Министерство образования и науки Украины
Одесский национальный университет имени И.И.Мечникова
Физический факультет

65-я отчетная студенческая научная конференция

посвященная 144-й годовщине
Одесского национального
университета имени И.И. Мечникова

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Печатается по решению
Ученого Совета физического факультета

Редактор - доктор ф.-м.н. Ваксман Ю.Ф.

28 - 29 апреля 2009 г.

Одесса

СЕКЦИЯ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ
(кафедра экспериментальной физики)

Влияние примесей на люминесценцию нанокристаллов CdS

Струц Д.А.
Научные руководители – канд.наук Скобеева В.М., доктор наук Смынтына В.А.

Физика наноразмерных объектов является интенсивно развивающейся областью, где большой интерес вызывают исследования полимерных наносистем с неорганическими полупроводниками. Это обусловлено как их оригинальными электрофизическими, физико-химическими, оптическими и другими свойствами, так и возможной практической реализацией в различных приборах и устройствах. Получение и исследование нанокристаллов легированных переходными элементами является очень актуальным вопросом. Где одной из наиболее интересных примесей является Mn. Это связано так же и с тем, что Mn способен проявлять себя как хороший люминофор.

В данной работе были получены и изучены нанокомпозиты содержащие нанокристаллы CdS легированные ионами Mn. Образцы получали коллоидно-химическим методом из водных растворов солей Cd, Mn и S в 5% растворе желатины. Температура синтеза 40 °С. На основе ранее полученных экспериментальных данных, были выбраны оптимальные условия синтеза, которые и были применены для получения и исследования свойств легированных нанокристаллов.

Были изучены спектры оптического поглощения, которые представлены на рисунке 1. Сравнение положения края полосы поглощения легированных и нелегированных нанокристаллов показали, что ионы примеси не существенно влияют на ширину запрещенной зоны нанокристаллов. И соответственно на размер сформировавшегося кристалла. Спектры имеют достаточно резкий рост, что говорит о формировании большого числа нанокристаллов с одним средним радиусом. Из данных дифференциала оптической плотности было получено, что средний размер полученных нанокристаллов был 2,3 нм.

Так как Mn, является широко известным люминофором, то особый интерес представляет исследование спектров люминесценции нанокристаллов с добавлением ионов Mn в качестве примеси. В связи этим было проведено исследование

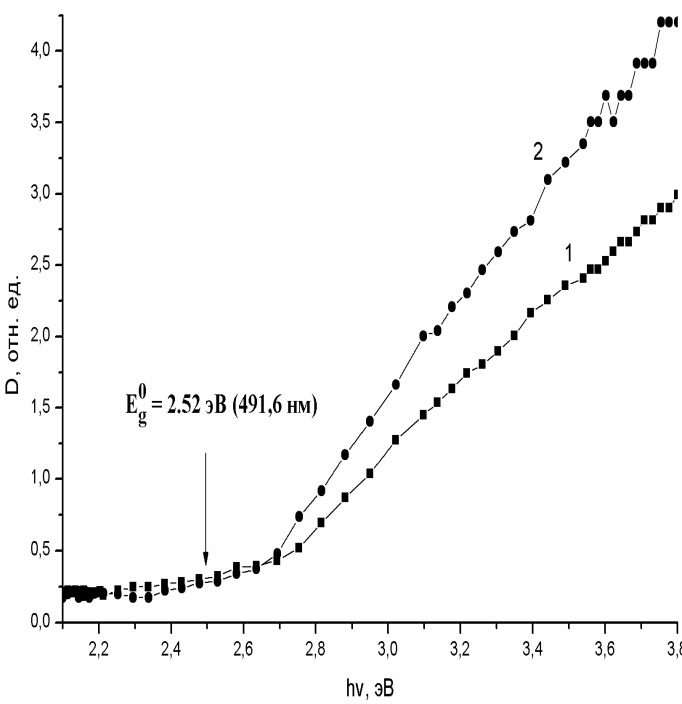


Рисунок 1.

интенсивности и положения максимумов спектров люминесценции в зависимости от длины возбуждающего света. Было обнаружено, что положение максимума не зависит от длины волны возбуждающего света и локализовано в области 610 нм. А так же видно, что этот фактор не существенно влияет и на интенсивность люминесценции.

На рисунке 2 представлены спектры люминесценции легированных и нелегированных нанокристаллов CdS. Видно, что максимум люминесценции CdS расположен при длине волны 660-670 нм. При добавлении примеси Mn он смещается в более коротковолновую область. Это связано с не элементарностью этого спектра, в котором наблюдается 2 полосы собственной люминесценции CdS, а другая является полосой внутрицентровой люминесценции ионов Mn и локализована в области 585 нм.

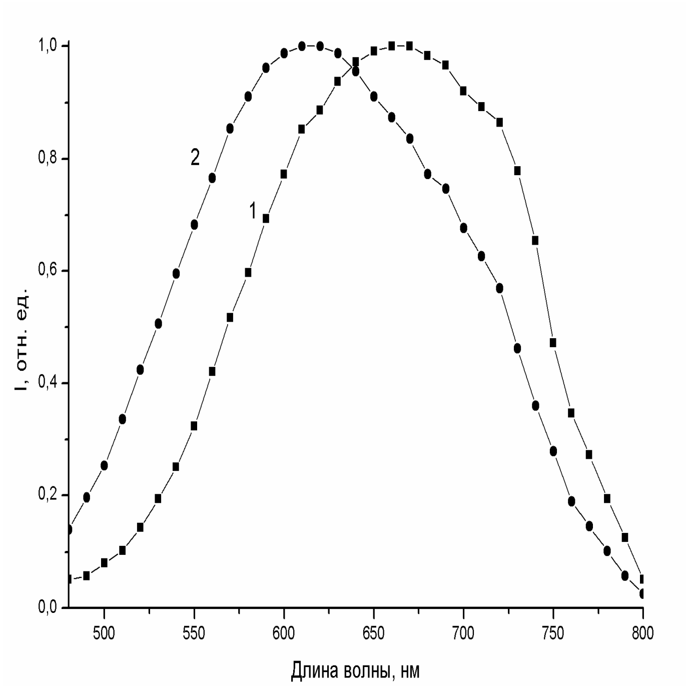


Рисунок 2.

Для дальнейшего понимания свойств марганца в качестве примеси было изучено влияние концентрации примеси на люминесценцию нанокристаллов. При увеличении концентрации примеси наблюдалось смещение спектра в область больших энергий. Это связано с увеличением вклада марганцевой полосы в общий спектр, при увеличении частиц марганца, с одновременным уменьшением вклада собственной люминесценции CdS. Это перераспределение приводит изменению формы спектра. Так же были проведены исследования интенсивности и положения максимумов спектров люминесценции в зависимости от длины возбуждающего света. Было обнаружено, что при уменьшении длины возбуждающего света происходит разгорание внутрицентровой люминесценции Mn, что приводит к увеличению интенсивности свечения и смещению полосы в область больших энергий.

Из данной роботы можно сделать выводы, что первое метод золь-гель технологии позволяет производить легирование нанокристаллов CdS непосредственно в процессе роста, и второе люминесценция данных нанокристаллов является суммой 2х полос собственной и примесной люминесценции.

Фотоэлектрические свойства CdS при реверсом способе возбуждения

Е.В. Бритавский

Научый руководитель: - канд.наук Г.Г. Чемересюк, Ю.Н.Каракис

Предложен новый способ исследований, основанный на сравнении спектрального распределения фототока I(λ), измеренного при увеличении длины волны возбуждения и реверсном уменьшении её. Метод заключается в применении обратного изменения длины волны излучения от больших значений (обычно инфракрасных) к малым (видимой области). В этом случае свет выступает лишь как инструмент. Выбивая носители с ловушек, с помощью света только считывается концентрация захваченного заряда, уже там существовавшего. Различие заключается в том, что в первом случае сначала происходят межзонные переходы и заполнение ловушек. Переходя затем к возбуждению в длинноволновой части спектра, активируется этот захваченный заряд. Наоборот, если возбуждение осуществляется от больших длин волн к малым, сначала освобождается равновесный заряд, изначально уже находившийся на ловушках, и только затем активируется собственная проводимость.

В качестве модельного полупроводника использован CdS. Во-первых, он обладает высокой фоточувствительностью (фотоответ до 10^7). Во-вторых, относится к достаточно узкому кругу веществ, допускающих дополнительное очувствление R-центрами [1]. Наконец, благодаря сравнительно большой ширине запрещённой зоны (2,42 эВ), этот материал допускает комплексные исследования в широком спектральном диапазоне 400–1600 нм с хорошо различимыми областями приповерхностной, собственной, примесной проводимости и особенностями в области инфракрасного гашения фототока.

Для длин волн 400-450 нм, характерных для приповерхностного поглощения, наблюдалось увеличение фототока при реверсном изменении длины волны. Причём, эти изменения коррелировали с используемой скоростью изменения длины волны. Приводятся данные об аккумуляции R-центров в приповерхностных и контактных областях [2]. Наблюдаемые эффекты связываются с осуществляющемся при этом очувствлении таких слоёв.

В области собственного поглощения (450-570 нм) при реверсном возбуждении чувствительность увеличивалась и весь график I(λ) смещался в сторону бóльших длин волн. На основании проведённых расчетов показано, что это может быть связано со значительным стохастическим увеличением времени жизни основных носителей.

В области примесного поглощения (570-900 нм) вычитая прямые и возвратные графики I(λ) получена дополнительная информация о наличии и параметрах глубоких (до середины запрещённой зоны) ловушек. Определяя площадь расхождения графиков при различных темпах изменения длины волны возбуждения. Для всех трёх областей продемонстрированы эксклюзивные возможности реверсного метода, позволяющие получать информацию, недоступную при традиционных исследованиях.

Все наблюдаемые явления объяснены в рамках единой модели.

[1] Р.Бьюб, Фотопроводимость твёрдых тел, Иностранная литература, Москва, (1962), 425с.
[2] П.А.Виктор, “Некоторые особенности фотопроводимости неоднородных монокристаллов сульфида кадмия” Дисс. канд. физ.-мат. наук, ОГУ им. И.И.Мечникова, Одесса (1980).

