонки мышьяка, благоприятным фактором является либо введение в шихту серосодержащих минералов, либо осуществление термообработки в парах серы.



Давление, кПа: 1 – 0,13; 2 – 1,33; 3 – 3,33; 4 – 6,66; 5 – 13,3

Рис. 1. Зависимость степени (а) и скорости (б) разложения CoAs_2 от непрерывно повышающейся температуры (крупность зерен $-0,063+0,05\text{мм}$)

Литература

1. Лодейщиков В.В. Технология извлечения золота из упорных руд. ОАО «Иргиредмет» 1999. –Т.1,2. –786 с.
2. Жумабекова Н.Н., Абрамов А.С., Храпунов В.Е., Квятковская М.Н. О взаимодействии диарсенида кобальта с элементной серой// IV Междун. Конф. «Инновационные разработки в области добычи и производства цветных и благородных металлов» 31мая 2007. Усть-каменогорск. Т. II. –С 48-51.

OPTICAL PROPERTIES OF DIAMOND-LIKE CARBON FILMS WITH PLATINUM IMPURITY

¹O.Yu. Prikhodko, ²A.P. Ryagusov, ²N.R. Guseynov, ¹S.Ya. Maksimova and ¹Manabaev N.K.

Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

¹*Physical-Technical Department, IETP, Almaty, Kazakhstan*

²*National Nanotechnological laboratory, Almaty, Kazakhstan*

It is well known that the properties of amorphous diamond-like carbon films (a-C:H) can be modified by the change of the films preparation conditions. At last time metal impurity introduction in a-C:H films is one of the perspective way of their electronic properties modification. The particularly interest present the metals, which do not form chemical compound with carbon. The incorporation of high concentration those metals impurity in matrix of amorphous diamond-like carbon films leads to formation of metal nanoclusters. The investigation of that complex heterophase system has great importance for practical use. One of the preparation methods of metal cluster embedded a-C:H films is ion-plasma sputtering of combined graphite-metal target. Such metals as, for example, Al, Cu, Ag, Au and Pt interact weakly with carbon. At present the intensive investigations of copper and silver nanoclusters affect on structure and electronic properties of a-C and a-C:H films are carried out. The influence of platinum impurity on structure and properties of a-C:H films does not investigated actually.

In this report the results of optical properties of platinum embedded amorphous diamond-like carbon (a-C:H(Pt)) films investigation are presented and discussed.

The films were prepared on amorphous quartz substrates using the method of magnetron sputtering of combined target, which consisted of polycrystalline graphite and platinum. Argon-hydrogen gas mixture was used as a working gas. The gas pressure was stabilized at ~1 Pa, the substrate temperature was kept at 200°C. Platinum concentration in a-C:H(Pt) films was changed by alteration of Pt area to that of graphite in total target. Platinum content in the films was determined by scanning electron microscope Quanta 3D 200i and was varied from 0 to 7.1 at. %.

In optical absorption spectra of the a-C:H(Pt) films the absorption peaks in the range from 495 to 498 nm were observed. The peaks are conditioned by the surface plasmon resonance on Pt inclusions. The peak intensity was larger in the films with greater Pt content. On the basis of resonance absorption peaks absence in pure a-C:H films it was concluded that C:H(Pt) films contained Pt clusters. The clusters diameter was determined from spectra of resonance optical absorption. It was equal to 5 nm and not changed when Pt content increased from 4.6 to 7.1 at. %.

Thus, the ion-plasma magnetron sputtering of combined graphite-metal target in argon-hydrogen gas mixture leads to formation of Pt nanoclusters embedded a-C:H films and to essential modification of the films optical properties.

КИНЕТИКА НАКОПЛЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В НАНОДИСПЕРСНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Б.А. Алиев, А.С. Потанин, И. Хромушин, Г. Паризан

Казахский национальный университет им. аль-Фараби

Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики

Алматы, Казахстан

В связи с развитием современной техники все более возрастает необходимость в разработке экологических чистых, наукоемких технологий и создании на их базе материалов с улучшенными физико-математическими и функциональными характеристиками. Одним из путей решения этих задачи является реализация радиационных технологий и модифицирования материалов. В данной работе представлена математическая модель, описывающая кинетику накопления радиационных точечных дефектов (РТД) в металлах. Применяемые для описания накопления радиационных дефектов в основном кинетические системы дифференциальных уравнений математически сложны, и для получения количественных оценок обычно используются численные методы их решения, либо рассматриваются упрощенные системы уравнений, которые не всегда физически обоснованы и позволяют описывать лишь отдельные частные задачи радиационного повреждения материалов. На основе проведенного анализа современного состояния проблем накопления радиационных дефектов следует, что весьма актуальны задачи развития модельных представлений о кинетике накопления радиационных дефектов в различных материалах, выявления доминирующих механизмов, разработка математических методов решения систем дифференциальных уравнений.

Для описания кинетики накопления РТД в металлических средах при облучении низкоэнергетичными частицами, способными генерировать точечные дефекты, предлагается следующая система дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} \frac{\partial C_i}{\partial t} = \left[K - K_i C_i - \frac{D_i}{a^2 \gamma} m C_i C_v + D_i \left(\frac{\partial^2 C_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C_i}{\partial r} \right) \right] \times \\ \times (1 - m C_v) \\ \frac{\partial C_v}{\partial t} = \left[K - K_v C_v - \frac{D_i}{a^2 \gamma} m C_i C_v + D_v \left(\frac{\partial^2 C_v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C_v}{\partial r} \right) \right] \times \\ \times (1 - m C_i) \end{cases}, \quad (1.1)$$

с начальными и граничными условиями

$$C_i(r, 0) = C_i(R, t) = 0$$

$$C_v(r, 0) = C_v(R, t) = 0 \quad (1.2)$$

$$\left. \frac{\partial C_i}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial C_v}{\partial r} \right|_{r=0} = 0,$$

где D_i и D_v – коэффициенты диффузии междоузельных атомов и вакансии, a – параметр кристаллической решетки, γ – геометрический фактор, r – расстояние от центра частицы

радиуса R . Приведенная система уравнений (1.2), записанная с учетом влияния поверхности, последовательно учитывает эффект атермической рекомбинации, что важно для анализа накопления точечных радиационных дефектов в металлах в широком диапазоне значений температуры и мощности дозы. Нами были проведены численные расчеты кинетики накопления концентраций радиационных точечных дефектов, проводили с помощью математической программы MatLab для комнатных температур в зависимости от скорости генерации дефектов, радиуса частицы, мощности линейных стоков, времени облучения. Результаты расчетов для случая, когда влияние дислокаций незначительно, представлены на рисунке 1.1.

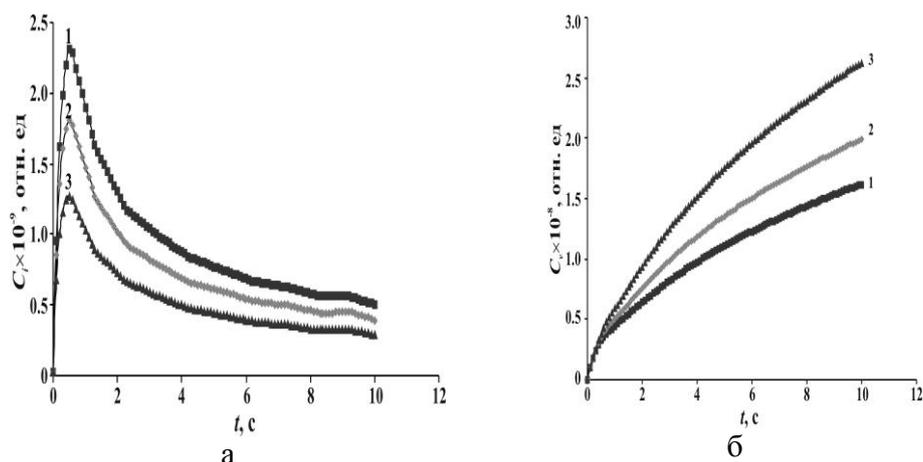


Рис.1.1. Кинетика изменения концентрации междоузельных атомов и вакансий для различных значений радиуса частицы: а – $C_i(t)$; б – $C_v(t)$; 1 – 3.75; 2 – 500; 3 – 703 нм;

Таким образом, проведенные модельные расчеты накопления РТД для нанодисперсных частиц металлов показали что, преимущественное накопление междоузельных атомов до концентраций пересыщающих стационарное значения, происходит при малых временах облучения, тогда как концентрация вакансий асимптотически приближается стационарному значению.

Литература

- 1 Быстров Л.Н., Иванов Л.И., Платов Ю.М. Механизм радиационно-стимулированной диффузии в металлах // ФХОМ. – 1970. - №1. - С.14-24.
- 2 Зайкин Ю.А., Алиев Б.А., Потанин А.С. Об аналитическом описании накопления точечных радиационных дефектов в металлических средах в области высоких скоростей их генерации // Материалы 4-й Международной конференции «Ядерная и радиационная физика». – Алматы: ИЯФ НЯЦ РК. –2003. - С.285-292.

SCALE-INVARIANT PROCESSES IN NANOSTRUCTURED SEMICONDUCTORS

Z.Zh. Zhanabayev, T.Yu. Grevtseva, T.B. Danegulova
Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

Nanostructured semiconductors are perspective material for creation of quick-operating computer techniques, optoelectronic and photonic devices. Modern methods of microscopy demonstrate the nanocluster structure of semiconductor films. We consider nanostructures as fractal objects, so equations for the description of evolution of physical values contain fractional dimensions.

We suggest our own approach for modeling morphology of surfaces of semiconductor films, absorption spectra and photoluminescence spectra taken from nanostructured semiconductors.

Modeling of morphology of surfaces of nanostructured semiconductor films is possible by use of the following nonlinear map [1, 2]

$$Y_{i+1} = Y_i + \text{sign } \psi_Y \left| \psi_Y n_i, a_i, p_i, i \right|^2 \left| \frac{Y_i}{Y_0} \right|^{\frac{1}{\gamma_Y}}, \quad Y = n, a, p, \quad (1)$$

where n, p, a are concentrations of are electrons, holes and clusters (defects of different types) in semiconductor, γ_Y are fractal dimensions of sets with self-similar and self-affine properties, Y_0 are equilibrium concentrations of electrons, holes and impurities. In common case we can define wave functions from Shrödinger equation or by use of wave functions of corresponding regular objects. Shape of a film surface depends on fractal dimension γ_Y . By use of values of γ_Y, Y_0 we can model morphology of films with dot, linear, spatial and volume structures at given parameters. Such types of structures really exist on semiconductor surfaces [3-5].

Also we suggest the new equation for absorption coefficient $\alpha(\omega, E_g)$ following from fluctuation-dissipation relation as

$$\alpha(\omega, E_g) = \alpha_0(E_g) \frac{1}{\hbar\omega - E_g} \text{th} \frac{(\hbar\omega - E_g)}{2kT} E_e(k) (\hbar\omega - E_g)^{\frac{1+\gamma}{2}}, \quad (2)$$

where $\alpha_0(E_g)$ is dimensional constant given for the absorption edge, $E_e(k)$ is power spectra of electron oscillations depending on wave number, E_g is energy gap. Heterogeneous and alternated spatial distribution of electrons, holes and impurities (defects of different types) in nanostructured semiconductor thin films can be described by (1). Taking into account wave function at $\gamma=0$ we can define spatial correlations of electron density $C_{e,e}(m)$ and corresponding power spectra $E_e(k)$ as

$$C_{e,e}(m) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N n_{e,i+m} n_{e,i}, \quad E_e(k) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{m=0}^N \cos(2\pi mk) C_{e,e}(m). \quad (3)$$

Our theoretical results are in a good agreement with the corresponding experimental data [6, 7].

Excitons and exciton formations such as biexcitons and trions can be used for distinguishing quick-changing information signals. We can describe them as hierarchical structures:

$$E_n = f \left(\dots f \left(\frac{E_0}{n}, E_n \right) \dots \right), \quad (4a)$$

$$E_{n,w} = f \left(\dots f \left(\frac{E_{0,w}}{n}, E_{n,w} \right) \dots \right), n = 1, 2, \dots, \quad (4b)$$

where $n=1$ describes an exciton, $n=2$ describes biexciton, $n=3$ describes trion and so on. Equations (4a) correspond to the choice of scale of measurements of fractal measure relative to the measure and describe evolution of excitons, biexcitons and other structures existing in a ground state, i.e. without of external radiation. Equations (4b) correspond to the choice of scale of measurements of fractal measure relative to photon energy and describe excited states only. Energy of a system consisting of excitonic formations can be define as

$$E = \sum_{i=1}^n E_i, \quad n = 1, 2, \dots \quad (5)$$

In the simplest case, photoluminescence intensity and absorption coefficient α_w can be defined via density of number of states as

$$\alpha_w = \alpha \frac{E_g}{\hbar} E_w^{\frac{1+\gamma}{2}}. \quad (6)$$

Application of formulas (4)-(6) let us to describe exciton-biexciton spectra of quantum dots. Comparison of our theoretical results with corresponding experimental data [8, 9] shown that our theory can be used for the description of the basic results of regularities of spectra.

At the present time the new effect of light localization in porous medium is under examination [10]. We suggest the new method for the description of this effect. Decreasing of number of photons by time n_ω is proportional to absorption coefficient $\alpha(\hbar\omega)$ and velocity of photon v_ω as

$$\frac{dn_\omega}{dt} = -\alpha(\hbar\omega) n_\omega v_\omega. \quad (7)$$

So, delay time of photon τ in a medium and intensity of absorbed energy I can be given as

$$\tau = - \int_{n(T_0)}^{n(T)} \frac{dn_\omega}{n_\omega \alpha(\hbar\omega) v_\omega} \approx - \frac{1}{\alpha(\hbar\omega)} \int_{n(T_0)}^{n(T)} \frac{dn_\omega}{n_\omega v_\omega}, \quad (8)$$

$$I = n_\omega \hbar\omega = n_0 \left\{ \text{cth} \left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T} \right) \right\} \hbar\omega, \quad (9)$$

where n_ω is number of photons, $\alpha(\hbar\omega)$ is absorption coefficient weakly depended on concentration within the range from $n(T_0)$ to $n(T)$, τ is delay time of photon in nanostructured semiconductor. Time delay effect is satisfactory described by use of (7)-(9).

In the present work we have shown the possibility of the description of different physical properties of nanostructured semiconductors by use of unique method based on fractal approach. Results of the present work can be applied as scientific base for investigation of nanostructures, for the creation and perfection of optimal technology on nanoelectronics and computer technologies.

References

1. Zhanabayev Z.Zh., Grevtseva T.Yu. Fractal Properties of Nanostructured Semiconductors // *Physica B: Condensed Matter*. – 2007. - Vol. 391, № 1. - P. 12-17.
2. Zhanabayev Z.Zh., Grevtseva T.Yu. Fractality of Nanostructured Semiconductor Films // *e-Journal of Surface Science and Nanotechnology*. – 2007. - Vol. 5. - P. 132-135.
3. Matsuda I., Tanikawa T., Hasegawa Sh., Yeom H.W., Tono K., Ohta T. Quantum-Well States in Ultra-Thin Metal Films on Semiconductor Surfaces // *e-Journal of Surface Science and Nanotechnology*. – 2004. - Vol. 2. - P. 169-177.
4. Zheng S.Q., Rahman M.M., et al. Influence of UTA-Si buffer layers on the growth of SiGe films analyzed by high resolution X-ray reciprocal space map // *e-Journal of Surface Science and Nanotechnology*. – 2004. - Vol. 2. - P. 256-260.
5. Gangopadhyay S., Schmidt Th., et al. Growth and formation of *InGaN* and *GaN* nanostructures studied by STM // *e-Journal of Surface Science and Nanotechnology*. – 2006. - Vol. 4. - P. 90-95.
6. Iikawa F., Godoy M. P. F., et al. Optical properties of type-I and II quantum dots // *Brazilian Journal of Physics*. – 2004. - Vol. 34, № 2b. - P. 555-559.
7. Favero P.P., Souza-Parise M., et al. Surface Properties of *CdS* Nanoparticles // *Brazilian Journal of Physics*. – 2006. - Vol. 36, № 3b. - P. 1032-1034.
8. Gotoh H., Sanada H., et al. Detecting Coupled Excitons with Microphotoluminescence Techniques in Bilayer Quantum Dots // *Physical Review B* 71. – 2006. – PP. 115322-1 – 6.
9. Gotoh H., Kamada H., et al. Exciton Absorption Properties of Coherently Coupled Exciton-Biexciton Systems in Quantum Dots // *Physical Review B* 71. – 2005. – PP. 195334-1 – 9.
10. Melnikov V.A., Golovan L.A., et al. Second-Harmonic Generation in Strongly Scattering Porous Gallium Phosphide // *Applied Physics B: Lasers and Optics* 79 (2). -2004. - P. 225-229.

MODELING OF MORPHOLOGY OF SEMICONDUCTOR FILMS

T.Yu. Grevtseva

Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

At the present time nanostructured semiconductors are perspective material of electronics, so, study of their physical properties is one of most interesting problem of condensed matter physics.

Semiconductor thin films have nanocluster structure [1-5]. Such structures are hierarchically self-similar and self-affine, i.e. fractal. Distribution of electrons, holes and impurities depends on fractal dimension of their set and can be described as [2]

$$Y_{i+1} = Y_i + \text{sign } \psi_Y \left| \psi_Y n_i, a_i, p_i, i \right|^2 \left| \frac{Y_i}{Y_0} \right|^{\frac{1}{\gamma_Y}}, \quad Y = n, a, p, \quad (1)$$

where n, p, a are concentrations of quasi-particles – electrons, holes and clusters (defects of different types) in semiconductor, γ_Y are fractal dimensions of sets with self-similar and self-affine properties, Y_0 are equilibrium concentrations of electrons, holes and impurities. Values of fractal dimension are chosen for the description of steady self-similar and self-affine sets [1, 2].

In common case we can define wave functions from Shrödinger equation or use wave functions of corresponding regular ($\gamma=0$) objects. In the case of closely coupled interface of electrons to clusters it is possible to work with wave functions centered on the centers of clusters \vec{R} , i.e. to use the analogues of Vanyi functions

$$\psi_{\vec{k}} \vec{r} = \sum_{\vec{R}} \varphi \vec{r} - \vec{R} \exp i\vec{k}\vec{R}. \quad (2)$$

At the case of loosely coupled interface of electron to cluster we can use the plane waves as

$$\psi_n x = \psi_p x = \psi_a x = \cos k_n x \cos k_p x \cos k_a x. \quad (3)$$

Models of surfaces of semiconductors films shown on Figures 1-3 were obtained by use of formulas (1)-(3). Shape of a film surface depends on fractal dimension γ_Y . By use of different values of γ_Y, Y_0 we can plot images similar to photos of surfaces of semiconductor thin films obtained by use of modern methods of microscopy.

Scanning tunneling microscopy image of 5 monolayers Ag deposited on a Si substrate is shown in Figure 1(a) [3]. Model of the surface plotting according to our approach is shown in Figure 1(b).

Figure 2(a) shows a photo of $Si_{1-x}Ge_x$ ($x \approx 0.25$) on a silicon substrate obtained by use of atomic-force microscopy [4], model of the surface is shown in Figure 2(b).

Photos of surface of GaN with a layer of InGaN obtained by scanning tunneling microscopy are shown in Figures 3(a, c) [5]. The corresponding models of surfaces of the films are shown in Figures 3(b, d).

As follows from figures 1-3, by use of system (1) we can describe different types of structures on semiconductor surfaces. Theoretical models are correspond to experimental data. Chaotic and fractal models in detail describe different types of microscopy imaged of surfaces of thin films.

Results of the present work can be used for the description of electric and optical properties of nanostructured semiconductors.

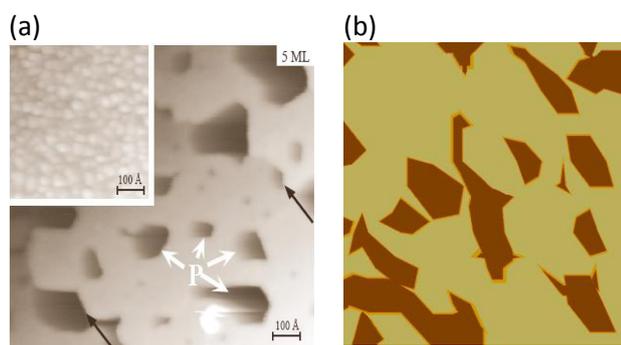


Fig. 1. Image for the *Ag* adsorption on a *Si* surface.