Электронные процессы в структурах проводящий полимер – полупроводниковые нанокристаллы CdS

Свиридова С. В.
Научный руководитель: канд.наук Чебаненко А. П.

В последнее время в литературе появились сведения о наблюдении электролюминесценции в композитных структурах с нанокристаллами сульфида кадмия. Однако на сегодняшний день остаются невыясненными механизмы токопереноса, возбуждения электролюминесценции и ряд других явлений, обусловленных процессами переноса заряда.

Настоящая работа посвящена изучению характеристик композитных структур на основе нанокристаллов сульфида кадмия в желатиновой матрице с целью установлению механизмов электронных процессов, определяющих протекание тока и возбуждение электролюминесценции в указанных структурах.

Измерены вольт-амперные характеристики свежеприготовленной структуры при постоянном напряжении в порядке его увеличения и уменьшения, а так же соответствующие зависимости яркости электролюминесценции от приложенного напряжения. Было установлено, что в свежеприготовленных структурах имеет место формовка электрическим полем, в результате которой сопротивление слоя композита увеличивается более чем на порядок, а критическое значение напряжения, при котором появляется ЭЛ излучение, увеличивается вдвое.

Замечено, что при возбуждении переменным напряжением ЭЛ излучение в структуре возникает при напряжении около (100 ÷ 110)В, тогда как при возбуждении постоянным напряжением при (210 ÷ 220)В. Кроме того яркость ЭЛ излучения при переменном напряжении заметно выше, чем при такой же величине постоянного напряжения. Яркость ЭЛ свечения, возбуждаемого как постоянным, так и переменным напряжением подчиняется степенной зависимости от напряжения. Показатель степени в обоих случаях приблизительно одинаков и составляет 14-15. Такое поведение вольт-яркостных характеристик ЭЛ свидетельствует о том, что механизм возбуждения ЭЛ одинаков и им является, вероятнее всего, инжекционный механизм возбуждения нанокристаллов CdS в полимерной матрице.

Оптические и люминесцентные свойства кристаллов ZnSe:Fe

Молчиниколов П.А.
Научный руководитель – доктор наук Ваксман Ю.Ф.

Монокристаллы селенида цинка, легированные ионами переходных металлов, являются перспективным материалом для активных сред и затворов для лазеров среднего инфракрасного (ИК) диапазона излучения. В частности, в кристаллах ZnSe:Fe реализована эффективная лазерная генерация в спектральной области 3.95-5.05 мкм [1]. Поэтому, актуальными являются исследования оптических и люминесцентных свойств кристаллов ZnSe:Fe.

Оптическое поглощение и люминесценция исследовались в видимой и инфракрасной области спектра. Показано, что при легировании железом край фундаментального поглощения ZnSe смещался в область меньших энергий. По величине смещения края поглощения определены концентрации примеси железа в кристаллах ZnSe:Fe. Максимальная концентрация железа составила $2{\cdot}10^{18}$см$^{-3}$ в кристаллах, полученных при температуре отжига 1323 К.

В видимой области спектра оптические свойства кристаллов ZnSe:Fe характеризуются наличием линий поглощения на 1.96, 2.17, 2.28, 2.48 эВ, о чем свидетельствует изменение окраски кристаллов. Положение этих линий не менялось с изменением температуры кристаллов. Показано рост поглощения в этой области с увеличением концентрации примеси железа. Установлено, что наблюдаемые линии поглощения обусловлены переходами в пределах иона Fe^{2+}. В данном спектральном диапазоне наблюдались также линии фотопроводимости.

Наличие линий поглощения в видимой области спектра позволила определить диффузионный профиль примеси и определить коэффициент диффузии железа в ZnSe. При температуре 1273 К коэффициент диффузии железа в ZnSe составляет $2{\cdot}10^{-10}$см^2/с.

В средней IK-области оптические свойства кристаллов ZnSe:Fe характеризуются линией поглощения на 0.44 эВ. Согласно [2] эта линия поглощения обусловлена оптическими переходами $^5E \rightarrow {}^5T_2$ в пределах иона железа Fe^{2+}.

В спектрах фотолюминесценции кристаллов ZnSe:Fe наблюдалась широкая полоса излучения на 1.89 эВ. Интенсивность этой полосы возрастала с ростом концентрации примеси, а положение не менялось с изменением температуры. В [3] эта полоса излучения связывалась с переходами $^3A_2 \rightarrow {}^5E$ в пределах иона Fe^{2+}.

На основе имеющихся в литературе расчетов энергетического спектра иона Fe^{2+} в кристаллической решетке селенида цинка и полученных нами экспериментальных результатов установлена природа и построена схема оптических переходов, ответственных за поглощение света и люминесценцию в исследуемых кристаллах.

[1] V.V.Fedorov, S.B.Mirov, A.Gallian, D.V.Badikov, M.P.Frolov, Yu.V.Korostelin, V.I.Kozlovsky, A.I.Landman, Yu.P.Podmar’kov, V.A.Akimov, and A.A.Voronov, IEEE J. Quantum Electron., 42(9), 907(2006).
[2] A.Zunger, Solid State Physics, 39, 276 (1986).
[3] Chee-Leung Mak, R. Sooryakumar, M.M. Steiner and B.T. Jonker, Phys. Rev. B, 48(16), 11743(1993).

Поглощение и рамановское рассеяние наноразмерных структур

Кисс А. В.,
Научный руководитель: канд.наук Зубрицкий С. В.

В настоящее время особое внимание уделяется полупроводниковым наноматериалам из-за их уникальных физико-химических свойств. Это связано с огромной практической значимостью этих материалов для развития информационных технологий. Так, полупроводниковые наноматериалы группы $A_{II}B_{IV}$ являются перспективными материалами для активных элементов нелинейной оптики и устройств наноэлектроники.

В данной работе исследовались наноразмерные эффекты в нанокристаллах сульфида кадмия, синтезированных в диэлектрической матрице. Реакция происходила по формуле:

$$\mathrm{Cd}\left(\mathrm{NO_3}\right)_2 + \mathrm{Na_2S} \rightarrow \mathrm{CdS} + 2\mathrm{NaNO_3} \qquad (1)$$

при различных концентрациях раствора $\mathrm{Cd}\left(\mathrm{NO_3}\right)_2$ и различных количествах $\mathrm{Na_2S}$. Были проведены исследования нанокристаллов по краю поглощения и в рамановском спектре.

В спектрах поглощения полученных образцов наблюдалось смещение края поглощения в коротковолновую область при уменьшении размеров нанокристаллов. Такое смещение предсказывается классической теорией о размерном квантовании и подтверждает предположение о форме нанокристаллов как о сферических квантовых точках.

Также были найдены особенности в спектрах рамановского рассеяния. В ряде образцов были обнаружены линии комбинационного рассяния на расстоянии $10 \div 30\,\text{см}^{-1}$ (рассеяние на акустических фононах), а также на расстоянии (165÷250)см^{-1} (рассеяние на оптических фононах) от рэлеевской линии. Это связано с неупругим рассеянием фотонов на квантовых точках, т.е. с рассеянием при участии фононов. Поскольку энергия фононов зависит от размеров нанокристаллов, то положение линий рамановского рассеяния зависит от размеров нанокристаллов. Так, при уменьшении размеров нанокристаллов происходило смещение рамановских линий в более высокочастотную область при рассеянии на акустических фононах, а также в более низкочастотную при рассеянии на оптических фононах, что позволило рассчитать радиусы нанокристаллов. Для сферических квантовых точек это соотношение представлено в виде:

$$\omega = 0.9\frac{\upsilon_s}{2Rc} \qquad (2)$$

где υ_s - продольная скорость звука в нанокристалле, а R - радиус нанокристалла. Значения радиуса, рассчитанные по этой формуле, находятся в хорошем соответствии со значениями, полученными из **Ошибка! Источник ссылки не найден.**. Линии рамановскогорассеяния на оптических фононах были определены из соотношения

$$E_{opt\ phonon} = (1 + \Delta_R)E_{bulk} \qquad (3)$$

где E_{bulk} - энергия оптического фонона в монокристалле, Δ_R - относительное рамановское смещение.

Физическое моделирование процессов токопереноса в полевых кремниевых МОП структурах

Марчук И. А.
Научный руководитель: кандидат наук Кулинич О. А.

Кремний является активно используемым материалом современной электроники и в близлежащее время будет оставаться таким же перспективным как и ранее. Это обусловлено его дешевизной и хорошими электрофизическими свойствами. Широкое применение получили МОП структуры на основе кремния. В частности они используются в планарных технологиях, в которых плотность элементов больше с каждым годом и потому повышаются требования к исходному материалу и полученным структурам.

В работе использовались МОП транзисторы на основе кремния, которые являются хорошим примером МОП структур. Было уделено внимание изучению основным параметрам токопереноса. Для образцов снимались передаточные характеристики $I_c(E_3)$ и по ним рассчитывалась подвижность μ. Также образцы подвергались температурному нагреву с целью получения зависимости подвижности от температуры образца μ(T). Так же использовался метод высокочастотных C-V характеристик и электронная микроскопия.

Было обнаружено, что приповерхностная область кренмия в структурах $Si - SiO_2$ имеет сложную морфологию и состоит из области разупорядоченного кремния и области содержащей дислокационные сетки. Результирующий токоперенос в инверсионном канале МОП-приборов с учетом реальной струкутры приповерхностной области будет аддитивен и складывается из токопереноса через все дефектные слои, составляющие переходную область кремния. Изменение основных параметров МОП-приборов (ток насыщения, крутизна) вызван изменением величины подвижности в канале из-за рассеяния на дислокациях и границах блоков. Температурная зависимость подвижности носителей заряда в канале МОП-транзистора вызванна изменением радиуса простарнственного заряда дислокации из-за изменения функции заполненния, что и приводит к изменению температурной зависимости результирующей подвижности.

Фотоприемные модули ИК-диапазона спектра на основе сульфида свинца

Гечев П.П.
Научный руководитель – ст. преподаватель Пастернак В.А.

Многоэлементные фотоприемные модули на основе сульфида свинца, выполненные по монолитной технологии на одном кремниевом кристалле со схемами усиления, коммутации и обработки сигнала в настоящее время широко применяются в тепловизионных системах, работающих в ИК-области спектра. Данные фотоприемники обладают высокой фоточувствительностью и работают в диапазоне длин волн до 5 мкм. Однако, как было показано ранее [1], в некоторых случаях в фотоприемниках на основе сульфида свинца (т.е. в элементах фоточувствительных матриц) наблюдается уменьшение сигнала за счет эффекта термополевого гашения фотока. Наблюдается данный эффект во время работы матрицы в результате выделения джоулевого тепла.

В данной работе был проведен анализ теплового режима фотоприемной матрицы. Для решения данной задачи было рассмотрено дифференциальное уравнение, описывающее стационарное распределение температуры

$$T(r,0)=\Theta+\frac{Q_0\left[1+\frac{\alpha_1 R}{2\lambda}\left(1-r^2/R^2\right)\right]}{2\pi R\alpha_1\left\{d\left[1-\frac{\alpha_2 d}{2\left(k+\alpha_2 d\right)}\right]+\frac{R}{2}\left(1+\alpha_1 R/4\lambda\right)\left[\frac{\alpha_2}{\alpha_1\left(1+\alpha_2 d/k\right)}+1\right]\right\}}\;T(r,0)$$

в тепловыделяющем слое:

$$-\lambda\left(\frac{\partial^2 T(r,0)}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial T(r,0)}{\partial r}\right)=Q$$, где λ - коэффициент теплопроводности слоя

Его решение, для нашего случая имеет следующий вид:

$$T(r,0)=\Theta+\frac{Q_0\left[1+\frac{\alpha_1 R}{2\lambda}\left(1-r^2/R^2\right)\right]}{2\pi R\alpha_1\left\{d\left[1-\frac{\alpha_2 d}{2\left(k+\alpha_2 d\right)}\right]+\frac{R}{2}\left(1+\alpha_1 R/4\lambda\right)\left[\frac{\alpha_2}{\alpha_1\left(1+\alpha_2 d/k\right)}+1\right]\right\}}$$

Данное выражение определяет рабочую температуру фоторезистивных элементов фотоприемной матрицы в зависимости от условий ее включения и теплообмена. С помощью него, был произведен расчет распределения температуры по поверхности образца и выбран оптимальный режим его работы.

1. Алешин А.Н., Бурлак А.В., Игнатов А.В., Пастернак В.А., Тюрин А.В. Вольт-амперных характеристик пленок сульфида свинца с различным содержанием оксидных фаз // Неорганические материалы. 1995. Т.31. №31. С. 426-427
2. Алешин А.Н., Бурлак А.В., Мандель В.Е., Пастернак В.А., Тюрин А.В., Цукерман В.Г. Особенности работы неохлаждаемых матричных фоточувствительных модулей на основе халькогенидов свинца // Оптический журнал. 1999. Т. 66. № 7. С. 86-89.

Электрофизические и оптические свойства кристаллов халькогенидов цинка, легированных марганцем

Терещенко А.В.
Научный руководитель – канд.наук Ницук Ю.А.

Халькогениды цинка, легированные переходными металлами, широко используются в структурах, излучающих в ИК-области спектра. Уже реализованы Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:ZnS лазеры, генерирующие на длине волны 1,54 мкм [1]. Показана возможность использования кристаллов Fe^{2+}:ZnSe в качестве эффективных лазерных сред в области 3-5мкм [2]. Среди переходных металлов марганец имеет максимальный коэффициент диффузии. Поэтому получение кристаллов халькогенидов цинка, легированных марганцем, изучение их оптических и электрофизических свойств является актуальным.

Исследованы кристаллы ZnSe и ZnSSe, легированные марганцем в процессе их выращивания из паровой фазы. Кроме того, разработана методика диффузионного легирования марганцем Диффузия примеси осуществлялась как из металлического порошкообразного марганца, так и из металлического слоя в атмосфере Ar+He при температурах 900-1000ºC. Длительность диффузионного процесса составляла 5 часов.

Исследовались спектры оптического поглощения. Показано, что при легировании марганцем край фундаментального поглощения ZnSe и ZnSSe смещался в область меньших энергий. По величине смещения края поглощения определены концентрации примеси марганца в кристаллах. Максимальная концентрация марганца составила 10^{20}см$^{-3}$ в кристаллах, полученных легированием в процессе выращивания.

В видимой области спектра оптические свойства кристаллов ZnSe:Mn и ZnSe:Mn характеризуются наличием линий поглощения в желто-зеленой области спектра. Положение этих линий не менялось с изменением температуры кристаллов. Показано рост поглощения в этой области с увеличением концентрации примеси марганца. Установлено, что наблюдаемые линии поглощения обусловлены переходами в пределах иона Mn^{2+}.

Исследована фотолюминесценция кристаллов ZnSe и ZnSSe, легированных марганцем. Установлено, что легирование марганцем приводит к разгоранию полосы люминесценции с максимумом в области 585 нм. Установлен рост интенсивности люминесценции с увеличением концентрации примеси. Показано, что положение полосы не меняется при переходе от кристаллов ZnSe:Mn к ZnSSe:Mn, что свидетельствует о ее внутрицентровом и резонансном характере.

Показано, что легирование марганцем приводит к снижению удельного сопротивления в исследуемых кристаллах. Исследования температурной зависимости электропроводности позволили установить природу центров, ответственных за электрофизические свойства исследуемых кристаллов.

На основе имеющихся в литературе расчетов энергетического спектра ионов Mn^{2+} в тетраэдрической решетке и полученных нами результатом исследований построена схема оптических переходов, ответственных за поглощение света и люминесценцию в полученных кристаллах.

1. Ильичев Н.Н., Шапкин П.В., Мосалева С.Е., Насибов А.С. , Квантовая электроника, 34(12), 1169(2004).
2. V.V.Fedorov, S.B.Mirov, A.Gallian, D.V.Badikov, M.P.Frolov, Yu.V.Korostelin, V.I.Kozlovsky, A.I.Landman, Yu.P.Podmar’kov, V.A.Akimov, and A.A.Voronov, IEEE J. Quantum Electron., 42(9), 907(2006).

СЕКЦИЯ ХИМИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
(кафедра общей и химической физики)

Определение геометри эритроцитов крови методом фазомодулированной спекл-интерферометрии

Аксельруд А.Д.

Научные руководители: канд.наук Гоцульский В. Я., канд.наук Попов А.Ю.

Среди разнообразных методов исследования микробиологических объектов оптическая микроскопия со времён Левенгука является одним из самых информативных и в то же время практически бесконтактным [1,2]. В случае таких сложных систем как кровь теплокровных микроскопия позволяет получать не только качественное, но и количественное описание её состава и, следовательно, судить о состоянии организма. Одним из важных факторов жизнедеятельности является форма эритроцитов [2].

Компоненты крови относятся к оптическим фазовым объектам, то есть при прохождении света через них слабо меняется интенсивность, в то же время изменение фазы излучения значительно. В этом случае целесообразно использовать голографические и им подобные методики, которые в противовес традиционной оптической микроскопии имеет ряд преимуществ.

Например, в методиках, использующих фазовые соотношения световых полей, не нужно проводить окрашивание объекта, возможно исследование живых объектов, они являются объективными и более информативными, чем традиционные оптические методы, плюс масштабы исследуемого объекта меньше длины волны.

Ранее в НИИФ ОНУ была разработана методика фазомодулированной спеклинтерферометрии (ФМСИ), которая с успехом использовалась для определения формы макроскопических объектов и малых перемещений [3,4]. Положительные черты этого метода, в отличие от традиционной голографии в том, что этот квазиголографический подход реализован на базе ПЭВМ и позволяет автоматизировать измерения за счет оцифровки первичных данных. Это является решающим фактором при хранении, анализе и сравнении информации об объекте.

В нашей работе ставилась задача определения геометрических параметров эритроцитов, которые характеризуют их способность к выполнению своих функций. Кроме собственно размера самым важным параметром является коэффициент сферичности эритроцита. Для решения этой задачи использовался бесконтактный оптический метод фазомодулированной спекл-интерферометрии - ФМСИ (в англоязычной литературе - ESPI - Electronic Speckle-Pattern Interferometry), хорошо зарекомендовавший себя в ряде приложений. Метод ESPI близок к методам цифровой (компьютерной) голографии [5], и связан с использованием когерентного (лазерного) излучения. Он заключается в построении фазового портрета объектной волны при помощи дополнительного опорного фазомодулированного оптического фронта. Фаза опорного фронта изменяется при помощи зеркала, закрепленного на пьезокерамической подвижке, напряжение на которой задается одним из АЦП управляющего компьютера.

Анализ изменений в фазовом портрете (построение картины фазовых корреляций спеклов) позволяет прецизионно определять деформации объекта, его форму и вариации показателя преломления.

Чувствительность измерений по глубине может варьироваться от долей до десятков микрон в зависимости от конкретной реализации данного метода. Пространственное разрешение определяется увеличением микроскопа и разрешением используемой телекамеры. Время измерения – от десятых долей секунды до нескольких секунд.

Измерения заключаются в фиксировании наборов спеклограмм (каждая с соответствующим фазовым сдвигом, задаваемым управляющим компьютером) при помощи телекамеры и их корреляционном анализе.

Был разработан и создан микроскоп принципиально нового типа, позволяющего определять форму и анализировать фазовую структуру (трехмерную морфологию) микрообъектов - прозрачных биологических и медицинских препаратов. Показана возможность выделять и анализировать структуру биологических макрообъектов без применения специфической окраски.

Преимущества метода в том, что в данном случае возможно создать систему, в которой получение и анализ данных будут автоматизированы, что позволит сделать его стандартным оборудованием биологических и медицинских лабораторий.

При работе с препаратами крови человека получено, что восстанавливаемая форма эритроцитов крови хорошо согласуется с микроскопически наблюдаемой в оптическом микроскопе. Показано, что метод может быть легко автоматизирован.

Для расширения области применения необходимо создание микроскопа основанного на методе фазомодулированной спекл-интерферометрии в отраженном свете и медицинские исследования в клинических условиях.