(a) experimental data [3]; (b) theoretical results:

$$\gamma_n = \gamma_p = \gamma_a = I_2, \quad n_0 = p_0 = a_0 = 5, \\ n_1 = p_1 = 1, \quad a_1 = 100$$

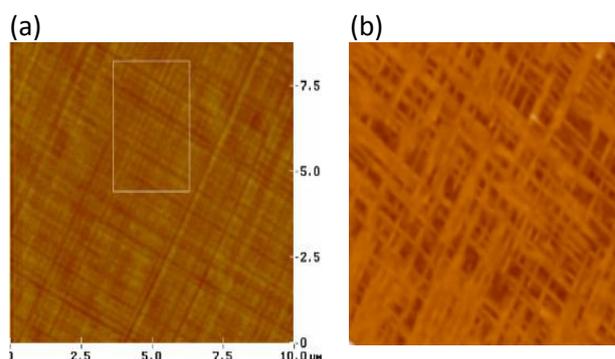


Fig. 2. Morphology of a surface of *Si*_{1-x}*Gex* on silicon substrate.

(a) experimental data [4]; (b) theoretical results:

$$n_1 = p_1 = a_1 = 1, \quad \gamma_n = \gamma_p = \gamma_a = 3 + I_2, \\ n_0 = p_0 = a_0 = 1$$

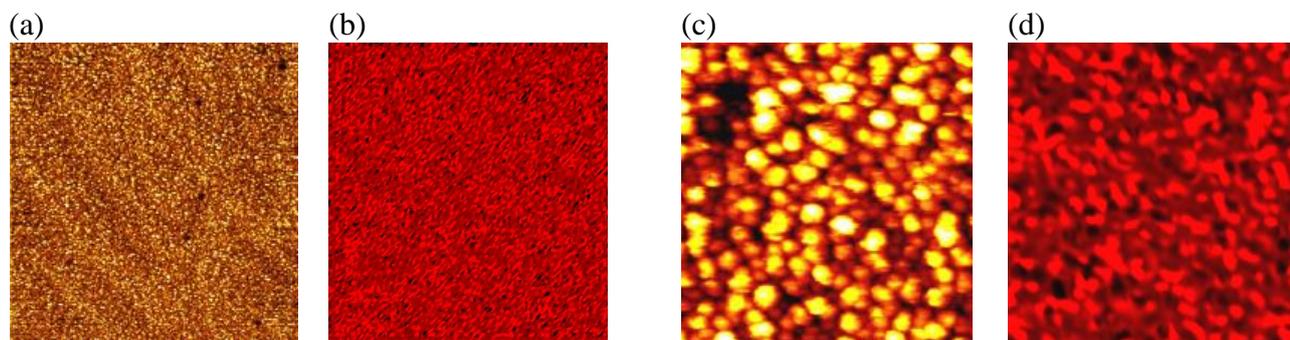


Fig. 3. Image of a surface of *InGaN* on *GaN* substrate.

(a, c) experimental data [5]; (b, d) theoretical results:

$$n_1 = p_1 = 1, \quad a_1 = 5, \quad \gamma_n = \gamma_p = \gamma_a = I_2, \quad n_0 = p_0 = a_0 = 5.$$

References

1. Zhanabayev Z.Zh., Grevtseva T.Yu. Fractal Properties of Nanostructured Semiconductors // *Physica B: Condensed Matter*. – 2007. - Vol. 391, № 1. - P. 12-17.
2. Zhanabayev Z.Zh., Grevtseva T.Yu. Fractality of Nanostructured Semiconductor Films // *e-Journal of Surface Science and Nanotechnology*. – 2007. - Vol. 5. - P. 132-135.
3. Matsuda I., Tanikawa T., Hasegawa Sh., Yeom H.W., Tono K., Ohta T. Quantum-Well States in Ultra-Thin Metal Films on Semiconductor Surfaces // *e-Journal of Surface Science and Nanotechnology*. – 2004. - Vol. 2. - P. 169-177.
4. Zheng S.Q., Rahman M.M., et al. Influence of UTA-Si buffer layers on the growth of SiGe films analyzed by high resolution X-ray reciprocal space map // *e-Journal of Surface Science and Nanotechnology*. – 2004. - Vol. 2. - P. 256-260.
5. Gangopadhyay S., Schmidt Th., et al. Growth and formation of *InGaN* and *GaN* nanostructures studied by STM // *e-Journal of Surface Science and Nanotechnology*. – 2006. - Vol. 4. - P. 90-95.

СОЗДАНИЕ МАТЕРИАЛОВ С НОВЫМИ ПОВЕРХНОСТНЫМИ СВОЙСТВАМИ В ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВОЙ СРЕДЕ

Досболаев М.К., Рамазанов Т.С., *Габдуллин М.Т.
*НИИЭТФ и *ННЛОТ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан*
merlan@physics.kz

В последнее десятилетие отмечается заметный интерес к изучению и получению микрочастиц с нанопокрывтиями для изготовления материалов с улучшенными поверхностными свойствами, т.е. абразивных, износостойких, коррозионностойких, высокопрочных, магнитонепроницаемых и прочих материалов для дальнейшего использования в различных отраслях, в том числе в качестве дисперсных катализаторов с целью экономии дорогостоящих материалов [1-4]. В связи с этим, нами были проведены предварительные эксперименты по получению материалов с новыми поверхностными свойствами с помощью термического и магнетронного метода напыления на пылевые частицы в низкотемпературной плазме. Данный метод не требует дорогостоящего специального оборудования и позволяет получать небольшие частицы различных материалов (средний размер в диапазоне 1-100 мкм) с покрытиями толщиной ~ 10-100 нм.

Эксперименты по получению композиционных материалов, образованных комбинированной плазмой с полидисперсными сферическими частицами диаметром 1-100 мкм, с парами алюминия и меди в аргоне при давлениях $p \sim 10^{-2}$ тор, проводились в модернизированной камере ВУП-5. Высокочастотный емкостной разряд (ВЧЕР) создается между двумя параллельными электродами, находящимися на расстоянии 2 см. Нижний электрод выполнен в виде диска; верхний – в виде кольца, либо в виде сетки. Разряд создается в инертном газе при давлениях 10^{-2} тор. Вводимая в разряд ВЧ-мощность составляет 1-15 Вт. Для инъекции пылевых частиц был сделан специальный электродинамический дозатор, который дал возможность сепарировать их по размерам и регулировать количество инжектируемых частиц в объем плазмы [5,6].

Для определения поверхностных структур нанослоя, химических свойств и геометрических параметров микрочастиц был использован электронно-сканирующий микроскоп Quanta 3D 200i.

В эксперименте были использованы два метода для напыления атомов материалов, термический (резистивный) и магнетронный. Инжектированные пылевые частицы в объем плазмы заряжаются, после левитируют, образуя пылевую структуру. Покрытие на левитирующие частицы наносится атомным пучком термической или магнетронной распылительной системой.

Преимущество магнетронного метода напыления: дает возможность использовать любой напыляемый материал (в том числе диэлектрический в случае использования питания магнетрона переменным током), получить более однородную поверхность покрытия, практически отсутствует тепловой поток направленный на пылевую частицу который в следствие разрушает плазменно-пылевое образование.

Преимущество термического метода напыления: высокая скорость напыления, очень простая конструкция устройств.

В качестве напыляемого материала были использованы медь (в случае магнетронного метода) и алюминий (в термическом). Атомы металла, возникающие в процессе распыления, формировали нанопокрывтия на поверхности микрочастиц.

Одноименно заряженные микрочастицы и напыляемые частицы, находящиеся в объеме плазмы, должны отталкиваться друг от друга, так как они заряжены одноименно, но из-за большой разницы размеров частиц происходит поляризация плазмы, которая приводит к

притяжению частиц. Наличие притяжения между частицами разного размера подтверждается микрофотографиями напыленных частиц, которые показаны ниже на рисунках 1a-1d.

В конкретных задачах при получении композиционных материалов (КМ) выбираются элементы (частица и напыляемый материал), которые хорошо входят в химические соединения. В данном эксперименте основной задачей является показать возможность создания микрочастиц с нанослоями. Таким образом, пока не был сделан качественный анализ, такие как адгезия материалов, трения, микротвердость и др.

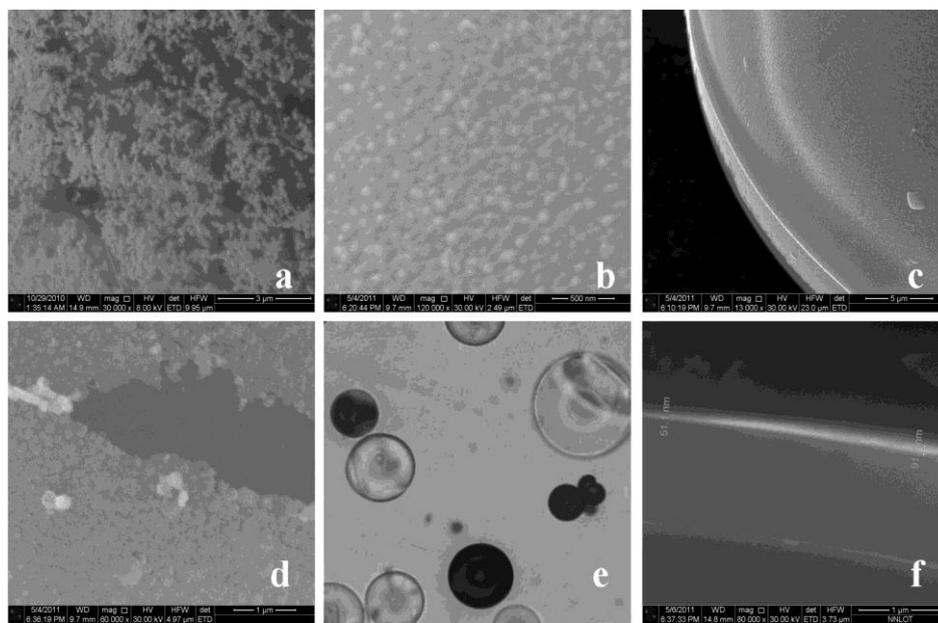


Рис. 1 a-d – поверхность микрочастиц после процесса напыления, где образовались нано кластеры, e – фото стеклянных микрочастиц, полученные с помощью обычного лабораторного микроскопа (частицы темного цвета покрыты слоем не прозрачного материала, который не пропускает свет), f – микрочастица в разрезе, где видна толщина нанослоя размером 50-90 нм.

Таким образом, в модернизированной рабочей камере экспериментальной установки ВЧЕР проведено напыление атомов алюминия и меди на микрочастицы стекла, вследствие чего был получен новый КМ в количестве, достаточным для проведения дальнейших физических и технологических экспериментов. Были сделаны сравнительные анализы двух методов напыления, и показаны примушество и недостатки данных методов при получении новых КМ в пылевой плазме.

Литература

1. Н. Kersten, G. Thieme et. all, Pure Appl. Chem., No. 2, pp. 415-428 (2005)
2. П.В. Каштанов и др., УФН, Том 177, №5, С. 473-510 (2007)
3. P. Jensen, Reviews of Modern Physics, Vol. 71, No. 5, pp. 1695-1735 (1999)
4. А.Н. Рябкин, А.О. Серов и др., ЭНП под редакцией академика В.Е. Фортова, Том 1-2 (Пылевая плазма), С. 397-407 (1999)
5. М.К. Dosbolayev, T.S. Ramazanov et. all, 3rd International conference on The Physics of Dusty and Burning Plasmas, Odessa, Ukraine (2010)
6. T.S. Ramazanov, K.N.Dzhumagulova, M.K.Dosbolayev, A.N.Jumabekov, Phys. Plasmas, Vol.15, pp. 053704-053709 (2008)

ПОЛУЧЕНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ГРАФАНОПОДОБНЫХ СТРУКТУР

Немкаева Р.Р., Ильин А.М., Цыганов И.А., Гусейнов Н.Р.

Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, Алматы, Казахстан

Ультратонкие графитовые и графеновые образцы, полученные после гидрогенизации электролитическим методом исследовались с помощью оптической микроскопии и Раман-спектроскопии. В образцах, подвергавшихся длительной гидрогенизации обнаружены частицы с типичными размерами до нескольких микрон. По данным рентгеновской энергодисперсионной спектроскопии элементный состав частиц представлен практически углеродом. Рамановские спектры показали существование двух различных типов структур, один из которых проявлялся только при больших уровнях гидрогенизации. Результаты теоретических расчетов фононных DOS графана, представленные в литературе, позволяют предположить, что обнаруженные микрочастицы соответствуют двум различным конформациям графана, а именно “chair” и “boat”. В большинстве экспериментов при типичных режимах гидрогенизации наиболее вероятным было обнаружение предполагаемой конформации “chair”, а в образцах, насыщавшихся при больших плотностях тока и до больших степеней гидрогенизации начинала проявляться также конформация “boat”.

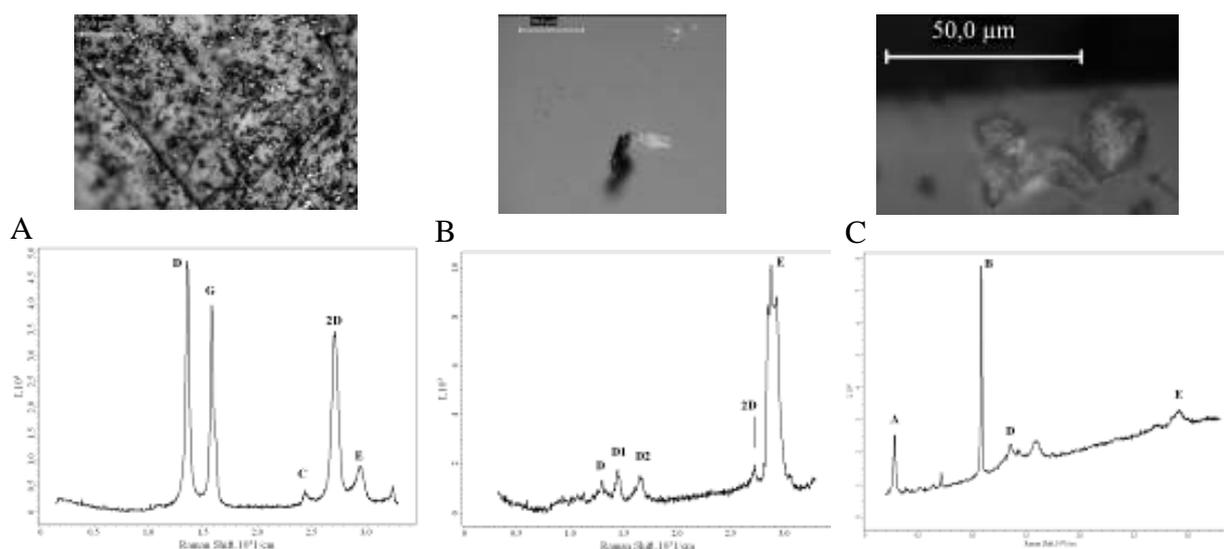


Рис. 1. Верхний ряд: Типичные микроснимки (оптическая микроскопия) поверхностей образцов, с различным уровнем гидрогенизации. Нижний ряд: Типичные рамановские спектры соответствующих образцов. Время гидрирования: (А) 10 мин., $j = 2$ мА; (В) 20 мин., $j = 4$ мА; (С): 60 мин., $j = 4$ мА.

Предполагается, что появление полученных фрагментов связано с более интенсивной и двусторонней гидрогенизацией графеновых и графеноподобных фрагментов, частично оторвавшихся от поверхности при больших уровнях концентрации водорода и концентрирующих на себе ток зарядки по сравнению с соседними плоскими зонами, имеющими одностороннюю кластерную структуру.

НАНОМЕТРОЛОГИЯ И СТАНДАРТИЗАЦИЯ В РЕСПУБЛИКЕ КАЗАХСТАН

А.А. Ахмедов, О.А. Лаврищев

*Институт экспериментальной и теоретической физики КазНУ им. аль-Фараби, Алматы,
Казахстан*

Нанотехнологии в своем развитии поставили ряд задач, обусловленных малыми размерами элементов и структур. Все страны, вступившие в нанотехнологический прорыв, прекрасно осознают необходимость развития метрологии и стандартизации в этой области. Уровень точности и достоверности в области нанотехнологий может стимулировать ее развитие или быть сдерживающим фактором.

В связи с тем, что в нанотехнологиях приборно аналитическая и технологическая составляющие работают на пределе возможностей приборов, что увеличивает вероятность ошибки при проведении работ.

В этой связи одной из первоочередных задач становится стандартизация свойств и параметров наноматериалов, объектов, элементов и структур нанотехнологий. Первоочередной задачей является и необходимость аттестованных и стандартизованных методик измерений, калибровки и поверки средств измерений, применяемых в нанотехнологиях.

Острым вопросом является также вопрос обеспечения безопасности и здоровья людей, соприкасающихся с продукцией нанотехнологий на всех этапах ее производства начиная с научных исследований и заканчивая этапом применения ее продукции. Важным вопросом является и вопрос экологической безопасности окружающей среды.

И все же первоочередным вопросом в области нанотехнологий, является вопрос метрологического обеспечения наноиндустрии. Точные, достоверные и прослеживаемые измерения являются основой обеспечения успешного и безопасного развития нанотехнологий, а также доказательной базой для оценки и подтверждения результатов научных исследований и соответствия продукции наноиндустрии.

Объектом измерений в наноиндустрии являются геометрические параметры, структура, состав и физико-химические свойства нанообъектов. Пути развития и эффективность системы обеспечения единства измерений параметров нанообъектов зависят от того, насколько эффективно работает механизм постоянного изучения измерительных задач. Важным мероприятием является и проведение постоянного анализа измерительных и калибровочных потребностей в сфере нанотехнологий, сопоставления их с имеющимися калибровочными возможностями, выработки обоснованных требований к эталонной базе, системе эталонных мер и стандартных образцов, необходимости разработки новых методик выполнения измерений, испытаний, поверки и калибровки средств измерений.

В связи с тем, что в Республики Казахстан наблюдается существенное отставание развития метрологии и стандартизации в области наноиндустрии, как в области системы обеспечения единства измерений в нанометровом диапазоне, так и в разработки нормативно-методического обеспечения, безопасности применения и использования нанотехнологий и объектов наноиндустрии, а также создания систем их добровольной или обязательной сертификации возникла острая необходимость в разработки программы, которая позволит решить все эти проблемы.

ПОЛУЧЕНИЕ НОВЫХ НАНОУГЛЕРОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ПЛАЗМЕННОМ РЕАКТОРЕ

В.Е. Мессерле, А.Б. Устименко

ТОО "НТО Плазмотехника", Алматы, Казахстан

*Научно-Исследовательский Институт Экспериментальной и Теоретической Физики КазНУ
им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан, E-mail: ust@physics.kz*

Технология плазменного пиролиза заключается в нагреве углеводородных газов в электродуговом совмещенном реакторе до температуры их пиролиза (1900-2300 К) с образованием в едином технологическом процессе высокодисперсного технического углерода и водорода. После выделения технического углерода из потока газообразных продуктов реакции водород направляется на очистку и компримирование.

Исследования подтвердили возможность получения плазменным пиролизом углеводородного газа водорода и конденсированного углерода, содержащего наноструктуры в виде колоссальных (гигантских) углеродных нанотрубок, обладающих высокой электропроводностью и механической прочностью, в 30 раз превышающей прочность кевларовой ткани.

Для выполнения термодинамического анализа использовался программный комплекс TERRA, предназначенный для численных расчетов высокотемпературных процессов и обладающий обширной собственной базой данных термодинамических свойств 3500 индивидуальных веществ в широком диапазоне температур (300-6000К). Расчеты по программе TERRA были выполнены для пиролиза пропанобутановой газовой смеси (50% C_3H_8 + 50% C_4H_{10}).

Расчеты показали, что из углеводородных газов можно получать водород и конденсированный углерод. Практически во всем диапазоне температур в газовой фазе преобладает водород с концентрацией близкой к 100 об.% ($T=1500-2800K$). До 3000 К водород представлен главным образом молекулярной формой (H_2), а с повышением температуры преобладает его атомарная форма (H). В интервале температур 2500-5000 К в газовой фазе содержится ряд углеводородов (C_3H , C_2H_2 , C_4H_2 и др.), которые с повышением температуры диссоциируют на составляющие их элементы: водород и углерод. Конденсированный углерод (C(c)) полностью переходит в газовую при температуре выше 3200 К. Как показали расчеты, удельные энергозатраты на процесс пиролиза монотонно возрастают от 0 до 33 кВт ч/кг ($T=300-6000K$).

Экспериментальная проверка полученных результатов численных исследований плазменного пиролиза пропанобутановой газовой смеси была проведена в лабораторном плазменном реакторе идеального вытеснения мощностью 60 кВт, высотой 0.3 м и диаметром 0.15 м. В экспериментах расход пропанобутановой смеси составлял 300 л/ч.

Процесс плазменного пиролиза углеводородных газов осуществлялся следующим образом. Углеводородные газы поступают в реакционную зону между кольцевым и стержневым графитовыми электродами, где электрическая дуга постоянного тока вращается с помощью магнитного поля, создаваемого внешней электромагнитной катушкой. Во время экспериментов водород и сажа разделялись в камере разделения газа и шлака. Водород удалялся в камеру окисления, а технический углерод высаживался на стенках реактора, медных водоохлаждаемых спиральных коллекторах, расположенных под крышкой и на выходной диафрагме реактора, а также в сажесборнике. После завершения экспериментов был произведен отбор проб из вышеуказанных узлов реактора. Физико-химический анализ проб технического углерода проводился с помощью просвечивающего электронного микроскопа. Фотографии ряда проб технического углерода, полученного плазменным пиролизом пропанобутановой газовой смеси и собранного со стенок реактора, представлены на рис. 1.

В отличие от одно- и многостеночных углеродных нанотрубок, полученных методом конденсации продуктов окислительного пиролиза пропанобутановой смеси на медных водоохлаждаемых поверхностях электродов плазмотрона [1], на рис.1 показаны различные наноуглеродные структуры преимущественно в форме «колоссальных» нанотрубок. На негативе 9090 проба в основном состоит из крупных «мохнатых» углеродных нанотрубок диаметром около 100 нм и длиной, превышающей 5 мкм. На негативе 9094 видны колоссальные углеродные нанотрубки с включением внутри металлической фазы каплевидной формы. Их диаметр достигает 300 нм. Негатив 9104 представляет «коленчатую» углеродную нанотрубку с диаметром 200 нм и более с внутренней перегородкой. Колоссальные нанотрубки могут представлять собой структуры в форме «октопуса» (негатив 9110). Диаметр такого октопуса в месте своего разветвления составляет около 400 нм. Характерно, что толщина стенок колоссальных нанотрубок может варьироваться от 30 нм (негатив 9104) до 100 нм (негативы 9094 и 9110). Плотность полученных нанотрубок соответствует плотности углеродной нанопены – порядка 10 мг/см^3 . Прочность же таких трубок на растяжение очень высока, около 7 ГПа, что превышает прочность волокон из углеродных нанотрубок сопоставимого размера. В итоге колоссальные углеродные трубки оказались прочнее кевларового волокна в 30 раз, а основной текстильный материал, хлопок, превзойден по прочности в 200 с лишним раз. Колоссальные трубки также выделяются хорошей электропроводностью – около 10^3 Ом/см , что на порядок больше, чем у волокон из многостенных углеродных нанотрубок. При этом электропроводность трубок растет с увеличением температуры, что означает полупроводниковый характер проводимости.

Полученные результаты согласуются с данными работ [2, 3], в которых описан процесс формирования так называемых «колоссальных углеродных трубок» (colossal carbon tubes, CCT). CCT имеют диаметр около 40–100 мкм, а в длину достигают сантиметра, что превышает размеры уже ставших привычными углеродных нанотрубок в тысячи раз, что и позволило назвать их колоссальными. Таким образом, в размеры углеродных трубок могут варьироваться от наноразмерных до микронных.

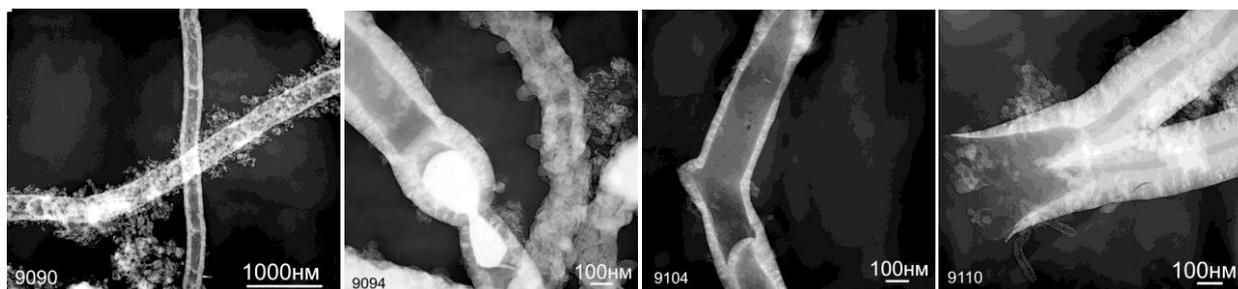


Рис. 1. Фотографии наноуглеродных структур, полученные с помощью просвечивающего электронного микроскопа

Литература

1. Ильин А. М., Мессерле В. Е., Устименко А. Б. Формирование углеродных нанотрубок на медных электродах в условиях электродугового разряда. // Химия высоких энергий, 2010, том 44, № 4, С. 1–6.
2. Huisheng Peng, Daoyong Chen, Jian-Yu Huang et al. Strong and Ductile Colossal Carbon Tubes with Walls of Rectangular Macropores // Phys. Rev. Lett. 101, 145501. 2008.
3. Yong Tang, Lipeng Zhou, Jiayi Li et al. Giant Nanotubes Loaded with Artificial Peroxidase Centers: Self-Assembly of Supramolecular Amphiphiles as a Tool To Functionalize Nanotubes // Angewandte Chemie International Edition. V. 49, Issue 23, May 25, 2010. P. 3920–3924.

АСМ-АНАЛИЗ МНОГОФАЗНЫХ НАНОСТРУКТУРНЫХ ПОКРЫТИЙ

¹Е.Н. Вертягина, ²В.М. Юров, ²Н.Х. Ибраев, ³С.А. Гученко¹Евразийский национальный университет им. Л.Н Гумилева, Астана, Казахстан²Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова, Караганда, Казахстан³Институт прикладной математики МОН РК, Караганда, Казахстан

Наиболее перспективны для получения наноструктурированных покрытий являются вакуумные ионно-плазменные методы: магнетронного распыления, ионного и вакуумно-дугового осаждения. Получение наноконпозитов с помощью ионно-плазменных методов требует осаждения на подложку многокомпонентных потоков. Одна из ключевых проблем, которые следует решить при создании наноконпозиционных ионно-плазменных покрытий, - генерация многокомпонентных потоков, осаждаемых на подложку. В настоящей работе приведены результаты атомно-силовой микроскопии (АСМ) покрытий, полученных при одновременном распылении композиционного катода и титанового катода в атмосфере аргона и азота.

На рис. 1 и 2 показаны АСМ-изображения покрытий Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al и Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al + Ti в среде азота. В первом случае наблюдается глобулярная структура, а во втором – ячеистая. Это сказывается на всех свойствах покрытий и, в частности, на их микротвердости. Во втором случае она значительно выше, чем в первом. В случае покрытий Zn-Al и Zn-Al + Ti в среде азота закономерности аналогичны (рис. 3 и 4).

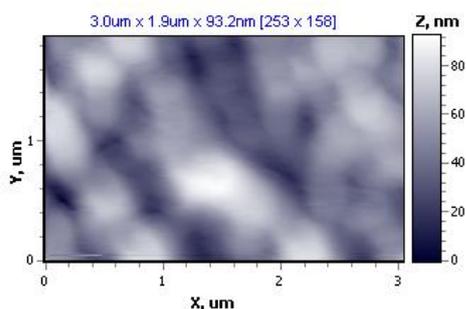


Рис. 1. АСМ-изображение покрытия Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al

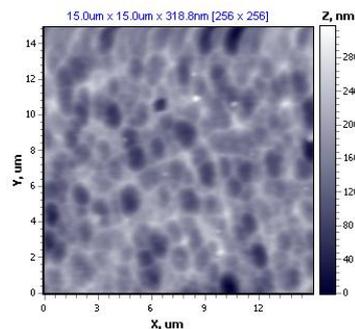


Рис. 2. АСМ - изображение покрытия Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al + Ti в среде азота

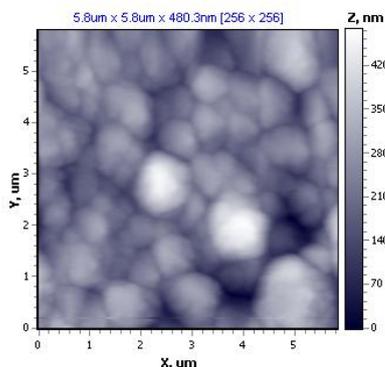


Рис.3. АСМ- изображение покрытия Zn-Al

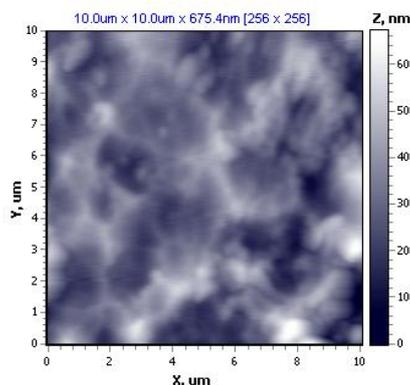


Рис. 4. АСМ -- изображение покрытия Zn-Al + Ti в среде азота

В случае покрытия Al-Fe формируются незамкнутая диссипативная структура (рис. 5), которая затем переходит к смешанной глобулярно-диссипативной. Диссипативные наноструктуры наблюдаются редко и однозначный механизм их образования пока не совсем ясен.

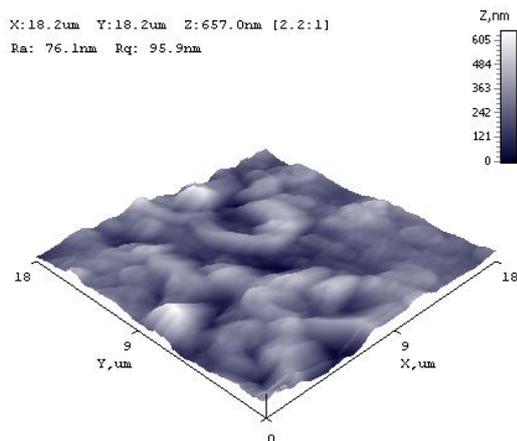


Рис.5. АСМ-- изображение покрытия Fe-Al

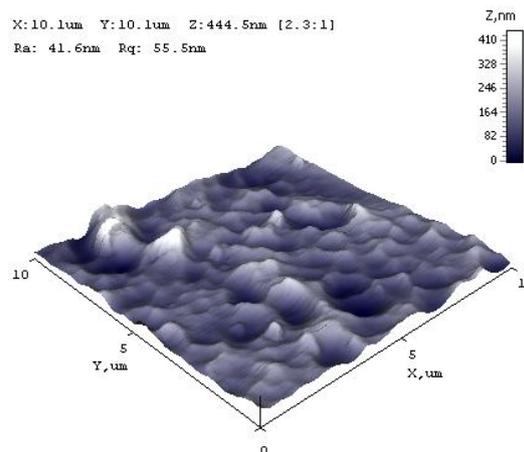


Рис.6. АСМ - изображение покрытия Fe-Al + Ti в среде азота

Микроструктуру однофазных пленок качественно хорошо можно описать с помощью моделей, предложенных Мовчаном и Демчишиным, Торнтоном. Однако эти модели сильно изменяются, если в пленку добавить легирующую примесь. Примеси останавливают рост зерна и стимулируют перезародышеобразование. Это явление приводит, как правило, к формированию глобулярной структуры. Для среднего и высокого содержания примесей полностью исчезает столбчатая микроструктура, которая типична для однофазных пленок. Этот факт описывает модель, которая была развита Барна и Адамиком. Однако модель Барна – Адамика не в состоянии объяснить появление незамкнутых наноструктур.

Согласно классической теории, образование зародышей новой фазы рассматривается как флуктуационный процесс. Работа образования критического зародыша сферической формы выражается как функция ΔT :

$$W = \Delta F_{\text{кр}} = \frac{16\pi}{3} \left(\frac{M}{\rho} \right)^2 \frac{\sigma^3 T_0^2}{q^2 \Delta T^2},$$

где M – молекулярный вес; ρ – плотность зародыша; q – теплота плавления; T_0 – равновесная температура двух фаз бесконечно большого радиуса.

Из последнего выражения следует, что работа образования глобулы пропорциональна кубу поверхностного натяжения σ . Иными словами, незамкнутые наноструктуры характерны для тех веществ, у которых поверхностное натяжение имеет значительную величину.

Поскольку в системе Fe – Al алюминий выступает в роли легирующей добавки, то на процесс формирования структуры покрытия основную роль будет влиять железо. В системе Zn – Al легирующей примесью является цинк. Нами показано, что величины поверхностного натяжения железа и алюминия отличаются более чем в 2 раза. Это и обусловило резкое различие в структуре формируемых покрытий.

Недавно нами впервые предложен способ определения поверхностного натяжения осаждаемых покрытий, что может стимулировать синтез поверхностных структур с заданными свойствами.

ИЗУЧЕНИЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПОЛУЧЕНИЯ НАНО-МЕЗО-КЭП ХРОМ-ГИДРОКСИД АЛЮМИНИЯ

Г.Ш. Яр-Мухамедова, М. Молдабаев, М.А. Калипекова

АО «Центр наук о земле, металлургии и обогащения», Алматы, Казахстан

Современная техника испытывает острую необходимость в материалах, способных выдерживать длительные высокие механические и тепловые нагрузки, успешно противостоять вредному воздействию агрессивных сред, износа, знакопеременных и контактных нагрузок. В настоящее время общепризнано, что наиболее перспективным способом защиты является нанесение покрытий. Гальванический способ нанесения композиционных покрытий на детали с целью повышения износо- и коррозионной стойкости обладает такими несомненными достоинствами, как возможность создания композиционных электролитических покрытий (КЭП) с требуемыми структурой и свойствами, простота нанесения равномерного слоя регулируемой толщины, возможность исключения последующей механической обработки, низкая себестоимость. В этом аспекте нам представляется актуальным выяснить основные особенности процессов формирования микроструктуры хромовой матрицы при электроосаждении совместно с мезо-(100-1000 нм) и нано- (менее 100 нм) размерными частицами второй фазы.

При добавлении гидроксида алюминия в электролит хромирования могут произойти необратимые изменения, влияющие как на состав электролита и поверхностные слои частиц гидроксида алюминия в результате, например, адсорбции компонентов электролита, так и на процесс формирования КЭП и на его свойства. Отсюда возникает необходимость проведения специальных исследований.

Целью данной работы является проведение исследований зависимости скорости электроосаждения и выхода по току от плотности тока и концентрации мезо- и наноразмерного гидроксида алюминия в электролите-суспензии.

Анализ результатов исследования зависимости скорости электроосаждения от плотности тока и концентрации гидроксида алюминия в электролите показал, что для концентраций 2,5 -10 г/л скорость электроосаждения близка к скорости осаждения чистого хрома, а максимальная скорость 159 мкм/ч наблюдается для концентрации 20 г/л при плотности тока 4 кА/дм² и температуре 303 К и 146 мкм/ч для концентрации 40 г/л при плотности тока 3 кА/дм² и температуре 313 К.

Сопоставлением теоретической скорости формирования, рассчитанной по формулам и экспериментально полученных результатов, получено хорошее согласование для концентраций 2,5-10 г/л. Для концентраций 20 и 40 г/л экспериментально полученная скорость на 10-15% выше теоретически рассчитанной. Мы предполагаем, что наночастицы Al(OH)₃ становятся дополнительными центрами зародышеобразования и за счет этого скорость электроосаждения увеличивается. Для концентраций 70 и 100 г/л теоретическая скорость осаждения существенно отличается. Это, очевидно, связано с тем, что в формуле не учитывается зашламливание электролита гидроксидом алюминия и увеличением вязкости.

Анализ результатов исследования зависимости выхода по току от плотности тока электроосаждения и концентрации дисперсной фазы в электролите-суспензии показал, что максимальный выход по току 28,9 % наблюдается для нано-мезо-КЭП Cr-Al(OH)₃ для плотностей тока 4 кА/дм² и концентрации гидроксида алюминия в электролите 20 г/л. Для концентрации 80 г/л наблюдается резкое уменьшение выхода по току с увеличением плотности тока практически до нуля и формирование дендритных образований, преимущественно состоящих из хрома с включением наноразмерных частиц Al(OH)₃. Для концентрации 100 г/л электролиз практически прекращается.

Электронномикроскопические исследования и волнодисперсионная спектроскопия обнаруживают структуры, где алюминий обнаруживается в зонах скопления агломератов

$Al(OH)_3$. Анализ результатов исследования энерго-дисперсионной спектроскопии поверхности нано-мезо-КЭП $Cr-Al(OH)_3$ обнаруживает наличие в покрытии до 6,2% при концентрации 20 г/л. Для концентрации 40 г/л гидроксид алюминия обнаруживается до 3,1%.

Таким образом, в результате проведенных исследований установлено, что наночастицы алюмогеля, образующиеся из гидроксида алюминия в процессе формирования покрытий становятся центрами образования зародышей кристаллов хрома, в связи с чем скорость электроосаждения нано-мезо-КЭП для концентраций 20 и 40 г/л $Al(OH)_3$ на 10-15% выше, чем у чистых хромовых покрытий. Для концентраций 2,5-10 г/л теоретическая скорость электроосаждения хорошо согласуется с экспериментально полученными данными.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОКРЫТИЙ $Cr-SiO_2-C$ С ЗАДАНЫМИ СВОЙСТВАМИ

Г.Ш. Яр-Мухамедова, М. Молдабаев, М.А. Калипекова

АО «Центр наук о земле, металлургии и обогащения», Алматы, Казахстан

Свойства наноконпозиционных систем существенно зависят не только от природы, дисперсности и количества дисперсной фазы, введенной в электролит, но и от характеристик металлической матрицы, в нашем случае, электролитического хрома. Поэтому для полной характеристики наноконпозиционных электролитических покрытий (нано-КЭП) необходимо детальное изучение свойств хромовой матрицы, которая может быть весьма разнообразной в зависимости от состава электролита, параметров электроосаждения. В связи с этим нами разработан состав нового электролита, проведены детальное исследование его основных параметров, а также химического состава и микроструктуры хромовых осадков, полученных из него.

На основе нового подхода к формированию наноконпозиционных систем методом электролитической композиции проведены экспериментальные исследования процессов получения покрытий на основе хрома, где в качестве дисперсной фазы впервые использованы два компонента: наноразмерные частицы диоксида кремния (5-50 нм) и углерода (11-120 нм), показана возможность количественного описания скорости электроосаждения и моделирования рельефа композиционных покрытий.

Для изучения нано-КЭП $Cr-SiO_2-C$ использовались методы рентгенофазового анализа, оптической, растровой электронной и атомно-силовой микроскопии.

Исследование электролита, содержащего различные концентрации диоксида кремния и углерода показали, что оптимальная концентрация дисперсной фазы в электролите составляет 20 г/л. Меньшая концентрация приводит к тому, что в хромовую матрицу внедряется слишком малое количество дисперсной фазы и свойства хрома практически не изменяются. Концентрация больше 20 г/л приводит к тому, что электролит зашламляется и качество электролитического осадка значительно ухудшается. Суммарная концентрация диоксида кремния SiO_2 и углерода C в электролите составляла 20 г/л. Были получены электролиты с соотношением SiO_2 / C (г/л): 1-19/19-1.

Исследование зависимости выхода по току от плотности тока проводили в диапазоне 3-7 $кА/м^2$. Температура электроосаждения была выбрана 303 и 333 К. Электронномикроскопические исследования показали, что углерод проявляет склонность к образованию агрегатов и агломератов, а диоксид кремния распределяется в хромовой матрице квазиравномерно.

Исследованы влияние температуры, плотности тока и состава электролита на основные параметры электроосаждения и характеристики nano-КЭП Cr-SiO₂-C: плотность тока, скорость электроосаждения, микротвердость и микроструктура.

Установлены закономерности и механизмы формирования nano-КЭП при температурах электроосаждения 293-343 К, теоретически обоснована идея формирования nano-КЭП с двумя видами нанодисперсной фазы и осуществлено ее экспериментальное подтверждение, выявлено оптимальное содержание второй фазы в электролите, показана связь между структурой и параметрами электроосаждения. Сопоставление экспериментальных данных и теоретических результатов указывает на правомерность применения полученных закономерностей к описанию структуры свойств наноструктурированных композиционных систем.

АППАРАТНО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС НА БАЗЕ СЕРВЕРНОГО КЛАСТЕРА

А.Н. Бондаренко

ННЛОТ, НЛИП, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

В данное время во всем мире существует проблема при подсчёте многоуровневых задач физического типа. В данной работе рассматривается возможность использования сервера (на базе серверов IBM System x3455 и x3655) в качестве аппаратно-вычислительного комплекса (АВК) для решения физических задач.



Рис 1. Кластерный сервер

Устройство данного АВК позволяет использовать его не только для подсчёта простейших задач, но и для подсчёта многоуровневых задач, подсчёт которых занимает значительно время и компьютеров экстра-класса.

Сервер предполагается использовать совместно с рабочими станциями (компьютерами пользователей), с которых будут посылаться задачи на сервер для их решения. После обработки задачи сервером, задача будет возвращаться на рабочую станцию уже в решённом виде.