1. Е.Н.Лехциер, Э.Г.Семенов «Голографическая микроскопия».
2. В. А. Бабенко, В.Б. Константинов, А.Ф. «Голографический интерференционный микроскоп для исследования микрообъектов» Малый Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург 2006г.
3. В.А. Сминтина, О.В. Тюрин, А. Ю. Попов, В.К. Жуковський. «Спосіб фазомодульованої спекл- інтерферометрії для вимірювання зміни фази об’єктної хвилі» // Деклараційний патент. UA № 7343, MKI 7 G 01 B 9/021, Бюл. № 6, 2005).
4. Р. Джоунс, К. Уайкс. «Голографическая и спекл–интерферометрия» –М.: Мир, 1986. – 328 с.
5. Т. В. Тишко, В.П. Титарь, Д. Н. Тишко «Методы цифровой голографической интерференционной микроскопии». Харьков 2007г.

Электрические характеристики зоны горения пылевого факела частиц метала

Иванова О.В.

Научный руководитель: канд.наук Полетаев Н.И.

В работе приведены результаты экспериментальных измерений и численных расчетов зарядовых чисел монодисперсных частиц Al, Zr и Fe радиусом r_p в пылевом факеле. Основным механизмом зарядки частиц металла при температурах выше 2000K является термоэлектронная эмиссия. Распределение потенциала в окрестности частицы в стационарных условиях определялось из решения уравнения Пуассона – Больцмана:

$$\Delta\varphi = -4\pi\rho \qquad (1)$$

с граничными условиями: $r = r_p$; $\varphi = 0$;

$$r = R_w; \qquad \varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\left(\frac{q}{R_w} - \int\frac{\rho(r)}{r}dV\right); \qquad (2)$$

Заряд частицы определялся из условия: $q = \int\rho(r)dV$. Граничное условие на границе объема, приходящегося на одну частицу (ячейка Вигнера - Зейтца $R_w = \left(3/4\pi n_p\right)^{1/3}$, n_p - концентрация частиц) отражает принцип суперпозиции электрических полей частицы метала и электронного облака вокруг нее.

Экспериментальные измерения проводились с помощью двойного зонда. Полученные расчетные и экспериментальные значения зарядовых чисел отличаются достаточно сильно. Основная причина на наш взгляд - сложность адекватной интерпретации зондовых токов, поскольку на сегоднешний день отсутствуют обоснованные методики зондовых измерений в пылевой плазме, а применение методик, разработанных для газовой плазмы сопряжено с большими погрешностями. В связи с этим возрастает роль теоретических методов расчета зарядовых чисел частиц в плазме. Полученные нами расчетные данные сопоставлены с расчетами по теоретическим моделям других авторов.

Влияние теплопроводящих элементов на скорость и структуру волны поточного тления табака

Идисис Е. А.
Научный руководитель: канд.наук Головко В. В.

Известно что, при горении конденсированных топлив можно повысить их скорость горения путем введения в них теплопроводящих элементов с высокой теплопроводностью (металлические пластинки, проволочки, нити и т.п.). Увеличение скорости горения конденсированных топлив при этом связано с дополнительным прогревом топлива теплопроводящим элементом, способным передавать тепло из высокотемпературной зоны горения к исходному веществу.

Влияние теплопроводящих элементов на скорость распространения волны тления по крупнодисперсным горючим системам ранее не изучалось. Вместе с тем, важным практическим приложением исследований процесса тления дисперсных горючих является повышение эффективности утилизации промышленных и бытовых отходов, а также полезное использование выделяющейся тепловой энергии. Решение такой задачи должно базироваться на получении новых знаний о процессе тления.

В связи с этим, в настоящей работе было исследовано влияние теплофизических свойств материалов теплопроводящих элементов на скорость и структуру волны тления табака в поточном реакторе

Экспериментально обнаружено, что введение в образцы табака металлических теплопроводящих элементов значительно повышает скорость тления, за счет дополнительного нагрева исходного горючего теплопроводящим элементом. Показано, что величина коэффициента температуропроводности металлических теплопроводящих элементов практически не виляет на скорость тления. Это обусловлено тем, что характерные времена тепловой релаксации элементов из различных металлов близки и на несколько порядков меньше времени тепловой релаксации горючего. Установлено, что применение теплопроводящих элементов приводит к повышению температуры зоны тления за счет увеличения полноты сгорания углерода. Соответственно, температура стадии доокисления углистого остатка (наиболее опасной в пожарном отношении) уменьшается с увеличением диаметра ТЭ и его теплоемкости.

Формирование задания рейтингового опроса студентов физического факультета

Борченко О.В.
Научный руководитель: канд.наук Полищук Д. Д.

Целью работы является изучение особенностей внедрения инноваций в высшей школе, обусловленные входом Украины в Болонский процесс. А также создание и апробация варианта методики тестовых испытаний на физическом факультете ОНУ им. И. И. Мечникова.

Задача состоит в том, чтобы проверить работоспособность тестовой системы испытаний и адаптировать ее для условий обучения физике на примере одного из разделов, объединенных содержательным модульным блоком («фазовые переходы» из курса молекулярной физики, читаемой 1-му курсу физического факультета). Для создан блок вопросов многоуровневого тестового опроса, который может быть проверен с помощью компьютера. Отработаны временные характеристики опроса, и оценена валидность теста по результатам тестирования группы испытуемых.

Проведенное исследование позволяет сделать следующие выводы:

1. Тестовая система опроса в сочетании с контролем умения решать задачи и проводить лабораторные работы позволяет получить качественную, валидную оценку за раздел курса.

2. По результатам проверки остаточных знаний установлено, что

- для трехуровневой системы контроля в количестве 50 вопросов достаточным временным ограничением может быть принято время одной полупары (45 мин);
- полученные результаты хорошо коррелируют с уровнем подготовки испытуемых, выражаемых средним баллом за весь период обучения.

Время испарения капли водо-топливной эмульсии в модели замороженной капли

Дищук А.И.

Научный руководитель: канд. наук Кондратьев Е.Н.

Целью работы является выяснение характерных времён испарения капель водо-топливных эмульсий обратного типа [1].

Кинетика испарения воды в составе водо-топливной эмульсии, описывается уравнением:

$$-L\frac{dm}{dt}=\overline{\alpha_{s_\infty}}(T_\infty-T_{кип}),$$

где L-теплота испарения при кипении капли, $\overline{\alpha s_\infty}$ -приведённый коэффициент теплообмена воздух-капля эмульсии; T_∞ -температура среды, $T_{кип}$ -температура кипения воды, m -масса капли, t -время испарения капли.

В предложенной модели использовано представление о замороженной капле ВТЭ, в которой пренебрегается скоростью разогрева масла по сравнению с водой. Это позволило существенно упростить систему уравнений, описывающих процессы преобразования ВТЭ, в том числе и микровзрывов ее капель.

В рамках этого представления получено выражение приведенного коэффициента, отражающие ключевые зависимости процесса испарения капли ВТЭ. Найдено простое аналитическое выражение характерного времени испарения капли в зависимости от температуры среды, размеров капли и концентрации глобул воды в капле.

Путем численного моделирования по предложенной модели были рассмотрены зависимости величины характерного времени испарения капли от параметров системы, а именно, от концентрации воды в эмульсии, температуры среды и размеров капли. Расчеты проводились в объектно-ориентированной среде Visual Basic. Полученные расчетные времена испарения согласуются с результатами работы [2].

Прослежена кинетика изменения размеров капли ВТЭ. Найдено отличие от закона Срезневского для простых капель для разных законов диспергирования глобул воды при микровзрывах капли ВТЭ.

Результаты работы могут быть использованы в практических задачах по применению ВТЭ в различных энерготопливных установках и при утилизации отработанных машинно-моторных масел.

1. Иванов В.М. Топливные эмульсии. М., изд АН СССР, 1962.

2..Е.Н. Кондратьев, В.В. Опятюк, К.И. Семенов «Пульсационный режим испарения капли водо-топливной эмульсии», XX научная конференция стран СНГ, 2002, с. 140-141.

СЕКЦИЯ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА И ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ
(кафедра ФТТ и ТЭ)

Свойства цепочечной модели прослойки немезогена с приповерхностными структурированными слоями

Шерстобитов Д. А.
Научный руководитель – доктор наук Алтоиз Б.А.

Структурированные - эпитропные жидкокристаллические (ЭЖК) слои немезогена с анизотропным межмолекулярным взаимодействием могут возникать на лиофильной подложке [1]. Экспериментально такие слои изучены достаточно подробно [2]. Термодинамические свойства ЭЖК слоев были исследованы методами адиабатной калориметрии. Были рассчитаны теплота фазового перехода для разных температур и равновесная толщина. Структурные свойства исследовались с помощью метода дихроизма интенсивных полос поглощения. В этом эксперименте узким световым зондом сканировалась клиновидная прослойка. По характеру зависимости логарифма интенсивности определялась граница ЭЖК слой - изотропная жидкость, степень ориентации молекул и её тип.

На элипсометрической установке исследовалась структурная составляющая расклинивающего давления. В меньшей степени развиты теоретические представления [3] о механизме их организации. В термодинамической модели ЭЖК [3] для стабилизируемого подложкой ЖК состояния проведены оценки температур плавления и интервала существования. Но термодинамическая модель, не могла описать вклад отдельных параметров модели в организацию ЭЖК слоя. Упрощенные описание ЭЖК системой Изинговых цепочек [4] позволили оценить и прояснить вклады (по отношению к kT) межмолекулярного ξ, межцепочечного γ взаимодействий и поля подложки η в организацию этой фазы. Было определенно, что для каждой температуры существует «пороговое» значение межцепочечного взаимодействия γ, после которого, жидкость становится мезогеном. Так же было показано, что при отсутствии поля подложки η в прослойке не образуется ЭЖК слой, при малых интенсивностях уже появляется ЭЖК слой, а при увеличении интенсивности поля подложки ЭЖК слой так же увеличивался. Сравнение с экспериментальными результатами доказали правильность поведения этой модели. Расхождения, полученные при сравнении модельной прослойки с реальной, могут быть связаны с ограничениями, которые были приняты, для упрощения расчетов. Одним из недостатков данной модели является плавная граница раздела ЭЖК слой – изотропная жидкость.