Изначально планируется подключение до 8 рабочих станций. Впоследствии, посредством специального оборудования, возможно подключение неограниченного количества рабочих станций, что позволит использовать ресурсы АВК всем кафедрам факультета и всем отделам и лабораториям ННЛОТ и НИИЭТФ.

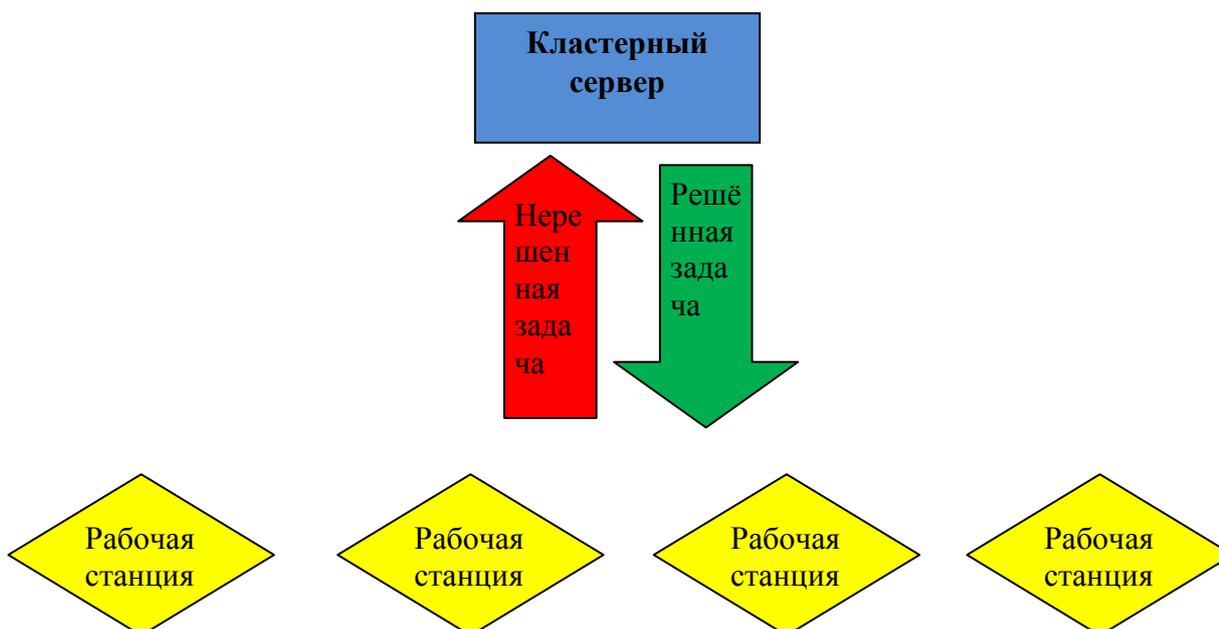


Рис 2. Схема аппаратно-вычислительного комплекса

Несомненными преимуществами данной системы перед обычным компьютером заключается не только в экономии времени, но и в том, что данная система может обрабатывать большое количество задач одновременно без каких либо потерь и задержек. Так же стоит отметить и тот факт, что для пользователей нет необходимости в дополнительном обучении (дополнительных знаний) для работы с данной системой, так как пользователи не будут работать непосредственно за сервером. Все пользователи будут работать за своими компьютерами(рабочими станциями) и для них всё будет выглядеть «как обычно» с разницей лишь в том, что всю информацию будет обрабатывать сервер.

РАЗРАБОТКА САЙТА НАНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ ЛАБОРАТОРИИ

Н.Е. Аханова

ННЛОТ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Основной целью сайта Нано-технологической лаборатории открытого типа – является информативность научной деятельности лаборатории, возможность использования учеными Казахстана высокоточного аналитического оборудования, расширения международных связей с другими научными центрами.

Постоянная информационная и рекламная поддержка нашей лаборатории в Интернет поможет привлечь множество потенциальных партнеров и клиентов из числа пользователей "глобальной компьютерной сети", количество которых в Казахстане быстро увеличивается.

Одним из главных достоинств сайта является отсутствие всяких границ на пути распространения информации. Англоязычная версия сайта позволит нашей лаборатории в короткий срок выйти на "международный уровень", найти клиентов и партнеров за рубежом. К создаваемому сайту будут применены все принципы юзабилити (usability), что, несомненно, привлечет новых клиентов в нашу лабораторию. Вот некоторые из них, которые мы считаем должны быть применимы к любому создаваемому сайту:

- кроссбраузерная верстка сайта. Наш сайт будет одинаково хорошо отображаться в любом браузере, который может использовать пользователь сети Интернет;
- легкие, быстро загружаемые страницы сайта;
- эргономичный дизайн;
- адаптация сайта под любое расширение монитора пользователя;
- интуитивно понятная навигация по сайту;

Для разработки этого сайта используется популярный язык программирования PHP 5. Разработка реляционных баз данных с помощью систему управления реляционными базами данных MySQL и технология администрирования через web-интерфейс на базе PHP 5.

ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА МНОГОКРАТНЫХ ИНТЕГРАЛОВ МЕТОДОМ ОПТИМАЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ НЕКОТОРЫХ РАДИАЦИОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

С.К. Заманова, А.Д. Мурадов¹

Международная образовательная корпорация, Алматы, Казахстан

¹*Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Особенностью решения некоторых радиационно-физических задач является расчет многократных интегралов. Среди различных методов вычисления многократных интегралов наиболее перспективным является метод оптимальных коэффициентов [1], позволяющий производить вычисления с высокой точностью.

В работе [2] показан расчет методом оптимальных коэффициентов углового распределения пучка электронов по имеющимся теоретическим представлениям о процессе их взаимодействия с веществом.

По этому методу кратные интегралы рассчитываются по формуле [1]:

$$\int_0^1 \dots \int_0^1 f(x_1, \dots, x_s) dx_1 \dots dx_s = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N f\left(\left\{\frac{a_1 k}{N}\right\}, \dots, \left\{\frac{a_s k}{N}\right\}\right) + O\left(\frac{\ln^{\alpha s} N}{N^\alpha}\right) \quad (1)$$

где N - число узлов квадратурной формулы, $\left\{ \frac{a_v k}{N} \right\}$ - дробная доля числа $\frac{a_v k}{N}$, ($v = 1, \dots, s$), s - кратность интеграла, α - параметр, характеризующий гладкость функций из класса E_s^α , a_1, \dots, a_s - оптимальные коэффициенты, целые взаимно простые с N , определенные условием:

$$\sum_{m_1, \dots, m_s = -(p-1)}^{p-1} \frac{\delta_p(a_1 m_1 + \dots + a_s m_s)}{m_1 \dots m_s} \leq C_0 \frac{\ln^\beta p}{p} \quad (N = p), \quad (2)$$

где константа β - индекс оптимальных коэффициентов, а величина $\delta_p(m)$ определена равенством:

$$\delta_p(m) = \begin{cases} 1, & \text{если } m \equiv 0 \pmod{p} \\ 0, & \text{если } m \not\equiv 0 \pmod{p} \end{cases}.$$

Нами исследованы особенности влияния значений числа узлов N на точность вычисления десятикратных интегралов J . Определялись наборы оптимальных коэффициентов и на их основе производились вычисления интегралов.

Узлы N выбраны таким образом, что $N = p \cdot q$, где p и q простые числа, большие s (кратность интеграла), причем q имеет порядок \sqrt{p} (см. Таблицы 1, 2). Данный способ вычисления оптимальных коэффициентов при больших значениях N позволяет уменьшить число соответствующих элементарных операций до $O\left(N^{1+\frac{1}{3}}\right)$.

Таблица 1. Значения N числа узлов квадратурной формулы для чисел p и q

N	22	26	33	51	57	69	87	93	185	205	215	235	265	295	305	469	497	511	553
p	11	13	11	17	19	23	29	31	37	41	43	47	53	59	61	67	71	73	79
q	2	2	3	3	3	3	3	3	5	5	5	5	5	5	5	7	7	7	7

Таблица 2. Значения N числа узлов квадратурной формулы для чисел p и q .

N	15019	18101	20039	24041	28117	33139	39029	46213	51097	57091	71053
p	653	787	691	829	907	1069	1259	1249	1381	1543	1733
q	23	23	29	29	31	31	31	37	37	37	41

Определенные таким способом значения N позволили получить наборы оптимальных коэффициентов и рассчитать соответствующие значения десятикратных интегралов с малыми (до $N < 600$) и большими значениями ($15019 < N < 71053$) числа узлов квадратурной формулы с целью влияния их значения на точность вычисления.

Установлено, что для $N < 600$ возможно вычисление десятикратных интегралов с хорошей точностью, но не для всех N . Кроме того, у каждого значения N существуют разные количества групп наборов коэффициентов, дающие одинаковое значение J . Эта особенность позволяет вычислить интеграл путем выбора одного из наборов оптимальных коэффициентов, дающих в любом случае одинаковое значение J .

Исходя из этого, для получения более точного значения интеграла, необходимо осуществлять выборку рассчитанных наборов оптимальных коэффициентов.

Установлено, что для $15019 < N < 71053$ также возможно вычисление десятикратных интегралов с хорошей точностью. Наилучший результат рассчитанных значений J

получается при $N=15019$ и 51097 , хорошая точность достигается и при $N=18101, 24041, 28117, 39029, 46213, 71053$.

Анализ сравнения результатов вычислений показывает, что для значений $N < 600$ существует по два и более наборов оптимальных коэффициентов, а для N от 15019 до 71053 только по одному набору.

Проведенный анализ показывает, что точность вычисления интеграла улучшается с увеличением числа узлов квадратурной формулы N и зависит от равномерности расположения точек сеток, связанных с выбором количества узлов N .

Литература

1. Н.М. Коробов. Теоретико-числовые методы в приближенном анализе. / М.: Физматгиз.- 1963.- 224 с.

2. А.И. Купчишин, С.К. Заманова, А.Д. Мурадов, Т. А. Шмыгалева. О моделировании на ЭВМ процессов рассеяния электронов в веществе методом оптимальных коэффициентов. //Материалы 4-й международной научной конференции «Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент» (Караганда, 23-25 сентября 2004). - С. 220-222.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЗАМЕДЛЕННУЮ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЮ ОРГАНИЧЕСКИХ НАНОКЛАСТЕРОВ

Афанасьев Д.А., Ибраев Н.Х.

*Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова, Караганда, Казахстан,
E-mail niazibraev@mail.ru*

Одним из интересных и привлекающих внимание явлений наблюдаемых для замедленной флуоресценции, обусловленной триплет-триплетной аннигиляцией (ТТА), является зависимость ее от внешнего магнитного поля. Так как реакция ТТА, протекает на расстояниях $\sim 1-10$ нм между реагентами, то она может быть использована в качестве чувствительного инструмента для зондирования особенностей строения наноструктур и специфики контактирования партнеров по реакции в дисперсных системах нанометрового масштаба.

В данной работе представлены результаты исследования влияния магнитного поля на ТТА молекул 1,2-бензантрацена (1,2-БА) в тонких наноразмерных пленках, полученных по технологии Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ), и в твердотельных органических структурах в пористых матрицах натриевоборосиликатных стекол с разными размерами пор (средний радиус пор $r=1,8, 3,0, \text{ и } 9,8$ нм).

ЛБ пленки, состоящие из смеси молекул стеариновой кислоты и 1,2-БА, переносились методом вертикального лифта на твердые подложки из кварцевого стекла. Концентрация молекул 1,2-БА в 10 и 1-слойных пленках составляла 75 моль% по отношению к стеариновой кислоте. Образцы пористых стекол имели вид плоских пластин с размерами 5×5 мм и толщиной 0,5 мм. Сорбция молекул 1,2-БА в пористые стекла производилась из гексанового раствора с концентрациями люминофора $C=10^{-4}-10^{-2}$ моль/л. По спектрам поглощения раствора до сорбции и после сорбции оценивалась концентрация молекул люминофора в стекле.

Фотовозбуждение образцов производилось третьей гармоникой неодимового лазера LCS-DTL-374QT ($\lambda_{ген} = 355$ нм, $\tau = 7$ нс, $E = 5$ мкДж). Регистрация спектрально-кинетических характеристик осуществлялась в режиме счета фотонов. При

фотовозбуждении вакуумированных ЛБ пленок наблюдалась длительная люминесценция (ДЛ) спектрально совпадающая с быстрой флуоресценцией соответствующих образцов. Наблюдаемую ДЛ следует отнести к аннигиляционной замедленной флуоресценции, возникающей вследствие аннигиляции мигрирующих триплетных возбуждений 1,2-БА.

Исследование влияния магнитного поля на кинетику АЗФ молекул 1,2-БА проводилось при разных температурах. Оценка магнитного эффекта осуществлялась по измерениям «мгновенной» интенсивности через разные отрезки времени после возбуждения. Величина магнитного эффекта определялась по формуле: $g(B) = \frac{I_{\Pi} - I_0}{I_0} * 100\%$, где I_{Π} и I_0 – интенсивности замедленной флуоресценции в поле и без поля соответственно.

Кривые магнитного эффекта $g(B)$ для ЛБ пленок с разным числом слоев полученные при температуре 100 К имеют вид характерный для кристаллов ароматических молекул с положительным максимумом при малых значениях величины магнитной индукции $B < 0,15$ Тл. В диапазоне температур от 100 до 180 К наблюдается независимость величины магнитного эффекта от времени регистрации, ход кривой остается постоянным. При температуре пленки 190 К для времени регистрации $\tau = 10$ мкс качественно вид кривой магнитного эффекта не изменяется. Он остается характерным для кристаллических систем. С ростом времени регистрации происходит плавное уменьшение положительного максимума наблюдаемого при $B < 0,15$ Тл. Для времени регистрации $\tau = 0,5$ мс наблюдается только плавное уменьшение величины магнитного эффекта с ростом величины магнитного поля и не наблюдается положительных значений $g(B)$. Данный характер магнитной зависимости сохраняется и при повышении температуры.

Экспериментальные данные по влиянию магнитного поля на АЗФ для ЛБ пленок качественно совпадают. Однако, при уменьшении количества слоев в пленке происходит увеличение магнитного эффекта. Так, для 10-слойной пленки величина эффекта при температуре 100 К и $B = 0,47$ Тл составляет 15 %, а для 1-слойной пленки при такой же температуре эффект имеет величину 20 %. Такое различие, связано с тем, что в многослойной пленке экситон может переходить из одного слоя в другой, поэтому вероятность повторной встречи реагентов в однослойной пленке выше, чем в многослойной. Сравнение данных показывает, что 10-слойная пленка представляет собой трехмерную структуру, а однослойная пленка – двухмерную структуру.

Интерес вызывает определение влияния магнитного поля на реакцию ГТА при еще большем понижении размерности структуры. В качестве систем, в которых возможно образование низкоразмерных молекулярных структур, могут выступать пористые органические стекла.

Полученные спектрально-люминесцентные данные показывают, что в наноразмерных порах стекла молекулы 1,2-БА образуют твердотельные наноструктуры. В порах с размером 1,8 и 3,0 нм образуются кластеры с аморфной структурой. С увеличением размера пор до 9,8 нм при больших концентрациях сорбированных молекул наряду с кластерами аморфной структуры образуются микрокристаллы и эксимерные центры.

В пористых стеклах только для матрицы с размером пор 9,8 нм с концентрации молекул 1,2-БА $C = 10^{-1}$ моль/л, наблюдается положительный максимум величины g при $T = 100$ К и $B < 0,1$ Тл. Это свидетельствует о наличии в этом образце микрокристаллических областей. Для всех остальных размеров пор и концентраций 1,2-БА в порах, для кривой $g(B)$ отсутствуют положительные значения.

С изменением температуры вид магнитного эффекта не меняется для всех образцов за исключением выделенного образца ($r = 9,8$ нм, $C = 10^{-1}$ моль/л). Для него, наблюдается зависимость описанная ранее для ЛБ пленок с изменением характера временной зависимости $g(B)$ при росте температуры ($T = 200$ К). Величина магнитного эффекта имеет значение порядка 33 % при температуре 100 К и достигает 40% при измерениях в диапазоне

температур 180-200 К. Таким образом, для образца с большим размером пор 9,8 нм с максимальной концентрацией молекул в стекле образуются микрокристаллы. Для остальных стекол даже при максимальной концентрации молекул в образцах не наблюдаются зависимости магнитного эффекта характерные для микрокристаллических кластеров молекул.

По результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Для молекул 1,2-БА в ЛБ пленках и пористых стеклах наблюдается кластеризация. Формируются кластеры с кристаллической и неупорядоченной структурами. На образование кристаллических структур влияет объем пространства, в котором происходит кластеризация. Для стекол с размером пор менее 9,8 нм образование кристаллических кластеров не зарегистрировано.

2. Уменьшение размерности системы, в которой протекает реакция ТТА, приводит к росту величины магнитного эффекта. Для температуры 100 К при переходе от ЛБ пленок к пористым стеклам происходит рост величины $g(B)$ от 15% для 10-слойной пленки до 33% для пористых стекол.

СЕКЦИЯ 4

НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА. АСТРОФИЗИКА

ФРАКТАЛЬНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ МЕРЫ

З.Ж. Жанабаев, С.Н. Ахтанов

НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, г. Алматы,

Актуальность: Во многих временных рядах: астрофизических, нейрофизических, нанотехнологических и других наблюдаются колебания с перемежаемой структурой. Перемежаемость – нерегулярное чередование устойчивых и неустойчивых колебаний. Для моделирования динамики подобных явлений было получено отображение перемежаемости, которое отличается от всех известных дифференциальных и дискретных моделей динамической системы, так как данное отображение реализует колебания с характеристиками, соответствующими критериям самоорганизации. Вышеперечисленные процессы с перемежаемостью реализуются в нелинейных, неравновесных и незамкнутых (открытых) системах, т.е. при наличии условий для самоорганизации. Процесс самоорганизации имеет самоподобные динамические характеристики, его фазовый портрет может быть странным (фрактальным) аттрактором.

Цель: моделирование в наиболее простом в виде перемежаемых процессов с всплесками, имеющих фрактальные, синергетические закономерности.

Теория: Рассмотрим эволюцию некоторой функции $x(t)$, связанной с фрактальной мерой (аддитивной величиной, характеризующейся измеримым множеством) по времени t запишем в виде

$$\frac{dx(t)}{dt} = \text{sign}\left(\frac{dx(t)}{dt}\right) \frac{|\Delta x|}{|\Delta t|^{1-\gamma_0}}, \quad (1)$$

где γ_0 - статистическая характеристика множества значений t , она введена с целью обеспечения условия Лифшица – Гельдера для ограничения производной $\frac{dx}{dt}$. Модуль приращения $|\Delta x|$ (масштаб измерения величины $x(t)$) заменим из условия фрактальности меры $x(t)$:

$$x = x_0 (|\Delta x|)^{-(D-d)}, \quad |\Delta x| = \left(\left| \frac{x}{x_0} \right| \right)^{-\frac{1}{\gamma}}, \quad \gamma = D - d, \quad (2)$$

где x_0 – нефрактальная регулярная мера, D - фрактальная размерность множества значений $x(t)$, d - топологическая размерность носителя меры.

Подставив формулу (2) в формулу (1) перейдем к дискретным разностям. Можно убедиться, что в дискретном случае знаковая функция будет связана с плотностью вероятности $\rho(x_i)$, где $i = 0, 1, 2, \dots$ - номер шага по времени реализации x .

Воспользуемся законом сохранения вероятности

$$\rho(x_i) \Delta x_i = \rho(x_{i+1}) \Delta x_{i+1}. \quad (3)$$

Принимая $\rho(x_i) = 1$, имеем

$$\rho(x_i) = \frac{\Delta x_i}{\Delta x_{i+1}}. \quad (4)$$

Для определения плотности вероятности нужно воспользоваться модулем производной в (4), если в формуле (4) учесть знак производной, то мы автоматически получим искомую знаковую функцию $\text{sign}\left(\frac{\Delta x_i}{\Delta x_{i+1}}\right)$.

С целью описания самоподобных свойств системы мы определяем производную в (4) в неподвижной точке $x_{i+1} = x_i$:

$$\mu_i = \left. \frac{\Delta x_i}{\Delta x_{i+1}} \right|_{x_i=x_{i+1}}. \quad (5)$$

Это выражение в дифференциальной форме в теории динамического хаоса называется мультипликатором.

С учетом формул (2), (4), (5) формулу (1) для случая $x_0 = 1$ запишем в виде

$$\frac{x_{i+1}}{\Delta t} = \frac{x_i}{\Delta t} + \mu_i |x_i|^{-\frac{1}{\gamma}} \Delta t^{\gamma_0-1} = \frac{x_i}{\Delta t} + \mu_i |x_i|^{-\frac{1}{\gamma}} \Delta t^{\gamma_0-1}. \quad (6)$$

В формуле (6), чтобы можно было выбрать одинаковые моменты времени, исключим величину γ_0 . Для этой цели выберем зависимость модуля $x_i(\Delta t)$ в виде обобщенного броуновского движения [1]

$$|x| = c \Delta t^H, \quad (7)$$

где c - коэффициент диффузии, H - показатель Херста.

Запишем (6) в следующем виде:

$$\frac{x_{i+1}}{\Delta t} = (x_i^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \Delta t^{-\gamma_0} + \mu_i) |x_i|^{-\frac{1}{\gamma}} \Delta t^{\gamma_0}. \quad (8)$$

Примем обозначение $c^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} = x_i^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \Delta t^{-\gamma_0}$. Вид обозначения выбран так, чтобы удовлетворить стандартным условиям

$$H > 1/2, 0 < \gamma_0 < 1. \quad (9)$$

Из (9) имеем:

$$|x_i| = c \Delta t^{\frac{(1+\gamma_0)\gamma}{1+\gamma}}. \quad (10)$$

Сравнивая формулы (10), (7) получим:

$$H = \frac{\gamma(1+\gamma_0)}{\gamma+1} > 1/2. \quad (11)$$

Отсюда следует, что всегда $\gamma > 1$, $D > d + 1$.

Принимая $\Delta t = 1$, окончательно запишем уравнение (8) в следующем виде:

$$x_{i+1} = (c^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} + \mu_i) |x_i|^{-\frac{1}{\gamma}}. \quad (12)$$

Продифференцировав (12) получим:

$$\mu_{i+1} = \left(\frac{\Delta x_{i+1}}{\Delta x_i} \right)_{x_i=x_{i+1}} = -\frac{1}{\gamma} (c^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} + \mu_i) |x_i|^{-\frac{1}{\gamma}-1}. \quad (13)$$

Формулы (12) и (13) представляют собой искомое отображение перемежаемости.

Один из параметров γ имеет смысл дробной части фрактальной размерности множества значений рассматриваемой физической величины, другой c - коэффициента пропорциональности в принятой скейлинговой зависимости.

Выводы: Полученное отображение описывает перемежаемые, хаотические эволюционные процессы. В отличие от известных моделей данное отображение реализует перемежаемость с сильными всплесками, т.е. сигналы типа «накопление - выброс» [2]. Важно то, что именно такие сигналы удовлетворяют критериям самоорганизации. Такие

сигналы ранее нами были получены теоретически, в схемотехническом, физическом экспериментах от радиотехнического генератора с фазовым управлением. Сходство реализаций имеет физическую основу. Фрактальность процесса, использованная при выводе отображения, является основным свойством самоорганизованных систем. В системе уравнений генератора динамического хаоса нами была принята нелинейная зависимость собственной частоты селективного контура от фазы обратной связи. Этот фактор тоже является одним из основных условий самоорганизации.

Мы благодарим проф. Закса М. за интерес к настоящей работе и ценные замечания.

Литература

1. Федер Е. Фракталы. – М.: Мир, 1991. – 254 с.
2. Жанабаев З.Ж. и Ахтанов С.Н. Универсальное отображение перемежаемости // Вестник КазНУ, серия физическая. - №2, 2011, с. 15-25.

АНСАМБЛЬ ГЛОБАЛЬНО НЕЛИНЕЙНО СВЯЗАННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

А.А.Темирбаев

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Концепция Курамото о существовании среднего поля широко применяется для описания ансамблей осцилляторов. Модели таких осцилляторов, где возникает среднее поле, также известно как осцилляторы с глобальной связью, которые характеризуют коллективную динамику колебательных объектов разной природы, включая светлячков, спонтанное биение атриальных клеток, лазеров, Джозефсоновских переходов, электрохимических осцилляторов и т.д.

В работе рассматривается коллективная динамика популяции электронных осцилляторов с предельным циклом в цепи глобальной обратной связи которой стоит линейный или нелинейный фазосдвигающий блок. Кроме стандартного перехода Курамото в случае линейной связи представлены и результаты перехода в режим самоорганизованной квазипериодичности (SOQ) в случае нелинейной связи, предсказанный [M.Rosenblum and A.Pikovsky, Phys.Rev.Lett., 98, 064101 (2007)]. В этом состоянии частоты осцилляторов отличается от частоты среднего поля и зависимость параметра порядка от силы связи не является монотонной.

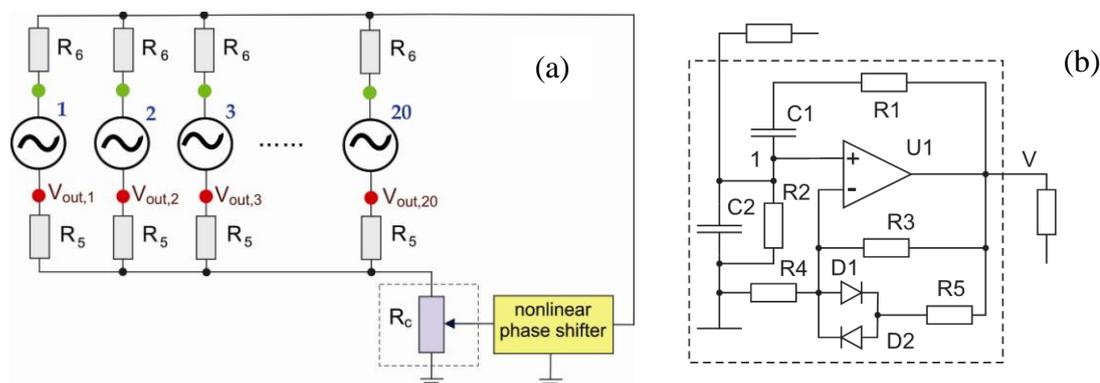


Рис. 1. Блок схема глобально связанных осцилляторов. Схема индивидуальних генераторов, показанная здесь как символ, приведен на рис.1(b)

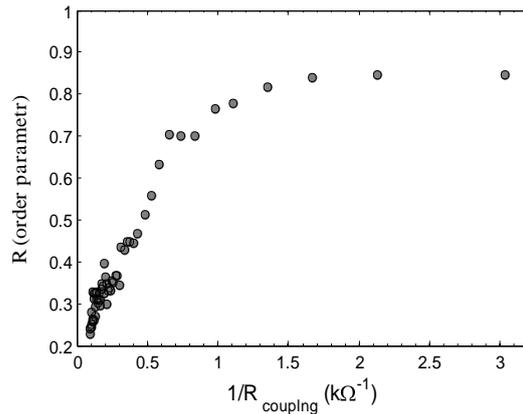


Рис.2 – Переход Курамото для ансамбля глобально связанных 20-ти осцилляторов. Ширина распределения частот $\delta=120$ Гц

На рис.2. показан стандартный переход Курамото. Из рисунка видно, что режим полной синхронизации наступает при больших значениях силы связи. На рис. 3 показана коллективная динамика ансамбля с нелинейной связью.

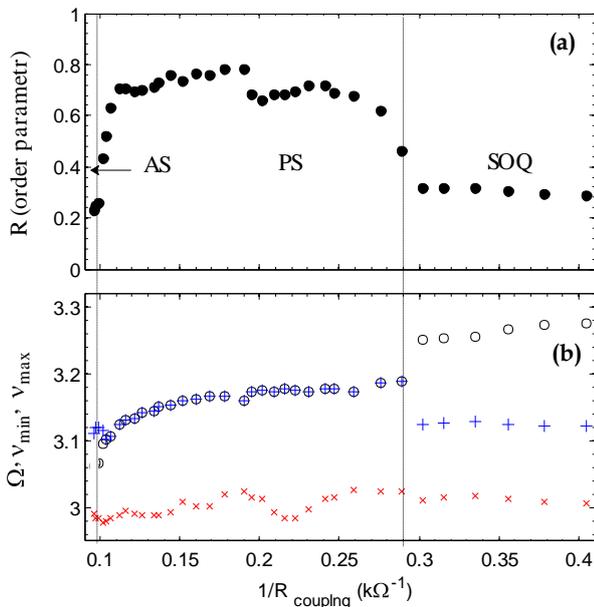


Рис.3. Динамика ансамбля с нелинейной связью для разных значений силы связи; ширина распределения частот $\delta=120$ Гц. (а): Амплитуда среднего поля от ϵ . (б): Частота среднего поля Ω (черные круги), частоты осцилляторов с наименьшей и наибольшей частотами в ансамбле, v_{\min} (красные крестики) v_{\max} (синие плюсики) как функция от ϵ .

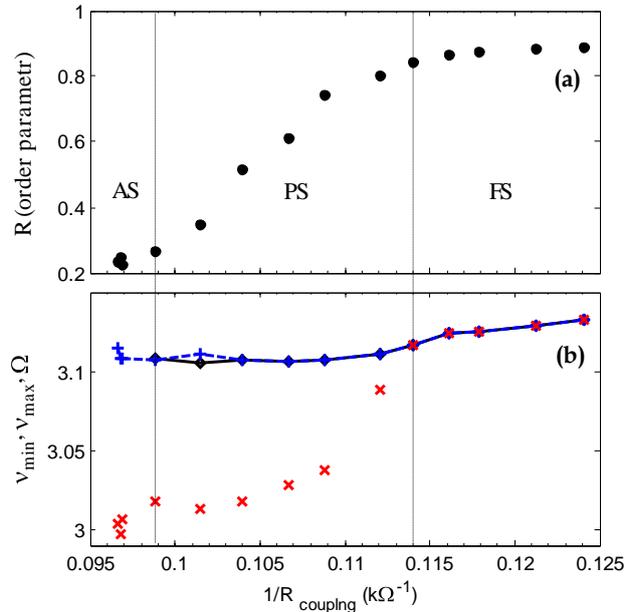


Рис.4. Динамика модели Курамото-Сакагучи для разных значений силы связи; ширина распределение частот $\delta=120$ Гц. $\beta_0=0.45\pi$. (а): Амплитуда среднего поля от ϵ . (б): Частота среднего поля Ω (черная сплошная линия), частоты осцилляторов с наименьшей и наибольшей частотами в ансамбле, v_{\min} (красные крестики) v_{\max} (синие пунктирные линии) как функция от ϵ .

Вертикальные пунктирные линии разделяют различные динамические состояния: асинхронное (AS), частично синхронизованное (PS) и состояние самоорганизованной квазипериодичности (SOQ).

Как видно из рис.3., с ростом силы глобальной обратной связи между осцилляторами ансамбля среднее поле претерпевает качественные изменения. Основной причиной этого является нелинейный сдвиг фаз колебаний обратной связи в зависимости от их амплитуды

(силы связи ε). Существование различных режимов изменения среднего поля наглядно поясняет изменения характерных частот в зависимости от ε рис.3(b). На рис.4. показана динамика ансамбля, когда в цепи глобальной обратной связи присутствует только линейный сдвиг. Это соответствует модели Курамото-Сакагучи.

Литература

1. A. Pikovsky, M. Rosenblum, and J. Kurths, Synchronization: A Universal Concept in Nonlinear Science (Cambridge University Press, Cambridge, 2001).
2. M. Rosenblum and A. Pikovsky, Phys. Rev. Lett. 98,064101 (2007).
3. Y. Baibolatov, M. Rosenblum, Z. Z. Zhanabaev, M. Kyzgarina, and A. Pikovsky, Phys. Rev. E 80, 046211 (2009).
4. Y. Baibolatov, M. Rosenblum, Z. Z. Zhanabaev, and A. Pikovsky, Phys. Rev. E 82, 016212 (2010).

ЭЛЕКТРОННАЯ СХЕМА ДЛЯ АВТОМАТИЗАЦИИ НА БАЗЕ AVR-МИКРОКОНТРОЛЛЕРОВ

О.К. Туенбаев*, **Н.Е. Алмасбеков**, **М.К. Ибраимов**, **А.А. Рустемов**
*ДТОО «Институт космической техники и технологии», Алматы, Казахстан
КазНУ им. аль-Ф араби, Алматы, Казахстан

Применение программных микроконтроллеров и создание автоматизированной системы управления является важной и актуальной задачей современной радиотехники и электроники, реализации дистанционного обучения.

Связи с этим постоянно растет число выпускаемых производителями разнообразных программных и аппаратных средств. Микроконтроллеры AVR являются новым промышленным стандартом среди 8-разрядных микроконтроллеров общего применения [1].

На базе схемы разработанной ДТОО «ИКТТ» в среде AVR Studio создан алгоритм задач, который выполняет определенные задачи с помощью схемы управления (рис.1).

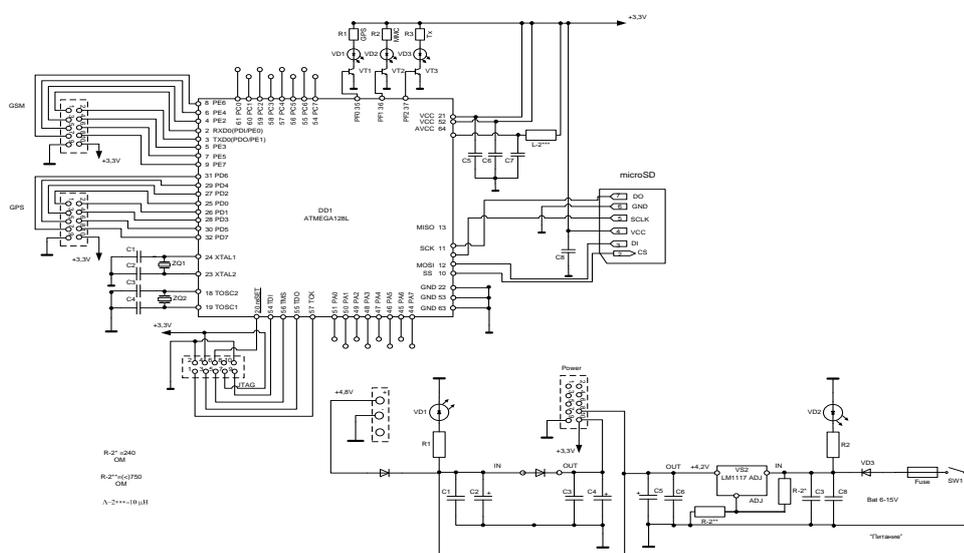


Рис.1. Схема управления устройством с программируемым МК

```

    ///                                     if (strcmp(UserTmpForRxUart1, "OnLightN_2", 10) ==
0) On_Light_N_2(); //+++++
    ///                                     if (strcmp(UserTmpForRxUart1, "OffLightN_2", 11) ==
0) Off_Light_N_2(); //+++++++

    On_Light_N_2()      {
    cbi(PORTC, 5);
    cbi(PORTC, 7);
    cbi(PORTC, 2);
    delay_ms(300);
    sbi(PORTC, 1); //+++++
    ///cbi(PORTD, 0); //+++++

    rprintf("\r\n");
    rprintf("On_Light_N_2 ");
    rprintf("\r\n");
    rprintf("\r\n");

```

Выше приведена часть блока, отвечающая за отдельную функцию вывода аппаратного устройства. Таким образом осуществлялись и другие функции управления через порты ввода/вывод микроконтроллера ATmega 128, который может служить для самых разнообразных внешних устройств.

На базе этих разработок имеется возможность осуществить дистанционное управление телескопом.

Литература

1. Программирование на языке C для AVR и PIC микроконтроллеров./Сост. Ю.А. Шпак – К.: "МК-Пресс".

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ ЗЕМЛИ

В.В. Оскомов, Н.О. Садуев, К.О. Мендибаев, А.И. Жумабаев

НИИЭТФ, Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Аналитически решить задачу о прохождении космического излучения через атмосферу невозможно из-за сложности и многообразия процессов взаимодействия высокоэнергетических частиц с атмосферой.

Возможны два подхода к решению этой задачи. Первый основан на решении интегро-дифференциального уравнения переноса частиц в среде, а второй – на исследовании процессов частиц в веществе методом статистических испытаний, т.е. методом Монте-Карло. Широко распространен прием решения интегро-дифференциального уравнения переноса, заключающийся в том, что вводится ряд допущений, позволяющих получить аналитическое решение упрощенного уравнения.

Однако при этом зачастую невозможно оценить некоторые важные факторы, например, ионизационное взаимодействие падающих заряженных частиц с ядрами атомов среды, если учесть трехмерность актов взаимодействия. Другой путь, основанный в поисках приближенных решений уравнения переноса численными методами, позволяет получить решения, учитывающие многие физические факторы.

Этот метод обладает двумя особенностями: во-первых, он позволяет учесть многие важные факторы, например сложную геометрию среды, трехмерность актов взаимодействия, ядерные и ионизационные потери энергии и пр., а во-вторых, точность решение можно «планировать» заранее, поскольку его погрешность.

CORSIKA - монтекарловская программа для изучения эволюции и свойств широких атмосферных ливней. Она была разработана для моделирования эксперимента, нацеленном на измерении элементарного состава первичного космического излучения в энергическом диапазоне с энергий $3 \cdot 10^{14}$ - $5 \cdot 10^{16}$ эВ.

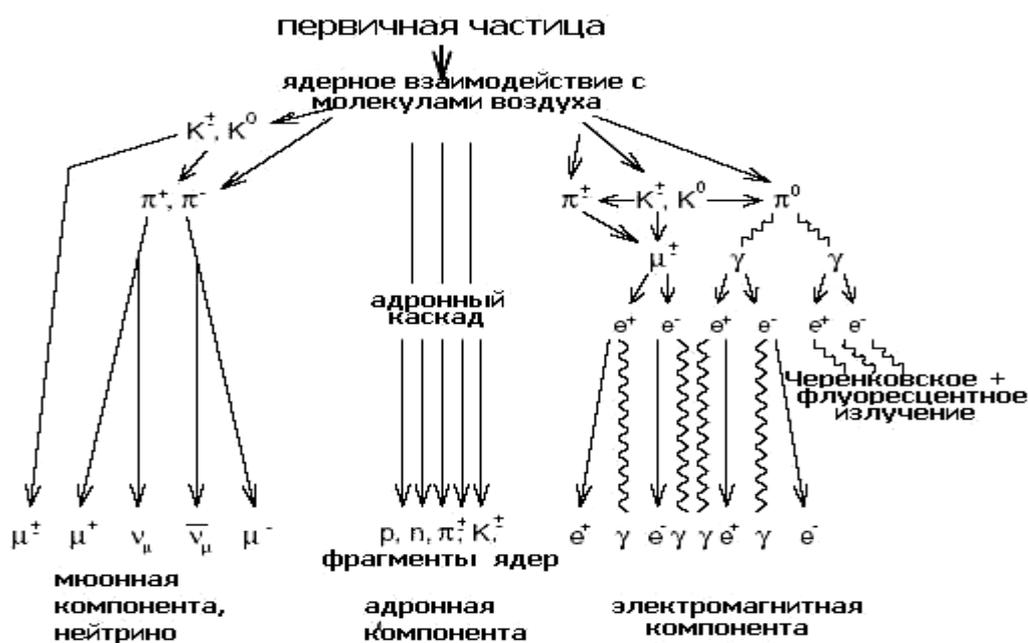


Рис. 1 – Общая картина процессов, сопровождающих прохождение КИ через атмосферу.

Литература:

1. Мурзин В.С. Введение в физику космических лучей М., 1988.
2. Ракобольская И.В., Калмыков Н.Н. Введение в физику космических лучей: конспект лекций, часть 3.М., 2004.

МАГНИТОЭЛЕКТРОНИКА СВЧ

Бичурин М.И., Петров Р.В., Татаренко А.С.

Новгородский государственный университет, Великий Новгород, Россия

Современное развитие СВЧ техники формирует особые требования к антенным системам, которые проектируются по модульному принципу. Фазированные антенные решетки (ФАР), исполняемые как в стационарном, так и подвижном варианте, позволяют решать задачи по обнаружению удалённых объектов, скорости и направлению их перемещения, дальности обнаружения, размерам и возможному составу объекта. При анализе используются различные параметры сигнала во временной области, частотном диапазоне, чувствительности, мощности излучения и др. Для построения модулей ФАР

используются различные материалы и устройства, обеспечивающие заданные параметры. Антенная система может состоять из микрополосковых, щелевых, вибраторных либо иного типа излучателей. В качестве усилителей и генераторов используются полупроводниковые приборы, а на больших мощностях электронные лампы. Атенюаторы чаще всего это резистивные или полупроводниковые материалы. Фазовращатели – транзисторные структуры, р-і-п диоды, ферритовые устройства. В то же время использование новых материалов, устройств и даже технологий обеспечивает конкурентное техническое и экономическое преимущество, создавая тем самым условия для научно-технического прогресса. В данном сообщении предлагается использовать слоистые феррит-пьезоэлектрические структуры в сочетании с резонансными явлениями для проектирования магнитоэлектрических (МЭ) СВЧ устройств и модулей ФАР на их основе. Слоистые феррит-пьезоэлектрические структуры являются идеальным объектом для создания СВЧ МЭ устройств. Использование электромеханического, ферромагнитного и магнитоакустического резонансов, магнитодипольных и электродипольных переходов в этих структурах позволяет проектировать новые СВЧ МЭ устройства и создавать на их основе различные модули.