В работе, с использованием описания [5] структурно неоднородной (с ЭЖК слоями) прослойки немезогена, подробно исследованы структурные (распределение упорядоченности Q, тип ориентации, равновесная толщина d_s, структурная составляющая расклинивающего давления π_s) и термодинамические (локальная теплоемкость C) свойства ее цепочечной модели. С применением анимации проведен детальный анализ характера зависимости от kT и параметров модели (межмолекулярного ξ, межцепочечного γ взаимодействий и поля подложки η) вида пространственного распределения упорядоченности в прослойке, изменения равновесной толщины ЭЖК слоя, структурной составляющей расклинивающего давления, локальной теплоемкости и теплоты послойного плавления ЭЖК. Проведено сравнение установленных свойств модели, со значениями параметров, которые были выбраны при анализе анимированных поверхностей функции выше перечисленных свойств модельной прослойки, с экспериментальными результатами по исследованию реальных неоднородных прослоек немезогенных жидкостей, содержащих ЭЖК слои [2].

[1] Б.В. Дерягин, Ю.М. Поповский, Б.А. Алтоиз. Открытие СССР “Явление образования гомогенной граничной жидкокристаллической фазы немезогенной жидкости”. Диплом № 388 //Открытия и изобретения. – 1991. – № 12. – С. 1.

[2] Б.А. Алтоиз, Ю.М. Поповский. Физика приповерхностных слоев жидкости. – Одесса: Астропринт. - 1996. – 153 с.

[3] Б.А. Алтоиз. Термодинамическая модель жидкокристаллического состояния немезогена//Физика аэродисперсных систем. – 2004. – №.41. – С.137-146.

[4] Б.А Алтоиз, Ю.М.Поповский, Е.С.Ляхова. Модель Изинга эпитропной жидкокристаллической фазы / Коллоидный журнал. - 2000. - Т.62, № 3. – С. 299-302.

[5] Б.А. Алтоиз Цепочечная модель неоднородных прослоек прослоек мезо- и немезогена//Вестник Одесского национального ун-та. – 2006. – Т.11. – Вып.7. – С. 92-102.

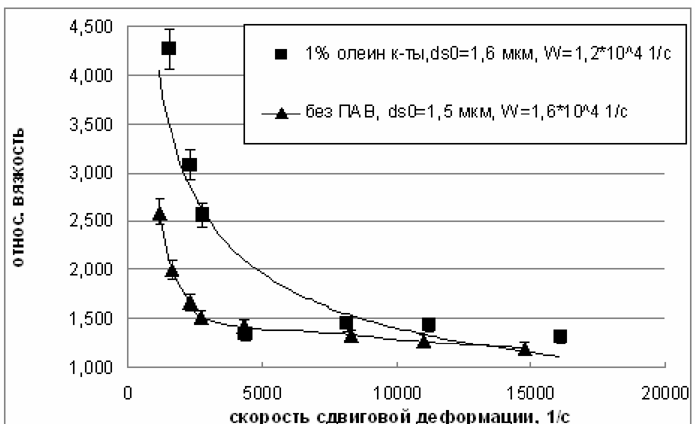
Микронные прослойки нормальных алканою в сдвиговом течении

Шатагина Е.А., Шатагина А.А.
Научный руководитель – доктор наук Б. А. Алтоїз

Эпитропные жидкие кристаллы (ЭЖК) образуются немезогенными жидкостями (в частности, молекулами ароматических и алифатических углеводородов) и возникают в поле поверхностных сил лиофильной твердой подложки. Алканы являются основой минеральных смазочных масел, поэтому исследование тонких пленок актуально и в практическом аспекте. В то время как ароматические углеводороды в значительной степени исследованы, алканы и свойства их микронных прослоек оставались, вообще говоря, не изучены.

В работе вискозиметрическим методом изучались три гомолога: тетрадекан ($C_{14}H_{30}$), гексадекан ($C_{16}H_{34}$) и гептадекан ($C_{17}H_{36}$), а также эти вещества с добавлением ПАВ. Изучалось одно из структурно чувствительных свойств - вязкость прослойки алканов, в частности, ее взаимосвязь со строением алканов, при этом для прямых измерений вязкости тонких прослоек жидкостей использовался ротационный вискозиметр.

Получены экспериментальные зависимости «эффективной» вязкости прослойки алканов от скорости деформации. Выявлены отличия в величине «обьемной» вязкости η_o (определяемой капиллярными (∅ ~ 1 мм) вискозиметрами) и «эффективной» вязкости η_{eff} и уменьшении η_{eff} со скоростью деформации ($\eta_{eff}/\eta_0=1$ при γ~3000c^{-1}) связывались с наличием в прослойках гомеотропного ЭЖК слоя повышенной вязкости. Сделана оценка зависимости толщины ЭЖК слоя от скорости деформации в двух моделях: «жесткий, срезаемый» ЭЖК слой и «ЭЖК слой постоянной вязкости». Установлены значения d_{s0} – «начальной» толщины ЭЖК слоя и гидродинамической прочности ЭЖК слоя.



Экспериментальная зависимость относительной вязкости прослойки гексадекана (d=3,6 мкм) от скорости сдвиговой деформации, T=21 C

Экспериментальные зависимости эффективной вязкости и толщины ЭЖК слоя от скорости деформации показали, что ПАВ организуют затравочный монослой на поверхности металла, упрочняют ЭЖК слой, с чем и связанны увеличение вязкости и d_{s0}. Наблюдалась корреляция между увеличением длины молекулы гомолога и повышением вязкости прослойки и параметрами ЭЖК слоя.

Влияние паров аммиака на свойства p-n-переходов на основе AlGaAs

Высоченко И. В.
Научный руководитель – доктор наук Птащенко А. А.

Исследовано влияние паров аммиака на вольт-амперные характеристики (ВАХ) прямого и обратного токов и на кинетику поверхностных токов в p-n переходах на основе AlGaAs.

Результаты измерений показали, что адсорбция молекул NH_3 существенно увеличивает прямой ток при низких напряжениях смещения, а также обратный ток. При низком напряжении ВАХ дополнительного тока имели линейные участки, что может быть объяснено формированием поверхностного проводящего канала. Дополнительный поверхностный ток линейно зависел от парциального давления паров аммиака. P-n переходы имели более высокую газовую чувствительность при обратном смещении, чем при прямом. Этот эффект объясняется туннельной инжекцией электронов в проводящий канал из вырожденной p^+-области кристалла.

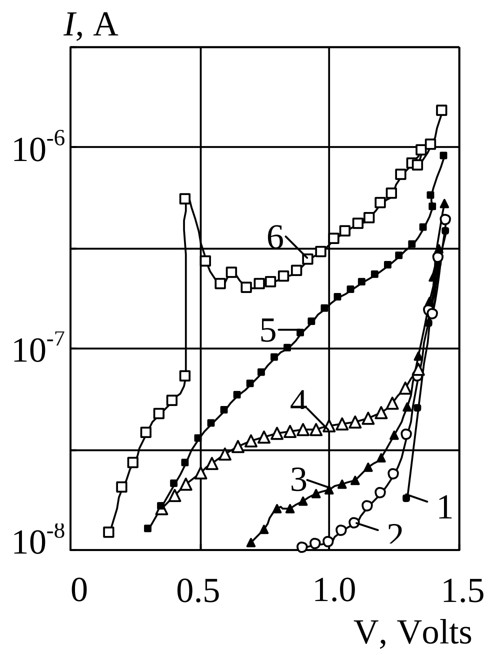


Рис.1. ВАХ прямого тока на воздухе (1) и в парах аммиака с разным парциальным давлением: 2 – 50 Па, 3 -100 Па, 4 – 200 Па, 5 – 1000 Па, 6 – 4000 Па.

При достаточно больших концентрациях аммиака в окружающей атмосфере на ВАХ прямого тока p-n переходов на основе AlGaAs обнаружен максимум, характерный для туннельных диодов (рис.1). Это свидетельствует о том, что при адсорбции молекул аммиака в данной гетероструктуре можно получить поверхностный канал с вырожденными электронами.

Кривые нарастания поверхностного тока после увеличения парциального давления паров NH_3 имели участок быстрого изменения продолжительностью до 30 с и участок медленного изменения. Время спада тока после уменьшения давления паров аммиака составляло около 10 с.

Изменения прямого и обратного токов в p-n переходах на основе AlGaAs под действием паров NH_3 были обратимыми, что свидетельствует о физическом (а не химическом) механизме адсорбции молекул аммиака, а также о возможности использования данных гетероструктур как газовых сенсоров.

Влияние адсорбированных атомов серы на поверхностный ток p-n- переходов на основе GaAlAs.

Багринцева Е.С., Коваленко М. С.

Научные руководители - канд. наук- Маслеева Н. В., Богдан О. В.

На поверхности полупроводников $A^{III}B^{V}$ имеется большая плотность поверхностных состояний. Это существенно ухудшает характеристики полупроводниковых приборов. Известно, что халькогенидная пассивация уменьшает плотность поверхностных состояний в GaAs и GaP [1].

Целью данной работы являлось исследование влияния халькогенидной пассивации на вольт- амперные характеристики (ВАХ) p-n- переходов на основе GaAlAs. Халькогенидная пассивация поверхности p-n- переходов проводилась в водном растворе сульфида натрия при освещении белым светом. Что бы избежать окисления сульфидированной поверхности, образцы хранились в атмосфере инертного газа - гелия.

На ВАХ прямого тока исходных p-n- переходов в области токов 10^{-6} – 10^{3}A имелись участки вида:

$$I=I_0\exp(qU/nkT), \qquad (1)$$

где I_0- постоянная, q- заряд электрона, k- постоянная Больцмана, T –температура, n ≈ 2. ВАХ такого вида объясняют рекомбинацией носителей заряда в обедненном слое и на поверхности. В областях меньших уровней инжекции имелись участки избыточных токов, которые связывают с туннельной рекомбинацией через глубокие центры в неоднородностях обедненного слоя. Такими неоднородностями могут быть дислокации, пронизывающие p-n- переход и создающие локальные сужения обедненного слоя.

Сульфидирование поверхности p-n- переходов на основе GaAlAs приводило к уменьшению рекомбинационных токов вида (1) вследствие снижения плотности поверхностных состояний и резко уменьшало избыточные прямые и обратные токи. Это можно объяснить диффузией серы вдоль дислокаций. Сера, являлась сильным донором, уменьшает плотность электрических активных центров на дислокациях, через которые проходит избыточный туннельный ток.