Магнитоэлектрический эффект заключается в возникновении намагниченности в материале под действием электрического поля и электрической поляризации под действием магнитного поля. К магнитоэлектрическим материалам относят такие материалы, которые, в общем случае, обладают магнитным и электрическим упорядочением. Наличие в этих материалах взаимодействующих между собой магнитной и электрической подсистем приводит к различным МЭ эффектам, которые могут быть использованы при решении научных и прикладных задач.

Композиционные объемные, в общем случае многофазные, материалы представляют собой изготовленные по керамической технологии механические смеси магнитных и электрических компонентов. В качестве примера композиционных МЭ материалов можно привести такие смеси, как никель-цинковая шпинель ($\text{Ni}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$) — титанат бария (BaTiO_3), железо-иттриевый гранат ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) – пьезокерамика типа ЦТС и др. Композиционные многослойные МЭ материалы образуются посредством механического контакта магнитных и электрических составляющих структуры. Использование в устройствах слоистых композитов, которые состоят из чередующихся слоев двух фаз, позволяет лучше контролировать химический состав (слои готовятся отдельно) и механическое сцепление слоев. При этом исключается возможность образования проводящих каналов в вертикальном направлении и существенно улучшается качество создаваемых приборов. В слоистых структурах было обнаружено гигантское магнитоэлектрическое взаимодействие при комнатной температуре с величиной МЭ коэффициента $\alpha > 10 \text{ В}/(\text{см}\cdot\text{Э})$ достаточное для создания практических устройств. Далее, с изготовлением столбчатых наноструктур, в которых связь с подложкой уже не препятствует растяжению/сжатию столбцов в вертикальном направлении, появились новые возможности для МЭ микро- и нанoeлектроники. Самоорганизация таких структур наблюдается при гетероэпитаксии – одновременном осаждении на подложку двух фаз: пьезоэлектрической (например, перовскит BaTiO_3) и магнитоэлектрической (например, шпинель CoFe_2O_4). Магнитоэлектрическое взаимодействие в столбчатых структурах проявляется в виде скачка намагниченности вблизи температуры сегнетоэлектрического перехода BaTiO_3 ($T_C=390\text{K}$). Дополнительные возможности возникают при размерах наноструктур, составляющих несколько межатомных расстояний. В этом случае фазы композита влияют на внутреннее строение и свойства друг друга. Так чередующиеся слои антиферромагнетиков LaCoO_3 и LaFeO_3 принимают ферромагнитные свойства, а чередование слоев SrTiO_3 и BaTiO_3 приводит к резкому усилению сегнетоэлектрических свойств материала. Руководствуясь этим, можно создать сверхрешетку из магнитного материала $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ и сегнетоэлектрика $(\text{Ba}_{1-x}\text{Sr}_x)\text{TiO}_3$.

В СВЧ устройствах на МЭ композитах используются различные свойства МЭ эффекта. Наиболее сильно МЭ эффект проявляется в виде сдвига резонансной линии ФМР под действием управляющего электрического поля. МЭ композит в этом случае играет роль резонатора. Управление электрическим полем позволяет осуществить перестройку характеристик устройства в широком диапазоне частот. Конструкция МЭ СВЧ устройства предполагает наличие МЭ резонатора, который устанавливается на микрополосковой линии или резонансном шлейфе, щелевой линии либо в волноводе в области круговой поляризации СВЧ поля. Круговая поляризация СВЧ поля позволяет более эффективно использовать ферритовую компоненту материала, увеличивая магнитную восприимчивость. В зависимости от назначения устройства выбирается рабочая точка. В случае аттенюатора, устройство настраивается на резонансное поглощение, для фазовращателя, выбирается область вблизи резонанса с наименьшим поглощением, но наибольшей глубиной регулировки фазы. В качестве материалов оптимальным составом является применение слоистой структуры или композита из железиттриевого граната и пьезокерамики ЦТС.

В качестве примера рассмотрим МЭ приемный модуль ФАР. Основными элементами данного модуля являются устройства, сконструированные с применением МЭ эффекта: приемная микрополосковая антенна; фильтр-преселектор, предотвращающий перегрузку приемного тракта; аттенюатор, обеспечивающий амплитудное распределение сигнала по раскрытию решетки; фазовращатель, задающий фазовое распределение сигнала; гиратор, для обеспечения согласования элементов тракта; усилитель, состоящий из одного или более каскадов активного усиления, и детектор, для выделения огибающей сигнала. Реализация МЭ приемного модуля СВЧ ФАР, созданного на МЭ устройствах, обеспечивает технологическую совместимость изготовления отдельных частей модуля, миниатюризацию и улучшенные выходные параметры антенной системы.

Полученные результаты показывают перспективность рассмотренных МЭ СВЧ устройств для конструирования приемных модулей ФАР. Оценки показывают, что такой МЭ приемный модуль может обеспечивать приемлемую чувствительность в заданной полосе частот. Разработка и применение новых слоистых феррит-пьезоэлектрических структур с повышенными свойствами позволит существенно улучшить характеристики модулей и ФАР в целом. Дальнейшее развитие интегральной МЭ технологии, использующей, например, многослойные феррит-пьезоэлектрические структуры, позволит создавать многофункциональные устройства магнитоэлектроники СВЧ и на их основе высокоинтегрированные модули ФАР.

О ПРЕПОДАВАНИИ АСТРОФИЗИКИ В ПЕДАГОГИЧЕСКОМ ВУЗЕ

Мартынюк М.Т., Ткаченко И.А., Краснобокий Ю.Н.

*Уманский государственный педагогический университет имени Павла Тычины, Умань,
Украина*

Астрономия и физика являются фундаментальными естественнонаучными дисциплинами, основой формирования современной научной картины мира. Изучая астрономию, необходимо в полной мере использовать знание и умение учеников, какие они получили благодаря изучению других естественнонаучных предметов, в первую очередь физики. Конкретизация знаний о физических теориях и отдельных теоретических положениях современной физики на астрономическом материале (и наоборот), а также обоснование данных современной космологии на основе фундаментальных физических

теорий является убедительной иллюстрацией взаимосвязи эмпирических и теоретических методов (и уровней) познания и современных тенденций этой взаимосвязи. Интегрировано углубленное рассмотрение явлений, процессов и закономерностей природы, анализ функционирования универсальных законов, параллельно в курсах разных дисциплин дает более глубокое осознание целостной картины мира, позволяет отойти от схоластических представлений о фундаментальных закономерностях.

Взаимосвязь астрономии и физики более, чем очевидная – астрономия содержит в себе весь диапазон понятий современной физики и в полной мере базируется на ее законах. Поэтому, преподавание астрофизики осуществляется с учетом особенностей методик изучения тех или иных астрофизических явлений и процессов. Возникает проблема более широкого внедрения принципа наглядности в учебу для восприятия специально предметных теоретических и практических знаний по физике и астрономии.

Для обеспечения реализации демонстрационно-иллюстративных методов обучения в преподавании астрофизики на физико-математическом факультете Уманского государственного педагогического университета имени Павла Тычины функционирует ряд физических лабораторий и учебно-воспитательный центр УВЦ "Планетарий" (о его создании и особенностях работы более подробно изложено на сайте udpu.org.ua).

Специфика проведения занятий в УВЦ "Планетарий" состоит в том, что на его базе с успехом можно учить как младших школьников (даже детей дошкольного возраста), учеников основной и старшей школы, так и студентов, а также проводить секционные заседания научно-практических конференций, семинаров, диспутов и т.п.

Проведение демонстрационных наблюдений в сочетании с фрагментами интерактивных лекций, как одной из форм лабораторного эксперимента в Планетарии, имеет ряд преимуществ по сравнению с естественными наблюдениями различных природных явлений. Достигается это, прежде всего за счет использования современной системы средств обучения. С развитием системы средств обучения нового поколения появляются дополнительные технико-технологические и дидактические возможности применения современных технологий. Это обуславливает удобство использования инновационных технологий и широкие возможности по наглядности и динамичности изложения материала, активное взаимодействие с источником информации. Возникает все большая потребность в создании системы форм учебной работы и соответствующих им программно-аппаратных средств, на основе дидактических принципов, которые обеспечивали бы целенаправленное управление учебно-познавательной деятельностью студентов. При таких условиях увеличивается эвристическая составляющая учебного процесса по астрофизике за счет применения интерактивных форм занятий и мультимедийных средств обучения.

Вместе с тем, система средств обучения включает в себя интегрированные средства обучения, структура которых определяется многоцелевой направленностью их учебно-воспитательного использования – подцелей, по которым формируются и используются педагогические технологии. Более полно реализовать потенциал естественнонаучного образования позволяет применение системы средств обучения, используемых в астрономии для процесса изучения всех естественнонаучных дисциплин и, в частности, астрофизики. Способность современных средств обучения обеспечивать деятельность по нескольким структурам дает возможность покрытия ими широкого спектра учебных целей, определяет их многоцелевое учебное использование. Многообразие вариантов, возможность многоструктурной организации комплексов средств обучения обеспечивает создание с их помощью условий для формирования поведения субъекта обучения в различных ситуациях, которые связаны с принятием адекватных решений.

Непосредственно средства обучения астрономии определяют специфические смысловые предметные линии, предусматривая технологические особенности учебно-воспитательного процесса по этому предмету. Особенность конструкции УВЦ «Планетарий» (наличие подъемного механизма для возвратно-поступательного движения верхней части

купола – части проекции звездного неба) открывает совершенно новые возможности представлять и иллюстрировать реальные астрофизические объекты или их искусственные модельные отпечатки, создает практические условия для моделирования и демонстрации разнообразных природных процессов и объектов. Наличие соответствующей материальной имитационной среды создает дополнительные возможности для гибкого моделирования и отображения учебно-воспитательных ситуаций, учебных объектов и процессов. В связи с этим, проблемное задание можно представить, опираясь на обобщенную модель задачи, которая включает в себя две относительно независимые, но диалектически взаимообусловленные и взаимосвязанные ее части: формирующую (часть задания, которая предусматривает описание проблемной отрасли и формулировку целей задания) и реализующую (действенную часть задания, его процесс, включая методы и средства, которые применяются или предусматриваются применить для решения данного задания или класса заданий). Например, закон Хаббла, сравнение средней плотности Вселенной, с критической плотностью (эволюция Вселенной), красное смещение небесных объектов (эффект Доплера) воспроизводятся в модельном варианте идеализированного лабораторного эксперимента. При этом студенты (ученики), находясь в центре искусственной небесной сферы, непосредственно наблюдают эффекты разбегания звезд (изменение радиальной и тангенциальной составляющей скорости собственного движения звездных объектов), изменения физических свойств пространства, которые возникают благодаря действию специального оборудования и приводных механизмов. В таких условиях в учащиеся активизируется работа всех анализаторов: зрения, слуха и движения; обеспечивается единство действий, эмоций и волевых усилий, в том числе благодаря эффекту quadroакустического звукового резонанса. Восприятие информации астрономического наполнения происходит через сочетание предметно-адаптивных и аналитически-моторных компонентов усвоения содержания астрофизических понятий.

Таким образом, процесс адекватного усвоения астрофизических понятий заключается в аккумуляции совокупности определенных познавательных операций, которые переводят субъект обучения в состояние более глубокого понимания изучаемого материала и ценностных суждений, трансформируясь в накопление системы новых естественнонаучных знаний.

СЦИНТИЛЯЦИОННЫЙ ДЕТЕКТОР БОЛЬШОЙ ПЛОЩАДИ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ НАКЛОННЫХ ЛИВНЕЙ ШАЛ

В.В. Оскомов, Б.А. Искаков, Т.Н. Тулебаев
КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Традиционно, установки для регистрации ШАЛ (широкий атмосферный ливень) представляют собой набор синхронизованных по времени детекторов, размещенных в регулярном порядке на большой площади и измеряющих амплитуду сигнала-отклика и время события. По амплитуде отклика детектора оценивается число частиц, прошедших через него в момент регистрации ШАЛ. Время срабатывания используется для определения направления прихода фронта ШАЛ [1].

В последнее время широкое распространение получили конструкции СЦ детекторов со светосбором на основе спектросмещающих переизлучателей-шифтеров. Один из них тонкий СЦ счетчик. Регистрирующая часть СЦ счетчиков размером 1000×1000×10 мм собрана из 50-ти СЦ пластин с размерами 200×200×5 мм виде двухслойной матрицы 5×5 элементов.

СЦ пластины размещены на основании из ДВП толщиной 4 мм в два слоя и неподвижно закреплены таким образом, чтобы пазы располагались в одну линию, образуя в результате в каждом слое пластин 20 пазов длиной 1000 мм.

В пазы, расположенные в верхнем слое СЦ пластин, вставляются спектросмещающие оптические волокна в количестве 40 штук, предназначенные для передачи на фотоприемник оптического излучения, возникающего в сцинтилляционных пластинах при прохождении через счетчик заряженных частиц.

Светосбор осуществляется с помощью спектросмещающих волокон-файберов. В каждой пластине имеются 4 канавки с шагом 3.6 см глубиной 2.2 мм на расстоянии 4.6 см от краев. В эти канавки клеены волокна диаметром 1 мм. Концы волокон собраны в жгут, проклеены и отполированы. Торец жгута закреплен вплотную к фотокатоду ФЭУ. Счетчик является компактным, легким и удобным для эксплуатации.

В ходе проведенного тестирования счетчика были измерены спектрометрические и временные характеристики, неоднородность светосбора. Неоднородность световыходов изучалась с помощью релятивистских заряженных частиц (в основном мюонов), выделяемых сцинтилляционным телескопом [2].

Оптоволоконные счетчики обладают рядом преимуществ по отношению к традиционным: слабая чувствительность малогабаритного и относительно дешевого ФЭУ к геомагнитному полю, хорошая однородность световыходов; приемлемое временное разрешение, компактная и легко монтируемая конструкция. При создании установок с большим количеством детекторов, возникает вопрос об оптимальной толщине такого счетчика с точки зрения двух противоречивых требований: необходимости получения хорошо разрешимого мюонного пика в режиме самозапуска, с одной стороны, и минимальный вес и стоимость сцинтиллятора, с другой.

Сопоставление результатов полученных для счетчиков с толщинами сцинтиллятора 1 см и 5 см, позволило сделать оценку мин. толщины сцинтиллятора. Толщина сцинтиллятора должна быть не менее 3 см. тонкий счетчик не имеет хорошо различимого мюонного пика и нуждается в дополнительной системе калибровки. Такая калибровка может быть обеспечена в ливневых установках с кластерной организацией работы счетчиков на основе внутрикластерного триггера [3].

Литература

1. Ракобольская И.В., Калмыков Н.Н. Введение в физику космических лучей: конспект лекций, часть III. М., 2004.
2. Калмыков Н.Н. Космические лучи сверхвысоких энергий: цикл лекции по проблемам физики космических лучей и сверхвысоких энергий. М., 2001.
3. Немченко И.Б., Саламатин А.В., Шейн И.В., 30-я ВККЛ, Санкт-Петербург, 2008.

УПРАВЛЕНИЕ ТЕЛЕСКОПА С ПОМОЩЬЮ РАДИОМОДУЛЯ XBEE-PRO

Н.Е. Алмасбеков, О.К. Туенбаев*, Е.С. Салкынбаев

КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

**ДТОО «Институт космической техники и технологии», Алматы, Казахстан*

Возможности работы с удаленным доступом и дистанционное управление телескопом создают интерес не только среди научных исследователей и специалистов, но и среди радиолюбителей.

В этой работе для дистанционного управления использовались радиомодули Xbee- Pro.

Области применения этих модулей это автоматизация промышленного производства, мониторинг окружающей среды, мониторинг технологических процессов в производстве, «умный» дом и т.д. Модули потребляют минимум энергии и обеспечивают надежную передачу данных между удаленными устройствами.

В качестве экспериментального макета мы взяли телескоп Bushnell North Star. Для беспроводного управления телескопом нами была разработана схема и изготовлена плата управления, аппаратное средство со встроенной беспроводной чип-антенной. Введение телескопа в рабочий режим и изменение направления вращения двигателей по высоте и азимуту осуществляется дистанционным образом с удаленного персонального компьютера.

На рис.1.(а), (б) беспроводные передатчики Xbee- Pro стандарта 802.11.15.4 с частотой 2,4 ГГц (нелицензируемый). Команды подаются с персонального компьютера с помощью пользовательского интерфейса в символьном виде через коммуникационный порт. В качестве пользовательского интерфейса используется стандартный терминал.

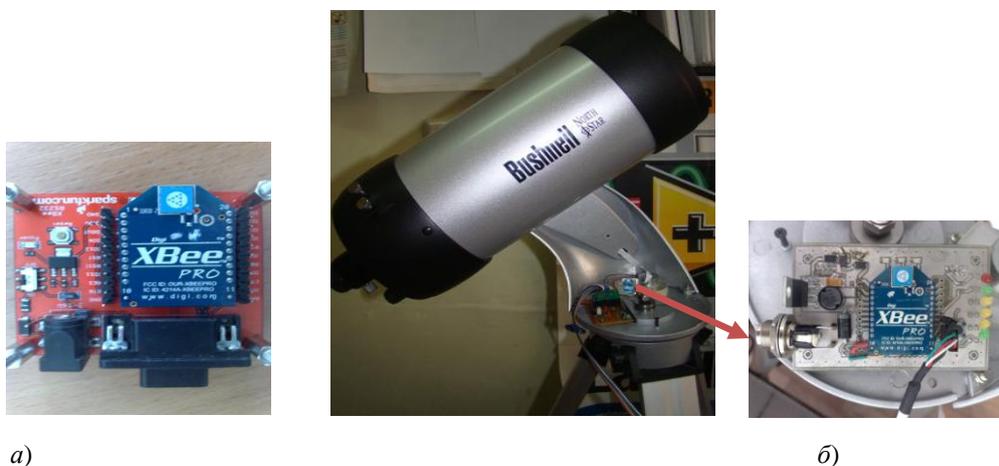


Рис.1. Экспериментальная установка с применением радиомодулей Xbee- Pro (а) передатчик, (б) приемник.

Так же здесь предусмотрены технические задачи, исключающие противоречащих команд, временные синхронизации исполнительных механизмов и общее время выполнения команд.

На базе этой работы разрабатывается улучшенный пользовательский интерфейс, предназначенный для автоматизированного телескопа.

Литература

1. Пушкарёв О.В. Передача данных в ZigBee-сети с помощью модулей Xbee ZNet 2.5// Новости электроники. 2008. № 3. С.27-31.
2. Бараш Л.Е. Многообразие стандартов беспроводных технологий// Компьютерное обозрение. 2003. № 10. С.25-28.

РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА ОЦЕНКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СОВМЕСТИМОСТИ В СЕТИ CDMA

М.У. Джаманшалов, Н.Е. Алмасбеков
КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Интенсивное развитие систем персональной радиосвязи привело к их значительной концентрации, особенно в крупных городах. Следствием этого является усложнение электромагнитной обстановки (ЭМО) и возрастание как внутрисистемных (внутри одной сети), так и межсистемных (между различными сетями) помех, что усложнило проблему совместного функционирования радиоэлектронных средств. Однако развитие технологий планирования, включающих оценку электромагнитной совместимости (ЭМС), отстает от развития радиотелекоммуникационных систем, что усложняет развивающуюся ситуацию, и приводит к накоплению ошибок. Основным методом оценки ЭМС является математическое моделирование, в том числе компьютерный эксперимент, проводимый на основе математических моделей излучений радиопередатчиков (РПД), восприимчивости радиоприемников (РПМ), антенно-фидерных устройств (АФУ), распространения радиоволн, различных шумовых и помеховых воздействий, процессов взаимовлияния радиоэлектронных средств (РЭС) друг на друга.

Практическая реализация алгоритмов статистической оценки ЭМС ССС, методом Монте-Карло представлена в рекомендованных международным союзом электросвязи (МСЭ) [8-14] пакетах программ SEAMCAT-2 и SEAMCAT-3 (Spectrum Engineering Advanced Monte-Carlo Analysis Tool) разработанным ERC (European radiocommunications committee). В SEAMCAT-2 моделирование основано на генерации и обработке серий реализаций функционирования сети, каждая из которых представляет собой выборку случайных значений ряда статистических параметров сети на основе их заданных распределений. Вычисляются значения мощности сигнала и помех на входах РПМ. Расчетные значения отношения энергии сигнала на бит к шуму γ проверяются на выполнение заданных требований по ЭМС. Результатом обработки группы реализаций является вероятность выполнения условий ЭМС. Предложены методика и алгоритмы статистической оценки внутрисистемной электромагнитной совместимости сети сотовой связи, основанные на генерации и обработке множества случайных снимков системы. Реализация полученных результатов в составе специализированной геоинформационной системы частотно-территориального планирования, позволяет проводить оценку электромагнитной совместимости различных сетей сотовой связи в реальных условиях функционирования. Результаты исследований пригодны для практического использования операторами и проектировщиками сетей сотовой связи при планировании и оптимизации сети. Результаты моделирования: Значения смещения и СКО, рассчитанные для отношения энергии чипа пилот - сигнала к плотности шума, составляют -1,1 дБ и 4,0 дБ; для уровня мощности передатчика МС: -2,2 дБ и 6.7 дБ для уровня мощности на входе МС: 2,8 дБ и 6,1 дБ.

Для каждого параметра сопоставление расчетных и измеренных данных проводилось на основе расчетов смещения (среднего значения отклонения измеренных от расчетных значений) и среднеквадратичного отклонения (СКО). По каждому узлу сетки формируется несколько случайных снимков, которые определяются случайной расстановкой МС в других узлах сетки области анализа.

Рассчитываются значения $\gamma_{BC,i}$ и по формуле

$$Y_{BC,i} = \frac{\left(\frac{P_{MC,j}^{pc} G_{MC} G_{BC,j}(\theta_{ij})}{L_{ij}} \right) \cdot W}{P_{Ш,BC} + (1-\beta) \sum_{k=i}^{N_{MC,j}} U_k \frac{P_{MC,jk}^{pc} G_{MC} G_{BC,j}(\theta_{kj})}{L_{kj}} + \sum_{m=1}^{N_{BC}} \sum_{j \in \Omega_m} U_j \frac{P_{MC,j}^{pc} G_{MC} G_{BC,j}(\theta_{jl})}{L_{jl}} + P_{Внеш}}$$

Число снимков N^i определяется по критерию

$$\Delta \bar{P}_{\Sigma MC}(k) = \left| \bar{P}_{\Sigma MC}(k) - \bar{P}_{\Sigma MC}(k - dN_s) \right| \leq \varepsilon_{P_{\Sigma MC}}$$

По полученным наборам значений в каждом узле рассчитывается вероятность отказа

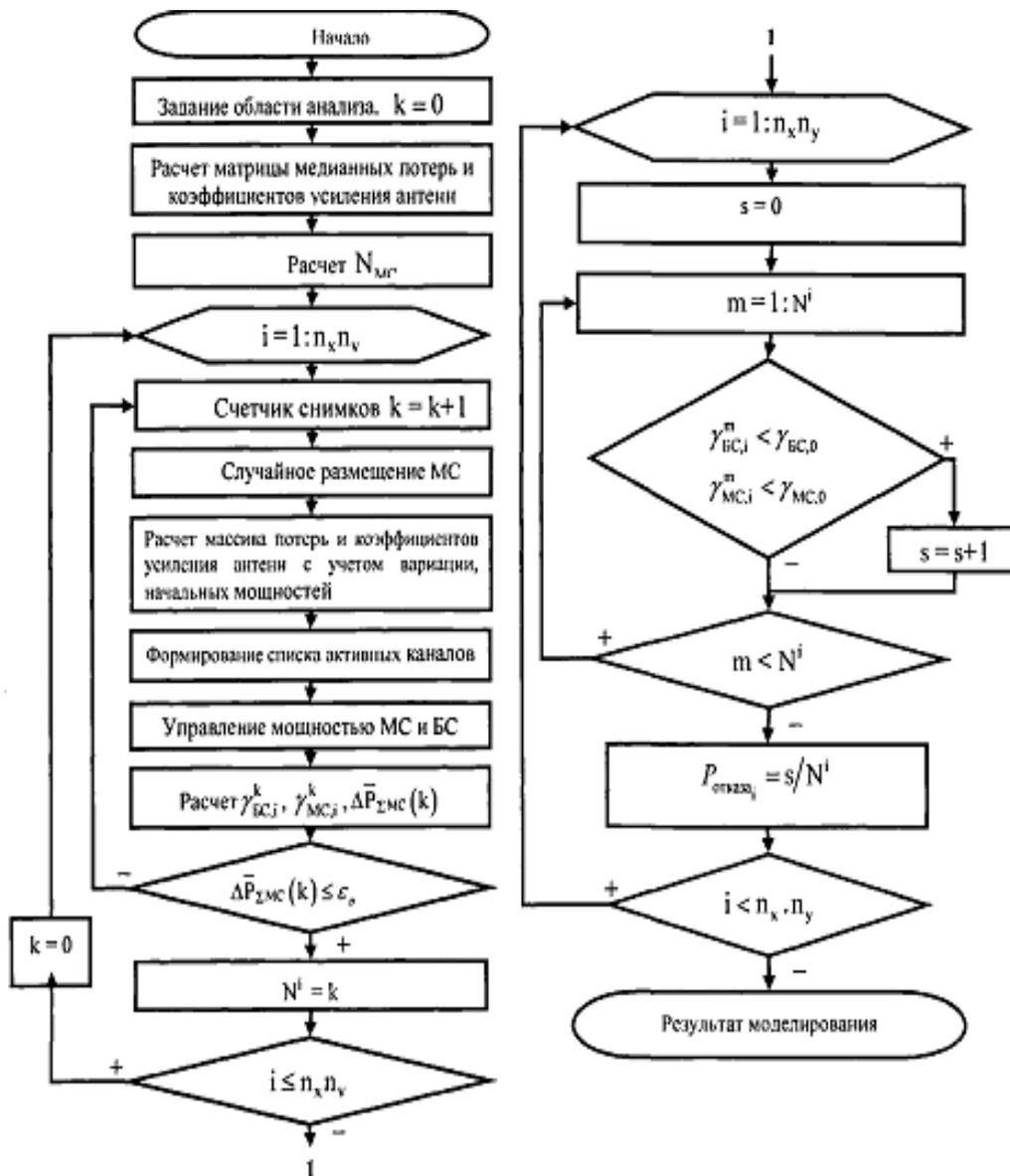


Рис.1. Алгоритм оценки ЭМС системы CDMA

Литература

1. Monte-carlo simulation methodology for the use in sharing and compatibility studies between different radio services or systems. Naples, February 2000 revised in Regensburg, May 2001 and Baden, June 2002.

МЕТОДЫ ПРАКТИЧЕСКОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДИНАМИЧЕСКОГО ХАОСА ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ГЕНЕРАЦИИ ИНФОРМАЦИИ, ЕЕ ОБРАБОТКИ, ПЕРЕДАЧИ И ХРАНЕНИЯ

А.К. Иманбаева, Э. Актасова

*НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан
akmaral@physics.kz*

Использование хаотических сигналов для скрытой передачи информации является актуальной задачей. Имеются различные способы передачи информационного сигнала, использующие хаотическую динамику:

- Хаотическая маскировка.
- Переключение хаотических режимов.
- Нелинейное подмешивание.
- Частотная модуляция хаотическим сигналом и др.

Метод определения параметров систем с запаздыванием по временному ряду наблюдаемой и выделение сообщения при способе передачи информации, использующем нелинейное подмешивание информационного сигнала в хаотический сигнал системы с запаздыванием.

Схема связи с нелинейным подмешиванием информационного сигнала в хаотический была предложена в работах [1-3].

В качестве генераторов хаотических сигналов использованы кольцевой генератор с 1,5 степенями свободы и кольцевая схема на основе системы Чуа.

Такие системы связи, использующие сигналы систем с запаздыванием, обладают недостаточной скрытностью, несмотря на высокую размерность и большое число положительных ляпуновских показателей хаотических аттракторов таких систем. В работах [4-5] предложена автоколебательная система с быстропеременным нелинейным преобразователем. Разность фаз между узлами учитывается модуляцией собственного времени колебательного контура. Показано, что предлагаемая динамическая система может иметь различные применения: для описания сложных природных явлений, биофизических процессов, для защиты информации и т.д.

Литература

1. Волковский А.Р., Рульков Н.В. // Письма в ЖТФ. 1993. – Т.19. – В.3. – С.71-75.
2. Dmitriev A.S., Panas A.I., Starkov S.O. // Int. J. of Bifurcation and Chaos. 1995. V. 5. N 4. P. 1249-1254.
3. Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. // Письма в ЖТФ. 2002. – Т.28. – В.16. – С.37-43.
4. Жанабаев З.Ж., Тарасов С.Б. и др. Генератор сверхширокополосных хаотических сигналов с регулируемой базой. // Радиолокация, навигация, связь. Сборник докладов межд. н.-т. конф., Воронеж, 2007. - С. 1954-1959.
5. Жанабаев З.Ж., Байболатов Е.Ж., Темирбаев А.А. Динамическая система с фазовым управлением структуры хаоса // Вестник КазНУ, серия физическая. - №4(31)2009. – С.140-144.

АДАПТАЦИЯ УЧЕБНЫХ ДИСЦИПЛИН К ПРОВЕДЕНИЮ ЗАНЯТИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИНТЕРАКТИВНОЙ ДОСКИ

Л.В. Михайлов, А.К. Иманбаева
КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан
akmaral@physics.kz

Прогресс человечества в области передачи и обработки знаний, коммуникациях наступает огромными темпами. Одна из самых новых сторон прогресса – интерактивность коммуникаций, как новая форма взаимодействия между субъектами. Термин «интерактивность» происходит от английского слова *interaction*, которое в переводе означает «взаимодействие». Интерактивность — понятие, используемое в области информатики, коммуникации. Мы предлагаем решения на основе интерактивных технологий для проведения любых видов занятий. Эти решения позволяют организовать коммуникации на более высоком уровне.

Использование интерактивной доски на занятиях – это не только возможность увлечь обучающихся интересным материалом, но и самому преподавателю по-новому взглянуть на свой предмет. Данное новшество прогресса позволяет, превратить порой скучный процесс обучения в интересное исследование. Интерактивная техника способна преобразить любой учебный процесс. Внедрение новых технологий требует постоянного обновления идей и содержания образования, а также подготовки новых педагогических кадров, способных детально изучать и внедрять эти технологии в образование. Постановка проблемы и начальные этапы ее реализации были осуществлены в восьмидесятых годах двадцатого века А.П. Ершовым, Б.С. Гершунским, Е.И. Машбиц, Н.Ф. Талызиной и другими учеными. Тем не менее, вопросы применения таких технологий в процессе обучения остаются открытыми. Использование интерактивных технологий в обучении подразумевает, что обучающиеся должны владеть механизмами поиска, анализа и сбора информации, должны уметь зрительно воспринимать выражение идей, понятий, процессов и уметь выражать свои идеи через использование различных видов информации. Данные технологии, которые соединяют в себе и возможность одновременного получения образа объекта, процесса в различных информационных представлениях: графика, звук, видео, и реализации динамизма движения, преобразования объектов в виде анимации, что повышает эффективность обучения.

На физико-техническом факультете КазНУ им. аль-Фараби интерактивная доска на протяжении последних 5-ти лет активно используется на занятиях по общему курсу физики, а именно по курсам «Оптика», «Лабораторный практикум по оптическим устройствам», «Теория и методика обучения физике и астрономии» и др.

Работа с интерактивной доской предусматривает простое, но творческое использование материалов. Файлы или страницы можно подготовить заранее и привязать их к другим ресурсам, которые будут доступны на занятии. Преподаватели говорят, что подготовка к занятиям на основе одного главного файла помогает планировать и благоприятствует течению обучения в своих учебных аудиториях одним нажатием кнопки управления. При использовании интерактивной доски значительно повышается эффективность занятия, будь то лекции или практические занятия, за счет инновационной наглядности изучаемого материала; возможности показа сложных процессов и объектов в динамике их виртуального изменения; повышение интереса и учебной мотивации учащихся к изучению учебного предмета.

НЕЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

А.Ж. Наурзбаева

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Исследование природы солнечной активности (СА), причин ее периодических и флуктуационных изменений, разработка методов прогнозов этих явлений важна не только с теоретической, но и с практической точки зрения, так как изменение СА возбуждает различные геофизические процессы, например, приводит к возмущениям геомагнитного поля, погоды и глобального климата, может влиять на сейсмическую активность и т.д. При этом на солнечную активность влияет множество факторов, в том числе и внешних, вследствие чего ее динамика носит очень сложный характер. Поэтому до настоящего времени многие вопросы, связанные с природой СА и ее временных изменений, остаются открытыми. Учитывая вышесказанное, логично предположить, что новую и интересную информацию о природе солнечной активности может принести применение для ее исследования методов нелинейной физики. Этому и посвящена настоящая работа.

Исследования проводились нами на основе данных об изменении среднесуточных значений цюрихского числа пятен в 1818-2009 гг., представленных на сайте NOAA Space Environment Centre. Был проведен анализ временного ряда солнечной активности методом Паккарда-Такенса реконструкции динамики сложных систем по временной последовательности данных [1]. На рисунке 1 представлен характерный пример зависимости корреляционной функции $C(\epsilon)$ от размера ячейки ϵ и обобщенной фрактальной размерности D_2 от числа фазовых переменных n для аттрактора СА в периоды ее максимума. Анализ полученных результатов показывает, что для всех без исключения периодов максимумов СА зависимость величины D_2 (размерности аттрактора) от n (числа фазовых переменных) выходит на плато при значениях n , равных 6-8 и нецелых, порядка 4.5-5.8, значениях D_2 . Это свидетельствует о том, что система, представленная временным рядом СА в периоды максимумов, имеет аттрактор и его размерность не целая, т.е. он фрактальный. Это значит, что в динамике СА отсутствует неустранимый элемент стохастичности, она детерминистическая и сводится к ограниченному набору ключевых переменных, однако при этом в системе должны наблюдаться хаотические колебания, характеризующиеся высокой чувствительностью к начальным условиям и существенной непредсказуемостью, т.е. динамический хаос. Напомним, что о наличии динамического хаоса в системе свидетельствует существование плато в зависимости $D_2(n)$ и нецелые и бо́льшие 2-х значения размерности аттрактора. Это объясняет очень сложный характер, внутреннюю изменчивость и непредсказуемость солнечной активности. Отметим также, что в изменении размерности аттрактора СА в периоды максимумов прослеживается близкая к 50-летней периодичность.

В периоды минимумов СА протяженность линейной части зависимости $\ln C(\epsilon)$ от $\ln \epsilon$ гораздо меньше, чем в периоды максимумов, а насыщение величины D_2 выражено значительно хуже, при этом оно имеет место при гораздо меньших значениях $D_2 \sim 3.5$, в некоторые минимумы оно практически не наблюдается. Таким образом, в периоды минимумов СА ее динамика сложнее и описывается большим числом переменных, чем в периоды максимумов.

Интересно также отметить, что для аномального последнего, длящегося и в настоящее время минимума СА, а также для минимума 1905-1908 гг., когда тоже имел место глобальный минимум СА (в ее вековом изменении), наблюдаются аномально низкие значения размерности аттрактора СА (~ 1.6). К сожалению, полными данными для периода предыдущей фазовой катастрофы 1792-1828 гг. для подтверждения данного результата мы не располагаем. Заметим, что при исследовании данных электроэнцефалографии было

получено, что в нормальном состоянии размерность аттрактора между 4 и 4.3, а в патологических состояниях (типа эпилепсии) она значительно ниже и близка к 2 [1].

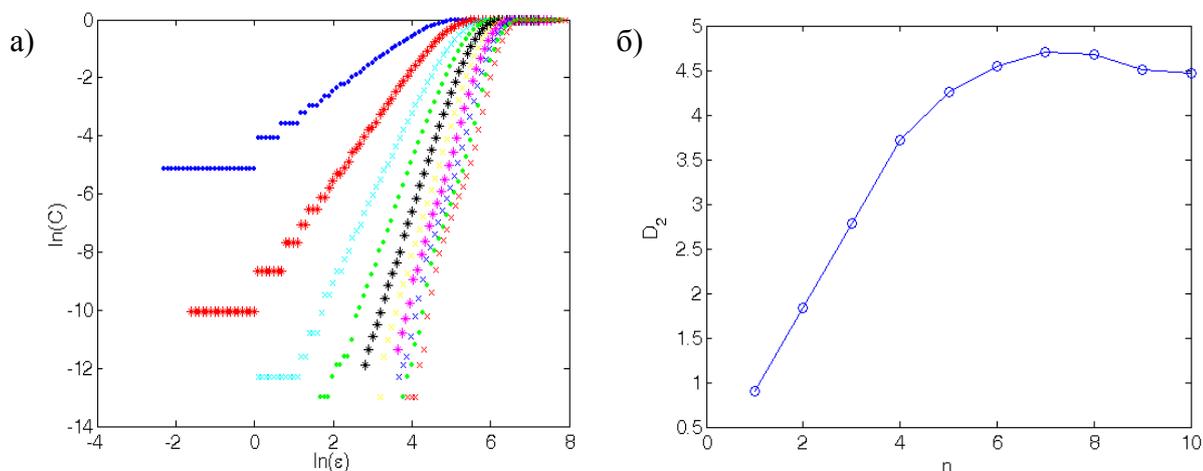


Рис. 1 - Зависимость корреляционной функции от размера ячейки (а) и обобщенной фрактальной размерности D_2 от числа фазовых переменных для аттрактора СА в период максимума 1956-1959 гг.

Метод Такенса реконструкции динамики сложных систем применялся к анализу динамики СА целым рядом исследователей, например [2-3]. И если в самых ранних из этих исследований, в начале 1990-х гг., авторы докладывали о выявлении ими признаков динамического хаоса, то позже некоторыми исследователями эти результаты были опровергнуты в связи с обнаружением ошибки в методике анализа, примененной в ранних работах, связанной с неправильным выбором параметра сдвига τ (оно бралось равным 1, что не обеспечивало линейной независимости переменных, в которые разворачивается исходная временная последовательность для определения фазового пространства). При правильном же выборе τ насыщения размерности аттрактора не наблюдалось. Однако во всех этих работах из временного ряда СА не выделялись отдельно периоды максимумов и минимумов, брались периоды, включающие несколько полных циклов СА. И только в работе [4], которая была обнаружена нами уже после завершения наших исследований, была проделана такая процедура и получены аналогичные нашим результаты: в период, близкий к максимуму СА были выявлены признаки хаотического поведения, в то время как в период минимума СА такие признаки не были обнаружены. Однако в этой работе исследовался лишь один цикл СА 1993-2001 гг., тогда как мы исследовали большое количество этих циклов, и для всех были получены схожие результаты.

Таким образом, полученные нами результаты свидетельствует о хаотической (но не стохастической) природе СА, а также о том, что основные черты динамики СА могут быть выявлены на основе некоторой детерминистической системы нелинейных уравнений с числом независимых переменных не меньше 6.