1. Бессолов В.Н., Лебедев М.В. Халькогенидная пассивация поверхностей полупроводников $A^{III}B^{V}$. // Физика и техника полупроводников.- 1998.-Т.32.- В.11- С. 1281-1298.

Електрофізичні властивості поруватого кремнію

Мірошниченко О.
Науковий керівник: канд.наук В.І. Солошенко

Поруватий кремній є перспективним матеріалом для багатьох пристроїв, в тому числі і оптоелектронних. На його основі створені світлодіоди, що випромінюють у видимій частині спектру, газові сенсори. Незважаючи на величезну кількість статей досі немає єдиної думки про механізми провідності у поруватому кремнію, не встановлений зв'язок між кристалографічною орієнтацією підкладки та електрофізичними властивостями поруватого кремнію.

Дослідження проводилися на поруватому кремнію, який був отриманий методом електрохімічного травлення на пластинах монокристалічного кремнію орієнтіцією (100) та (110) і питомим опором 10 Ом·см. Для вимірювання ВАХ наносилися алюмінієві контакти методом вакуумного напилення через маску з круглими еквідістантними отворами діаметром 1 мм. Для запобігання закорочення контактів з підкладкою використовувалась геометрія при якій поруватий кремній знаходився під деяким кутом до потоку атомів алюмінію.

Були отримані ВАХ структур Al/ПК/Al та Al/ПК/ кремній. ВАХ сруктури Al/ПК/Al мала дві ділянки – з лінійною залежністю та квадратичною, яка свідчила про досягнення у поруватому кремнії режиму ТОПЗ (токів обмежених просторовим зарядом). Прямі гілки ВАХ структури Al/ПК/ кремній мали різну поведінку зі зворотними, що пояснюється різними механізмами провідності в прямому й зворотному напрямку. Вид зворотних гілок ВАХ Al/ПК/ кремній можно інтерпретувати генераційно-рекомбінаційною моделлю у збідненому шарі зі сторони поруватого кремнію. Також невипрямний та омічний характери структур Al/ПК/ кремній та Al/ПК/Al відповідно дозволили припустити, що поруватий кремній відноситься до типу, коли він являє собою нанокристали кремнію між якими знаходяться продукти електрохімічних реакцій.

Особенности кинетики фотопроводимости гетероструктур GaInP/GaP

Бобок И. И.
Научный руководитель – канд.наук Евтушенко Н.Г.

В работе исследовалось влияние режимов лазерного излучения на фотоэлектрические свойства гетероструктур GaInP-GaP, сформированных методом лазерного легирования.

Исследуемые образцы гетероструктур GaInP-GaP были сформированы на основе кристаллов GaP *n*–типа, выращенных методом Чохральского с ориентацией (111). В процессе роста кристаллы фосфида галлия были легированы атомами серы, концентрация которой, определенная по эффекту Холла, составляла 10^{17} $см^{-3}$. Пленка In, толщиной 0,2 мкм, была нанесена методом термовакуумного распыления на *A*-поверхность фосфида галлия. Легирование GaP индием происходило под воздействием импульсного излучения неодимового лазера (λ=1,06 мкм), работавшего в режиме свободной генерации. Применялись два режима лазерного легирования. В первом режиме длительность импульса составляла τ = 150 мкс, частота ν = 20 Гц, энергия импульса E = 10 Дж, диаметр пучка в обоих режимах – 150 мкм, плотность мощности – $3{,}7 \cdot 10^8$ Вт/$см^2$; во втором – τ = $2 \cdot 10^{-3}$ с, ν = 10 Гц, E = 10 Дж, а плотность мощности - $1{,}4 \cdot 10^7$ Вт/$см^2$.

Спектральное распределение фототока для образцов, легированных в режимах 1 и 2, состоит из двух полос: из низкоэнергетической с максимумом 2.2 эВ (режим 1) – 2.24 эВ (режим 2) и высокоэнергетической с макимуммом 2.43 эВ (режим 2) – 2.45 эВ (режим 1). Длинноволновая граница спектра с учётом ошибки эксперимента составила 2.1 - 2.14 эВ, а коротковолновая – 2.7 эВ. Такой вид спектра обусловлен участием в генерации носителей тока как широкозонной так и узкозонной области образца. Наличие узкого низкоэнергетического максимума в спектре фототока гетероструктур, сформированных в режиме 1, обусловлено поглощением света в узкозонной области, образующей резкую гетерограницу с фосфидом галлия; низкоэнергетический наплыв в спектре фототока гетероструктур, сформированных в режиме 2, объясняется плавной гетерограницей, образуемой с фосфидом галлия. Различия в значениях коротковолновой границы обазцов свидетельствует о разном уровне легирования при этих режимах.

Кинетика нарастания и спада фототока снималась при интегральном освещении в фотодиодном режиме через крыльчатку. Максимум фототока при интегральном освещении достигает 0.9 мкА. По релаксации фотока было определено время жизни носителей заряда, которое составило 16 мкс.

Электрофизические свойства гетероструктур GaInP/GaP

Болотенко И.
Научный руководитель: . Стукалов С.А.

Свойства гетеропереходов зависят не только от материалов составляющих гетеропару, но и от методов их получения. Метод лазерного легирования является перспективным методом получения гетероструктур.

В данной работе гетеропереходы были получены на пластинах монокристаллов фосфида галлия выращенные методом Чохральского, толщиной 330 мкм с ориентацией плоскости среза пластин (111). Предварительно на А(111) поверхность наносилась металлическая пленка индия методом термического распыления в вакууме.

Для легирования использовалось излучение неодимового лазера. Облучение кристаллов производилось со стороны пленки на воздухе. Для лазерного легирования были использованы два режима лазеров: работающие в режиме свободной генерации и модулированной добротности. Длительность импульса варьировалась от 0,13 мс до 1,67 мс, а плотность мощности – от $7{,}2\cdot10^3$ Вт/см^2 до $1{,}13\cdot10^4$ Вт/см^2. В результате были получены гетероструктуры ***$Ga_xIn_{1-x}P$/GaP.***

Для изучения свойств полученных гетеропереходов были сняты вольт – амперные характеристики в области напряжений от 0 до 6 В при разных температурах (293К – 473К), ток менялся от 0 до 5 мА. По коэффициентам неидеальности рассчитанным по ВАХ были определены механизм прохождения тока через структуры и коэффициент А.

При прямых смещениях до 2В механизм прохождения тока через гетеропереходы GaInP/GaP, полученные методом лазерного легирования, описывается эмиссионно-рекомбинационной моделью, при больших смещениях ограничивается последовательным сопротивлением объема образцов и контактов.

Режим лазерного легирования оказывает существенное влияние на свойства получаемых гетероструктур. Наименьшее значение коэффициента идеальности – n = 2,5, были получены при работе лазера с длительностью импульса 1,67 мс и плотностью мощности $7{,}7\cdot10^3$ Вт/см^2.

СЕКЦИЯ ТЕПЛОФИЗИКИ ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ
(кафедра теплофизики)

Система оперативной диагностики низкотемпературной плазмы

Сподарец Д. В.

Научный руководитель: доктор наук Драган Г. С.

Разработка перспективных технологических процессов требует исследования самоорганизации гетерогенных плазменных структур, таких как пылевая или плазма продуктов сгорания. Для проведения подобных исследований необходимо создавать новые средства диагностики с возможностью регистрации кратковременных процессов, а также обработки данных в реальном времени. Поэтому были поставлены следующие задачи:

- изучить различные способы диагностики низкотемпературной плазмы;
- разработать алгоритмы оперативной диагностики низкотемпературной плазмы по её сплошному и линейчатому спектру;
- дополнить существующую платформу TERM-1[1] новыми возможностями.

В плазме продуктов сгорания различают температуру газовой и конденсированной фазы. Для определения температуры конденсированной фазы возможно использовать сплошной спектр излучения, который описывается формулой Вина:

$$I_{\lambda T} = \varepsilon_{\lambda T} \frac{C_1}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T_я}\right) \qquad (1)$$

Предполагая, что $\varepsilon_{\lambda T} = const$, выражение (1) можно приводиться к виду:

$$F_{\lambda T} = lgI_{\lambda T} + 5\lg\lambda = const - \frac{lge \cdot C_2}{\lambda T} \qquad (2)$$

откуда следует, что зависимость $F_{\lambda T}$ от $\frac{1}{\lambda}$ даёт прямую линию, тангенс угла которой позволяет определить температуру по формуле:

$$T = \frac{6241}{tg\alpha} \qquad (3)$$

Для измерения температуры газовой фазы продуктов сгорания применяется метод относительной интенсивности спектральных линий, которые можно выражать в виде:

$$I = \frac{hc}{\lambda} A_{ik} \frac{g_i}{g_0} N_0 e^{\frac{E_i}{KT}} \qquad (4)$$

Если взять отношение интенсивности двух спектральных линий, то температура определяется по формуле:

$$T = \frac{E_2 - E_1}{k \ln\left(\frac{I_1}{I_2}\frac{\lambda_1 A_2 g_2}{\lambda_2 A_1 g_1}\right)} \quad (5)$$

Таким образом, используя сплошной и линейчатый спектры, полученные при помощи дифракционного спектрографа и регистрируя его вебкамерой с передачей сигнала на ЭВМ, мы можем производить регистрацию параметров плазмы в реальном времени. Для обработки видеоряда, приходящего с вебкамеры, был разработан дополнительный программный модуль для TERM-1.

Обработка видеопотока, приходящего с вебкамеры, выполняется при помощи библиотеки компьютерного зрения с открытым исходным кодом — OpenCV[2]. Эта библиотека позволила воспользоваться последними наработками робототехники в области анализа видеопотока.

Использование свободного программного обеспечения в данном комплексе позволяет оперативно адаптировать его под различного рода задачи и экономить средства на приобретении аналогичного дорогостоящего ПО.

Возможна замена веб камеры на скоростную видеокамеру, которая позволит в реальном времени регистрировать кратковременные процессы.

Начато тестирование новых возможностей комплекса TERM-1, он был представлен на нескольких международных конференциях[3,4] и к середине 2009 года планируется выход первого стабильного релиза.

1. http://term.m31.org.ua
2. http://www.opencv.org
3. *Сподарец Д. В.* Аппаратно-программный комплекс TERM-1 // Журнал RootUA №1/2009 (сборник тезисов международной конференции FOSS Sea 2008, г. Одесса), – 2009. С. 48-49.
4. *Сподарец Д. В.* Разработка аппаратно-программного комплекса TERM-1 по измерению температур быстропротекающих процессов на основе открытого программного обеспечения // Сборник тезисов 5-й международной конференции разработчиков свободных программ, г. Обнинск, – 2008. С. 78-79.

Взаємовплив процесів випаровування і окислення частинок летучих металів

Іванова Н.Г.

Наукові керівники: доктор наук. Калінчак В.В., Черненко О.С

Ґрунтуючись на припущенні про визначальну роль гетерогенної поверхневої реакції в забезпеченні зриву теплової рівноваги частинок летучих металів, в межах моделі приведеної плівки проведено аналіз процесів масообміну і швидкостей окислення і випаровування з урахуванням стефанівської течії, що виникає при поверхневих хімічних і фазових перетвореннях речовини.

З урахуванням стефанівської течії отримані наближені вирази для швидкостей окислення і випаровування летючого металу

$$W_{ms} = \Omega_m k \rho_{gs} \frac{C_{O\infty}\left(C_{Os} + C_{Ns}\right)}{1 + SeC_{N\infty}},$$

$$W_{ev} = \frac{D \cdot Nu}{d} \rho_g \left(1 - \frac{1}{2} SeC_{Os}\right) C_{ms} \left(1 + \frac{1}{2} C_{ms}\right),$$

які дозволили проаналізувати вплив випаровування летючого металу на процес його окислення при різних діаметрах і температурах частинки.

Ефект взаємовпливу процесів окислення і випаровування більш істотний при значних значеннях дифузійно-кінетичного відношення. Вже при значеннях дифузійно-кінетичного відношення $Se > 0.2$ значення швидкостей випаровування і окислення за рахунок окислення і випаровування, відповідно, зменшуються більш ніж на 1%.

Для великих частинок (більше 300 мкм) швидкість хімічної реакції по кисню перевищує швидкість випаровування магнію. Стефанівська течія направлена до поверхні частинки, приносить додаткові маси кисню і заважає парам летючого металу дифундувати від поверхні. Вона сприяє окисленню летючого металу і перешкоджає його випаровуванню.

Для малих частинок (близько 30 мкм) швидкість хімічної реакції менша за швидкість випаровування. В цьому випадку стефанівська течія направлена від поверхні, відносить від поверхні газоподібні маси, зокрема пари металу і кисень. Тому вона і уповільнює процес окислення летючого металу і перешкоджає його випаровуванню.

Знаходження швидкостей окислення і випаровування летючого в параметричній формі від параметру безрозмірної швидкості стефанівської течії дозволила розглянути більш точно вплив діаметру і температури частинки ні значення швидкостей. При великих діаметрах швидкість випаровування зменшується практично до нуля, а швидкість окислення досягає сталого значення, що не залежить від температури частинки. Для діаметрів в $d < 100$ мкм вплив температури на швидкості окисленні і випаровуванні суттєвий: її збільшення на 100 К може призвести до збільшення швидкості в 10 разів.

Вплив початкової температури на характеристики високотемпературного тепломасообміну і кінетики хімічних реакцій поруватих частинок вуглецю в умовах газозавису.

Зуєв О.О.
Наукові керівники: доктор наук Калінчак В.В., Черненко О.С

В межах приведеної плівки в рамках моделі рівно доступної поверхні досліджується вплив початкових температури і діаметру на характеристики високотемпературного тепло масообміну і самовільного погасання поруватих вуглецевих частинок в умовах газозавису.

При самовільному переході вуглецевої частинки на високотемпературний режим окислення в попередньо нагрітому повітрі для одиночної частинки температура, час горіння, а також діаметр частинки при самовільному потуханні практично не залежать від початкової температури. Це пов'язано з тим, що за час виходу на високотемпературний режим окислення практично не змінюється, а ні діаметр частинки, а ні густина частинки. А головне, що температура та концентрація кисню на границі газового середовища, що оточує частинку не змінюється.

Для монодисперсного газозавису сферичних частинок в залежності від чисельної концентрації частинок і розміру самих частинок вище вказані характеристики по-різному залежать від початкової температури. Це пояснюється значною зміною на протязі періоду індукції температури та концентрації окисника на границі газового середовища, що оточує частинку.

Після самовільного погасання характеристики діаметр і густина частинки продовжує змінюватися у зв'язку з порівняно високою квазістаціонарною температурою частинки.

В киснево-азотному середовищі кімнатної температури існує критичне значення початкової температури частинок в газозависі, вище якої відбувається вимушене займання частинок. Зазначимо, що в повітрі кімнатної температури одиночна частинка не займається при будь-якій початковій температурі частинок. Для займання необхідно збільшити концентрацію кисню в середовищі.

В такому середовищі діаметр одиночної вуглецевої частинки при самовільному погасанні не залежить не від початкової температури, не від початкового діаметру. Це дає можливість отримувати частинки однакового розміру з початкового набору частинок вуглецевої частинки різного діаметру попередньо нагрівши кожну з них до температури вище критичного значення і помістивши її в киснево-азотну газову суміш з концентрацією кисню вище певного критичного значення.

Діаметр частинок в умовах газозавису при самовільному погасанні, як і першому випадку, залежить від початкових температури та діаметру частинок.

Після самовільного потухання діаметр і густина частинки перестають змінюватися у зв'язку з низькою температурою частинки.

Высокотемпературный тепломассообмен и кинетика окисления металлических проводников

Казак А.А.

Научные руководители – канд.наук   Орловская С.Г, Каримова Ф.Ф.

Тугоплавкие металлы вольфрам и молибден, а также их оксиды широко применяются в современных энерго – и ресурсосберегающих технологиях получения покрытий с заданными свойствами; гетерогенного катализа органических веществ. Поэтому актуальной задачей является исследование закономерностей образования оксидных слоёв на поверхности металлов и их физических свойств.

В данной работе проводятся исследования коэффициента излучательной способности тугоплавких металлов и их оксидов.

Экспериментальные исследования проводились при помощи электротермографического и пирометрического методов, а также метода относительной яркостной пирометрии.

Для обработки методики была взята гостированная платиновая проволока, которая слабо окисляется в воздухе при высоких температурах. С помощью электротермографического метода была получена средняя температура проводника (T_∂), с учётом линейного и объёмного расширения металла при высоких температурах. При помощи метода относительной яркостной пирометрии, были получены фотографии высокотемпературного состояния проводника (рис), после обработки которых находилась усреднённая яркостная температура ($T_я$) по длине проводника.

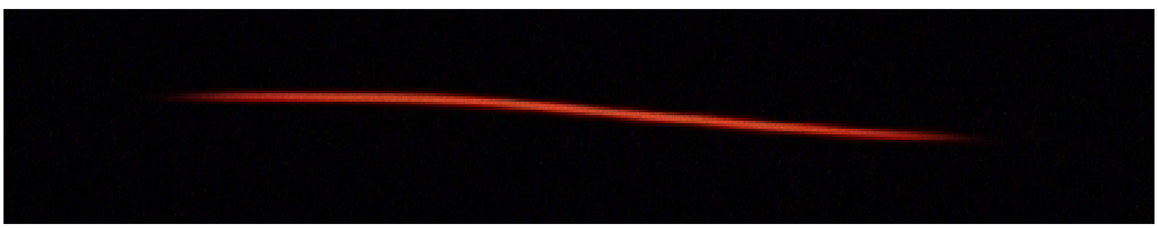


Рис. Высокотемпературное состояние платинового проводника
$d = 500 мкм$, $L = 20 см$, $T_к = 293$ K, $I = 9.3$ A.

Спектральный коэффициент излучательной способности определяли по формуле $\varepsilon = \exp\left(-\frac{1}{\lambda} C_2 \left[\frac{1}{T_я} - \frac{1'}{T_\partial}\right]\right)$.

В результате для платины в интервале температур Т=$1050 \div 1150$ K были получены значения $\varepsilon = 0.269 \div 0.3$, что хорошо согласуется с литературными данными. Для оксида вольфрама получено среднее значение $\varepsilon \approx 0{,}1$, которое может меняться в зависимости от толщины оксидного слоя.

Изучение влияния распределения температуры по углеродной частице на высокотемпературный тепломассообмен с газом.

Мирошниченко Е.В.
Научный руководитель: канд.наук Орловская С.Г.

Сжигание органического топлива обеспечивает энергией различные области промышленности и бытовые сферы человеческой деятельности. Поэтому актуальной является задача повышения эффективности методов сжигания твёрдых натуральных топлив в энергетических установках. Целью исследования является изучение влияния распределения температуры по углеродной частице на особенности её тепломассообмена с нагретым и холодным воздухом, а также определение коэффициента излучательной способности и условий теплообмена.

Экспериментальные исследования высокотемпературного окисления углеродных частиц проводились в нагретой до высокой температуры печи. Температуры поверхности и центра частицы контролировались хромель-алюмелевыми термопарами, сигнал с которых поступал на аналого-цифровое устройство, а затем на персональный компьютер. Паралельно производились измерения температуры частицы яркостным пирометром.

Полученные экспериментальным путём временные зависимости температуры углеродной частицы на стадии высокотемпературного окисления позволили определить инетегральный коэффициент излучательной способности углерода ε, который для средней температуры частицы 1190К оказался равен 0.88, что хорошо согласуется с литературными данными.

Скорость естественной конвекции определялась на стадии остывания частицы, после извлечения её из печи. На рисунке представлена зависимость скорости естественной конвекции от температуры частицы. Сплошная кривая - теоретический расчёт, ромбиками обозначены экспериментальные данные. Скорость естественной конвекции определялась в результате использования нестационарного уравнения теплового баланса, в котором учтены тепловые потоки молекулярно-конвективным путём, излучением, и экспериментально найденные температуры и временные производные температуры частицы на её поверхности. Скорость естественной конвекции $V_{ест}$ можно оценить при помощи формул:

$$Cr = \frac{gd^3(T_c - T_g)}{T_0 \nu_g^2}, \quad \mathrm{Re} = \sqrt{0.5Cr}, \quad \mathrm{Re} = \frac{V_{ест}\, d}{\nu_g},$$

здесь Gr, Re- критерии Грасгоффа и Рейнольдса, g-ускорение свободного падения, d- диаметр частицы, ν_g - вязкость газа, T_0 =273K, T_c , T_g- температуры частицы и газа.