Литература

- 1 Николис Г., Пригожин И. Познание сложного. Москва, «Мир», 2001, с. 310-316
- 2 M. Carbonell, Oliver R., Ballester J.C. // A&A, 290 (1994), 983-994
- 3 A. Ruzmaikin, J. Feynman, V. Kasachev // ASP Conference series, 27 (1992), 547-556
- 4 N. Jevtic, J.S., Schweitzer and C.J. Celucci // A&A, 379 (2001), 611-615

СОДЕРЖАНИЕ

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

Мессерле В.Е., Устименко А.Б., Тютеебаев С.С., Лукьященко В.Г., Шевченко В.Н., Степанов И.Г., Умбеткалиев К.А., Нагибин А.О., Козак В.Н., Лаврищев О.А., Карпенко Е.И., Лобыцин С.В., Карпенко Ю.Е. ИСПЫТАНИЯ ПЛАЗМЕННО-ТОПЛИВНЫХ СИСТЕМ НА АЛМАТИНСКОЙ ТЭЦ-2	3
Zaks M.A. and Akhtanov S.N. BIRHYTHMICITY IN ENSEMBLES OF COUPLED OSCILLATORS	5
Jankoski Z. WHY WE ARE LATELY TALKING SO MUCH ABOUT ENERGY AND ENVIRONMENT	6
Дьячков Л.Г. ВЛИЯНИЕ АКСИАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В ТЛЕЮЩИХ РАЗРЯДАХ	7
Ибраев Н.Х. ЭКСИТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В НАНОРАЗМЕРНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМАХ	8

СЕКЦИЯ 1

Проблемы современной теоретической и ядерной физики

Абдильдин М.М., Абишев М.Е., Бейсен Н.А. ОТО - КАК ТЕОРИЯ ЕДИНСТВА ПОЛЕЙ УСКОРЕНИЯ И ВИХРЯ	10
Абишев М.Е., Бейсен Н.А., Токтарбай С. О КВАДРУПОЛЬНОМ МОМЕНТЕ ТЕЛ В МЕХАНИКЕ ОТО ...	11
Ахметова А.А., Абишев М.Е., Бейсен Н.А., Ахметова А.А., Мансурова А.А. ГАЛАКТИКАДАҒЫ ҚАРАҒЫ МАТЕРИЯНЫҢ ҮЛЕСТІРІЛУІ ЖАЙЛЫ	12
Коновалов В.В. КЛАССИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ИНВАРИАНТНОСТИ ИНТЕРВАЛА	13
Әбішев М.Е., Жәми Б.А., Токтарбай С. ҚОЗҒАЛЫСТЫҢ ЖСТ АДИАБАТТЫҚ ТЕОРИЯСЫ НЕГІЗІНДЕ ПЛАНЕТАЛЫҚ ЖҮЙЕНІ ҚАРАСТЫРУ	15
Әбішев М.Е., Бейсен Н.А., Ахметова А.А., Мансурова А.А. ҚОС НЕЙТРОНДЫ ЖҮЛДЫЗДАРДЫҢ ҚОЗҒАЛЫСЫ	16
Burtebayev N., Rusek K., Amar A., Kerimkulov Zh.K., Sakuta S.B., Artemov S.V., Zazulin D.M. S-FACTOR OF THE $6\text{Li}(p,\gamma)7\text{Be}$ REACTION	17
Hamada Sh., Burtebayev N., Amangeldi N., Gridnev K.A. DYNAMICS OF LIGHT HEAVY ION ELASTIC SCATTERING	19
Takibayev N.Zh., Sarsembayeva A.T. IONIZATION IN THE SUN	21
С. Арынов ЭКСПРЕСС – АНАЛИЗ ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА ВЕЩЕСТВ НЕЙТРОННО – РАДИАЦИОННЫМ МЕТОДОМ	23
Динейхан М., Жаугашева С.А., Ишмухамедов И.С. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССОВОГО СПЕКТРА МЕЗОНОВ С УЧЕТОМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭФФЕКТОВ	24
О. Имамбеков, Б. Мутанов, Ф. Джандарбек ОБРАЗОВАНИЕ $^1\text{S}_0$ ДИПРОТОНА В РЕАКЦИЯХ $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ И $pp \rightarrow \{pp\}_s \gamma$ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ	25
Кабатаева Р.С. ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО $\alpha^6\text{Li}$ -РАССЕЯНИЯ В ФОЛДИНГ-МОДЕЛИ	27
Куйкабаева А.А. ШЕҢБЕР ГРАНУЛАДАН ТРИТИДІҢ БӨЛІНУІ	29

Аканаев Б.А., Гусейнов Н.Р. СТИМУЛИРОВАННЫЙ α-РАСПАД КАК ПРИМЕР ЗАДАЧИ ЗЕПТОФИЗИКИ И ЗЕТТАЭНЕРГЕТИКИ.....	30
Оскомов В.В., Мухамеджанов Е.С., Садуев Н.О. МОДЕРНИЗАЦИЯ НЕЙТРОННОГО МОНИТОРА IGY-57	32
Садуев Н.О., Жумабаев А.И. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПЕРСПЕКТИВНЫХ РЕАКТОРНЫХ УСТАНОВОК ВБЭР-300 И IRIS МОЩНОСТЬЮ ~ 300 МВТ(э)	33
Жусупова К.А., Мурзагалиева А.Г. О РАЗВИТИИ ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОГО ПОТЕНЦИАЛА ВУЗА В УСЛОВИЯХ МОДЕРНИЗАЦИИ СИСТЕМЫ ОБРАЗОВАНИЯ	34

СЕКЦИЯ 2

Исследования процессов переноса в газовых, жидких и плазменных средах

Аскарова А.С., Волошина И.Э., Болегенова С.А., Максимов В.Ю., Бекмухамет А., Бекетаева М.Т. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УГЛА ВПРЫСКА ТЕТРАДЕКАНА И ГЕКСАДЕКАНА НА ПРОЦЕСС ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ГОРЕНИЯ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ	36
Мессерле В.Е., Устименко А.Б., Славинская Н. ГАЗИФИКАЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УГЛЕЙ В ПЛАЗМЕННЫХ СРЕДАХ.....	38
Askarova A.S., Bolegenova S.A., Maximov V.Yu., Bekmukhamet A. Beketaeva M.T. INFLUENCE DEGREE OF TURBULENCE ON HEAT-AND-MASS TRANSFER IN THE COMBUSTION CHAMBER.....	40
Исатаев С.И., Толеуов Г., Исатаев М.С. ИЗУЧЕНИЕ РАЗВИТИЯ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ И ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ОДНОРОДНОГО ПОТОКА.....	42
Исатаев С.И., Толеуов Г., Исатаев М.С. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ И СТРУИ ОГРАНИЧЕННОЙ ТОРЦОВЫМИ СТЕНКАМИ НА НАЧАЛЬНОМ И ПЕРЕХОДНОМ УЧАСТКАХ	43
Аскарова А.С., Болегенова С.А., Максимов В.Ю., Оспанова Ш.С. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В ДВИЖУЩИХСЯ СРЕДАХ	44
Аскарова А.С., Болегенова С.А., Габитова З.Х., Оспанова Ш.С. ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ УГОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ НА ПРОЦЕСС ГОРЕНИЯ	46
Аскарова А.С., Болегенова С.А., Турсынбаева А.Е., Шортанбаева Ж.К. ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ТОПЛИВА НА ГОРЕНИЕ ЛАМИНАРНЫХ И ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ.....	47
Аскарова А.С., Болегенова С.А., Максимов В.Ю., Бекетаева М.Т. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЫЛЕУГОЛЬНОГО ТОПЛИВА В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ КОТЛА БКЗ - 160 АЛМАТИНСКОЙ ТЭЦ ДЛЯ УМЕНЬШЕНИЯ ВЫБРОСОВ ВРЕДНЫХ ВЕЩЕСТВ	49
Молдабеков Ж.А., Рамазанов Т.С., Джумагулова К.Н. ПАРНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЛЯ ДВУХ КОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ.....	51
Архипов Ю.В., Аскарулы А.А., Ашикбаева А.Б. РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СЛАБОНЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ	53
Джумагулов М.Н., Оразбаев С.А., Досболаев М.К., Сламия М., Рамазанов Т.С. Боуфенди Л. ОПТИКО-СПЕКТРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ В ВЧ РАЗРЯДЕ В СМЕСИ ГАЗОВ	54
Джелбулдина М.С., Джумагулова К.Н. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МИКРОПОЛЕЙ И СНИЖЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА ИОНИЗАЦИИ В ПЛОТНОЙ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ	55
Исмагамбетова Т.Н., Габдуллин М.Т. СТРУКТУРНЫЕ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛНОСТЬЮ ИОНИЗОВАННОЙ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ	57

Давлетов А.Е., Кудышев Ж.А., Назарова М. ОБОБЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ДРУДЕ-ЛОРЕНЦА МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ	59
Аскарулы А., Ашикбаева А.Б., Джелилова Ф.С., Сызганбаева С.А. СТАТИЧЕСКИЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ПЛОТНОЙ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ	61
Бастыкова Н.Х., Коданова С.К. ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ НА ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ.....	62
Тасбаев Ж.Ж., Досболаев М.К., Рамазанов Т.С. ВОЗДЕЙСТВИЕ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ	64
Оразбаев С.А., Джумагулов М.Н., Сламия М., Досболаев М.К., Жуманов К.Б., Рамазанов Т.С., Боуфенди Л. СПЕКТРЛЕРДІҢ АБСОЛЮТ ИНТЕНСИВТІЛІГІ ӘДІСІН ТОЗАҢДЫ ПЛАЗМА ҚҰРАМЫН ЗЕРТТЕУДЕ ҚОЛДАНУ	65
Усенов Е.А., Досболаев М.К. ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИЗОНДОВЫХ ЯВЛЕНИЙ В ПЛАЗМЕ	67
Муганов Б.Т., Рамазанов Т.С. СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛОТНОЙ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ	69
СЕКЦИЯ 3	
Актуальные вопросы физики конденсированного состояния. Новые материалы и нанотехнологии	
Алмасов Н.Ж., Приходько О.Ю., Коробова Н.Е., Гусейнов Н., Цэндин К.Д. МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПЛЕНОК $Ge_2Sb_2Te_5$, ПОЛУЧЕННЫХ ТЕРМИЧЕСКИМ ИСПАРЕНИЕМ В ВАКУУМЕ	71
Аймуханов А.К., Ибраев Н.Х., Зейниденов А.К. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА И ТРИПЛЕТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ПЛЕНКАХ ЛЕНГМЮРА-БЛОДЖЕТТ.....	72
Кошимова У., Коробова Н. ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЧЕСКОЙ АКТИВАЦИИ НА СВОЙСТВА МАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ КВАРЦА	74
Горбачева В. А., Мухамедшина Д.М., Максимова С.Я. ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ СИНТЕЗА ПЛЕНОК SnO_2, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ, НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ К ЭТАНОЛУ	76
Almasov N., Prikhodko O., Korobova N., Puzikova D., Lavrichsheva A. PHOTO ELECTRONIC PROPERTIES IN AMORPHOUS SEMICONDUCTOR $As_{40}Se_{30}S_{30}$ FILMS	77
Поплавной А.С., Филиппов Р.И. СИММЕТРИКО-ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В КРИСТАЛЛЕ $AlCeO_3$	80
Жантурина Н.Н., Шункеев К.Ш. МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИКИ АВТОЛОКАЛИЗАЦИИ ЭКСИТОНОВ В КРИСТАЛЛАХ KI И RbI ПРИ ВСЕСТОРОННЕМ СЖАТИИ РЕШЕТКИ.....	82
Манаков С.М. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ ПЛЕНОК a-Si:H и a-SiC:H.....	84
Manakov S.M. ATOMIC FORCE MICROSCOPY STUDY OF THE SURFACE MORFOLOGY OF a-Si:H AND a-SiC:H AND ITS CORRELATION WITH THE STRUCTURAL PROPERTIES	86
Заречина Е.С., Кравченко Н.Г., Нефёдова Д.С., Николаева Е.В. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЗОННОГО СПЕКТРА В КРИСТАЛЛАХ СО СТРУКТУРОЙ ФЛЮОРИТА НА ПРИМЕРЕ SrF_2 В МОДЕЛИ ПОДРЕШЕТОК	88

Кадышев С.К. ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И МИКРОТВЕРДОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ $Pb_{1-x}Ge_x$ $Te: Cd (Cr) (x=0,05)$	90
Омаров М.А., Приходько О.Ю., Клименов В.В., Айтмуқан Т., Алпысбаева Б.Е. МЕТОД ОСАЖДЕНИЯ УГЛЕРОДНЫХ И КАРБИД КРЕМНИЕВЫХ ПЛЕНОК НА КРЕМНИЕВУЮ ПОДЛОЖКУ	91
Сергеев Д.М., Шункеев К.Ш. УВЕЛИЧЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ ПЕРЕБРОСА В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ТУННЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДАХ С НЕМОНОТОННОЙ ЗАВИСИМОСТЬЮ ТОКА ДЖОЗЕФСОНА	93
Поплавной А.С., Седелников А.Н. ПЕРВОПРИНЦИПНЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ ФОНОННЫХ СПЕКТРОВ КРИСТАЛЛОВ BaF_2 , PbF_2 И ИХ ПОДРЕШЕТОК	95
Тюлебаева Р.А., Мухамедшина Д.М., Максимова С.Я. ЭФФЕКТ ДЕГРАДАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК ZnO , ПОЛУЧЕННЫХ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ МЕТОДОМ	97
Тауасаров К.А. ЛЕГИРОВАНИЕ АМОРФНОГО КРЕМНИЯ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ	98
Алдияров А.У., Соколов Д.Ю. ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ И РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ СТЕКЛОПЕРЕХОДА ЭТАНОЛА	99
Хуснутдинов Р.М., Мокшин А.В. ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ЖИДКОЙ ВОДЕ ИЗ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ В ВЫСОКУЮ	100
Коршиков Е.С., Дробышев А.С. О СУЩЕСТВОВАНИИ ПОЛИМОРФНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В КРИОКОНДЕНСАТАХ ЗАКИСИ АЗОТА.....	102
Курносое В.В., Алдияров А.У. ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛИМОРФНЫХ И ПОЛИАМОРФНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В КРИОВАКУУМНЫХ КОНДЕНСАТАХ ВОДЫ И ЭТАНОЛА И ИХ СЛАБЫХ РАСТВОРОВ В КРИОМАТРИЦЕ АЗОТА	103
Муминов Р.А., Саймбетов А.К. ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТЕКТОРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР $\alpha Si-Si(Li)$ БОЛЬШИХ РАЗМЕРОВ	104
Паничкин А.В., Мамаева А.А., Ермеков Г.А., Кшибекова Б.Б., Тасенов Р.С., Заборцев С.П., Жунусова С.С. ВЛИЯНИЯ СОДЕРЖАНИЯ И ДИСПЕРСНОСТИ ГРАФИТА, РЕЖИМОВ ЗАМЕШИВАНИЯ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ И ТРИБОТЕХНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛИТЫХ АНТИФРИКЦИОННЫХ АЛЮМОМАТРИЧНЫХ СПЛАВОВ.....	105
Юров В.М., Ибраев Н.Х., Гученко С.А., Вертягина Е.Н. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ КОСМИЧЕСКОЙ ТРИБОЛОГИИ.....	106
Дугова О.С. ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МАТЕРИАЛЕ ЭЛЕКТРОДОВ ПЛАЗМОТРОНА ...	108
Жукешов А.М., Амренова А.У., Габдуллина А.Т., Жакып М., Сундетов Т. ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ В РЕЖИМЕ СПЛОШНОГО НАПОЛНЕНИЯ.....	110
Жукешов А.М., Габдуллина А.Т., Амренова А.У., Мухамедрыскызы М., Кудабаева А.Д., Сеилова А.Б., Ертаева А.А. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ ДЛЯ ОБРАБОТКИ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА	111
Шакиров А.Л., Дьячков В.В. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РОТОРНО- ГИБРИДНОГО ДВИГАТЕЛЯ.....	111
Ибраев Н.Х., Юров В.М., Гученко С.А., Вертягина Е.Н. КОМПОЗИЦИОННЫЕ ПОКРЫТИЯ ДЛЯ ДЕТАЛЕЙ КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКИ	112
Тусупов Д.М., Тусупова А.Е., Кенешева М.М. НЕРАВНОМЕРНОСТЬ ДВИЖЕНИЯ МЕХАНИЗМОВ МАШИН.....	114
Мамаева А.А., Паничкин А.В., Жунусова С.С., Ускенбаева А., Кшибекова Б.Б., Тасенов Р., Заборцев С.П. ВЛИЯНИЕ РЕЖИМОВ МИКРОПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ НА СТРУКТУРУ И КОРРОЗИОННУЮ СТОЙКОСТЬ $CuNi$ ПОКРЫТИИ НА ПОВЕРХНОСТИ СТАЛЬНОГО КАТОДА	115

Жумабекова В.Н., Жумабекова Н.Н. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ АРСЕНИДОВ КОБАЛЬТА В ВАКУУМЕ	116
Prikhodko O.Yu., Ryagusov A.P., Guseynov N.R., Maksimova S.Ya., Manabaev N.K. OPTICAL PROPERTIES OF DIAMOND-LIKE CARBON FILMS WITH PLATINUM IMPURITY	118
Алиев Б.А., Потанин А.С., Хромушин И., Паризан Г. КИНЕТИКА НАКОПЛЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В НАНОДИСПЕРСНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ	119
Zhanabayev Z.Zh., Grevtseva T.Yu., Danegulova T.B. SCALE-INVARIANT PROCESSES IN NANOSTRUCTURED SEMICONDUCTORS	120
Grevtseva T.Yu. MODELING OF MORPHOLOGY OF SEMICONDUCTOR FILMS	123
Досболаев М.Қ., Рамазанов Т.С., Габдуллин М.Т. СОЗДАНИЕ МАТЕРИАЛОВ С НОВЫМИ ПОВЕРХНОСТНЫМИ СВОЙСТВАМИ В ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВОЙ СРЕДЕ	125
Немкаева Р.Р., Ильин А.М., Цыганов И.А., Гусейнов Н.Р. ПОЛУЧЕНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ГРАФАНОПОДОБНЫХ СТРУКТУР	127
Ахмедов А.А., Лаврищев О.А. НАНОМЕТРОЛОГИЯ И СТАНДАРТИЗАЦИЯ В РЕСПУБЛИКЕ КАЗАХСТАН	128
Мессерле В.Е., Устименко А.Б. ПОЛУЧЕНИЕ НОВЫХ НАНОУГЛЕРОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ПЛАЗМЕННОМ РЕАКТОРЕ	129
Вертягина Е.Н., Юров В.М., Ибраев Н.Х., Гученко С.А. АСМ-АНАЛИЗ МНОГОФАЗНЫХ НАНОСТРУКТУРНЫХ ПОКРЫТИЙ	131
Яр-Мухамедова Г.Ш., Молдабаев М., Калипекова М.А. ИЗУЧЕНИЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПОЛУЧЕНИЯ НАНО-МЕЗО-КЭП ХРОМ-ГИДРОКСИД АЛЮМИНИЯ	133
Яр-Мухамедова Г.Ш., Молдабаев М., Калипекова М.А. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОКРЫТИЙ Cr-SiO₂-C С ЗАДАННЫМИ СВОЙСТВАМИ	134
Бондаренко А.Н. АППАРАТНО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС НА БАЗЕ СЕРВЕРНОГО КЛАСТЕРА	135
Аханова Н.Е. РАЗРАБОТКА САЙТА НАНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ ЛАБОРАТОРИИ	137
Заманова С.К., Мурадов А.Д. ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА МНОГОКРАТНЫХ ИНТЕГРАЛОВ МЕТОДОМ ОПТИМАЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ НЕКОТОРЫХ РАДИАЦИОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ЗАДАЧ	137
Афанасьев Д.А., Ибраев Н.Х. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЗАМЕДЛЕННУЮ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЮ ОРГАНИЧЕСКИХ НАНОКЛАСТЕРОВ	139

СЕКЦИЯ 4

Нелинейная физика и электроника. Астрофизика

Жанабаев З.Ж., Ахтанов С.Н. ФРАКТАЛЬНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ МЕРЫ	142
Темирбаев А.А. АНСАМБЛЬ ГЛОБАЛЬНО НЕЛИНЕЙНО СВЯЗАННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ	144
Туенбаев О.К., Алмасбеков Н.Е., Ибраимов М.К., Рустемов А.А. ЭЛЕКТРОННАЯ СХЕМА ДЛЯ АВТОМАТИЗАЦИИ НА БАЗЕ AVR-МИКРОКОНТРОЛЛЕРОВ	146

Оскомов В.В., Садуев Н.О., Мендибаев К.О., Жумабаев А.И. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ ЗЕМЛИ.....	147
Бичурин М.И., Петров Р.В., Татаренко А.С. МАГНИТОЭЛЕКТРОНИКА СВЧ	148
Мартынюк М.Т., Ткаченко И.А., Краснобокий Ю.Н. О ПРЕПОДАВАНИИ АСТРОФИЗИКИ В ПЕДАГОГИЧЕСКОМ ВУЗЕ	150
Оскомов В.В, Искаков Б.А., Тулебаев Т.Н. СЦИНТИЛЯЦИОННЫЙ ДЕТЕКТОР БОЛЬШОЙ ПЛОЩАДИ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ НАКЛОННЫХ ЛИВНЕЙ ШАЛ.....	152
Алмасбеков Н.Е., Туенбаев О.К., Салкынбаев Е.С. УПРАВЛЕНИЕ ТЕЛЕСКОПА С ПОМОЩЬЮ РАДИОМОДУЛЯ ХВЕЕ-PRO	153
Джаманшалов М.У., Алмасбеков Н.Е. РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА ОЦЕНКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СОВМЕСТИМОСТИ В СЕТИ CDMA	155
Иманбаева А.К., Актасова Э. МЕТОДЫ ПРАКТИЧЕСКОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДИНАМИЧЕСКОГО ХАОСА ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ГЕНЕРАЦИИ ИНФОРМАЦИИ, ЕЕ ОБРАБОТКИ, ПЕРЕДАЧИ И ХРАНЕНИЯ	157
Михайлов Л.В., Иманбаева А.К. АДАПТАЦИЯ УЧЕБНЫХ ДИСЦИПЛИН К ПРОВЕДЕНИЮ ЗАНЯТИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИНТЕРАКТИВНОЙ ДОСКИ	158
Наурызбаева А.Ж. НЕЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ	159

7-ая Международная научная конференция

**«СОВРЕМЕННЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ ФИЗИКИ
И ФУНДАМЕНТАЛЬНОЕ ФИЗИЧЕСКОЕ ОБРАЗОВАНИЕ»,**

Казахстан, Алматы, 3-5 октября 2011 г.

СБОРНИК ТРУДОВ

Подписано в печать 20.09.2011. Формат 21х29,7.
Усл. п. л. 42. Тираж 100 экз. Цена договорная.

Издательство «Қазақ университеті» Казахского национального
университета им. аль-Фараби. 050078 г. Алматы, пр. аль-Фараби, 71, КазНУ.
Отпечатано в типографии «СоруLand», Алматы, ул. Сейфуллина, 541 Телефон: 2611612