Из рисунка видно, что экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с теоретическими оценками.

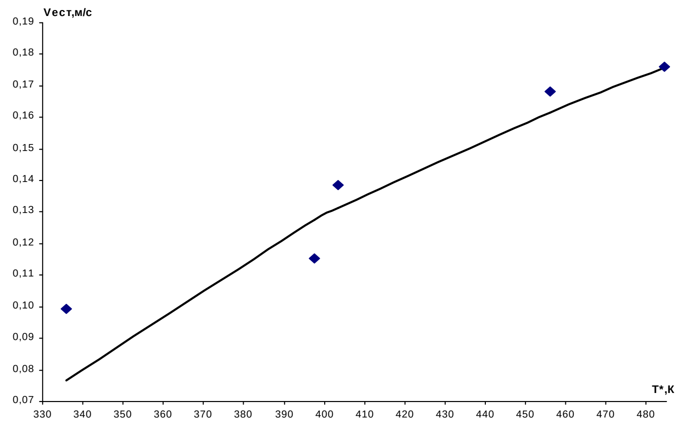


Рис. Зависимость скорости естественной конвекции от средней температуры углеродной частицы d=9,375 мм при T_g =301K, —— теоретический расчёт, ◆ эксперимент.

Влияние конвекции на устойчивые и критические режимы высокотемпературного тепломассообмена металлических проволочек

Харлампиев Г.В.
Научные руководители: канд.наук Орловская С.Г., Шкоропадо М.С.

Развитие новых отраслей энергетики, химической технологии, транспорта предъявляет повышенные требования к конструкционным материалам, способным работать при высоких температурах и больших механических нагрузках. При этом актуальной задачей становится исследование высокотемпературного тепломассообмена и кинетики окисления тугоплавких металлов (вольфрам, молибден) и их сплавов.

Нами рассматривалось влияние естественной и вынужденной конвекции на высокотемпературное окисление проводника при горизонтальном и вертикальном расположении проволоки в обтекаемой газовой среде.

Для экспериментальных исследований применялся электротермографический метод, используемый для изучения кинетики высокотемпературного окисления и тепломассообмена металлов.

Температуру проводника определяли используя зависимость его сопротивления от температуры в различные моменты времени и при различных значениях силы тока.

Установлено, что критическое значение силы тока I_{cr}, при котором происходит перегорание проводника, для вертикального расположения меньше, чем для горизонтального и примерно составляет $I_{гор}/I_{верт} = 1.07$.

Анализ оксидного слоя по длине показывает, что вертикально расположенный проводник перегорает ближе к верхнему контакту и толщина оксидного покрытия на нем меньше чем на поверхности горизонтально расположенного проводника. В случае горизонтально расположенного проводника место перегорание находиться дальше от максимальной скорости профиля потока. Для последнего вблизи места перегорания наблюдается достаточно длинный участок АВ (25% длины проводника) на котором отсутствует пористый оксидный слой, с диаметром равным половине начального диаметра проводника. В случае вертикального расположения участок с подобными свойствами в 2 раза короче.

В работе изучалось влияние вынужденной и естественной конвекции на временные зависимости температуры вольфрамовых проводников при поперечном и продольном обтекании. Установлено, что в условиях вынужденной конвекции существенно возрастает время окисления проводника до момента перегорания.

СЕКЦИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
(кафедра теоретической физики)

Изучение оптической проводимости высокочастотной плазмы

Соколов А.
Научный руководитель: доктор наук Адамян В.М.

Как известно, комплексная проводимость металлов и идеальной плазмы описывается классической формулой Друде – Лоренца.

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau}, \qquad (1)$$

где σ_0- статическая проводимость, ω- частота падающей волны, τ- время свободного пробега носителей заряда. Для неидеальной плазмы, эта формула уточняется.

Целью данной работы является исследование уточнения (2) формулы Друде - Лоренца, имеющего конечный второй момент.

$$\sigma(\omega) = \frac{i\omega_p^2}{4\pi} \frac{\omega + ih}{\omega^2 - \Omega^2 + ih\omega}, \qquad (2)$$

где $\omega_p = 4\pi \cdot n_e e^2 / m$ - плазменная частота, $h = 4\pi\sigma_0\Omega^2 / \omega_p$.

В одноэлектронном приближении, в котором принимается, что каждый электрон движется в самосогласованном поле, создаваемом всеми электронами и ионами, а ионы являются неподвижными, параметр Ω^2 определяется выражением:

$$\Omega^2 = \frac{\omega_p^2}{3n_e V} \sum_j^N \left\langle 2\sum_\nu f(\in_\nu) \left|\Psi_\nu(\vec{R}_j)\right|^2 \right\rangle - \omega_p^2, \qquad (3)$$

где $\in_\nu$ и Ψ_ν это собственные значения энергии и соответствующие им волновые функции электрона в состояниях ν, $f(\in_\nu)$ – функция распределения Ферми-Дирака, $\vec{R}_j$ – радиус-вектора, описывающие положение ионов. Целью данной работы является вычисление параметра Ω^2, который определяет степень неидеальности кулоновской системы. С помощью метода функций Грина выражение (3) для полностью ионизированной плазмы приводится к виду:

$$\Omega^2 = \frac{2e^2}{\pi m} \int_0^\infty \frac{1}{\exp\left(\beta\left[\frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \mu\right]\right) + 1} \left(\frac{1}{3\left|f(k)\right|^2} - 1\right) k^2 dk, \qquad (4)$$

где $f(k)$-это функция Йоста для уравнения Шредингера

$$-\frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2} V(r) y = k^2 \varphi \qquad (5)$$

с Дебаевским потенциалом $V(r) = -\frac{e^2}{r}e^{-kr}$, определяемая как значение при $r=0$, решение уравнения (5) $f(k,r)$ удовлетворяющее граничному условию $\lim_{r\to\infty} e^{-ikr}\varphi(k,r)=1$. Для $f(k,r)$ справедливо интегральное уравнение:

$$f(k,r) = e^{ikr} + \frac{2me^2}{\hbar^2 k}\int_r^\infty \sin k(r-s)\frac{e^{-k's}}{s} f(k,r) \qquad (6)$$

Разработана программа для вычисления функции Йоста, на основе которой найдены значения параметра неидеальности, в зависимости от температуры и концентрации электронов.

Многомерные космологические модели с фантомными скалярными полями

Журбенко Е.В.
Научный руководитель: доктор наук Жук А.И.

В настоящей работе исследуется динамическое поведение многомерной Вселенной при наличии фантомного скалярного поля. В отличие от обычных четырехмерных космологических моделей в многомерном случае необходимо решить две проблемы одновременно. Во-первых, надо добиться инфляции нашего внешнего пространства на ранних этапах эволюции Вселенной. Во-вторых, необходимо, чтобы внутренние пространства к концу инфляции компактифицировались около планковских размеров (т.е. имели масштабные факторы, порядка планковской длины $L_{Pl} \sim 10^{-33}$ см) и в дальнейшем оставались статическими (или почти статическими). Стабильная компактификация внутренних пространств необходима для того, чтобы избежать ненаблюдаемых вариаций фундаментальных постоянных. Дело в том, что эффективные четырехмерные физические постоянные, появляющиеся в эффективной четырехмерной теории после размерной редукции, возникают при усреднении (интегрировании) многомерных фундаментальных постоянных по внутренним пространствам [1,2,3]. Поэтому, если внутренние пространства изменяются со временем, то также будут меняться и четырехмерные физические постоянные. До сих пор ни один эксперимент не показал вариацию физических постоянных [2,3]. Поэтому внутренние пространства должны быть статическими или, по крайней мере, меняться медленно. Проблему стабилизации внутренних пространств удобно рассматривать в представлении Эйнштейна [4].

Для решения поставленной задачи получаем следующее действие

$$S = \frac{1}{2\kappa_0^2}\int d^4x\sqrt{|g|}\left\{R - G_{ij}g^{\mu\nu}\partial_\mu\varphi^i\partial_\nu\varphi^j - 2U_{eff}(\varphi^1,\varphi^2)\right\} \qquad (1)$$

где $i,j=1,2$, $G_{ij}=diag(-1,1)$- минисуперпространственная метрика (метрика в пространстве скалярных полей), сигнатура метрики четырехмерного пространства-времени выбрана в виде (-,+,+,+) и $\kappa_0^2 = \frac{8\pi}{M_{Pl}^2}$- четырехмерная гравитационная постоянная, а эффективный потенциал равен [4]

$$U_{eff}(\varphi^1,\varphi^2) \equiv U_{eff}(\varphi,\chi) = e^{2\varphi\sqrt{\frac{d_1}{(D-2)(D_0-2)}}}\left[-\frac{1}{2}R_1 e^{2\varphi\sqrt{\frac{D_0-2}{d_1(D-2)}}} + \Lambda - m^2\chi^2(1-\alpha\sin(\frac{\chi}{\gamma}))\right]. \qquad (2)$$

Сигнатура метрики $G_{ij} = diag(-1,1)$ выбрана таким образом, что поле φ^1 - фантомное, т.е. с отрицательным кинетическим членом. Такие фантомные (духовые) поля возникают в суперструнных и супергравитационных моделях и могут объяснить ускоренное расширение Вселенной с уравнением состояния $\omega < -1.$ Скалярное поле φ^2 описывает конформные возмущение внутренних пространств.

Согласно современным наблюдательным данным, наша Вселенная описывается пространственно плоской метрикой Фридмана $ds^2 = -dt^2 + a^2(t)d\vec{x}^2$. Задача заключается в определении динамики данной Вселенной заполненной описанными выше полями $\varphi^i = \varphi^i(t)$. В этом случае получаем уравнения Фридмана

$$3\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \equiv 3H^2 = \kappa_0^2\rho = \frac{1}{2}G_{ij}\dot{\varphi}^i\dot{\varphi}^j + U_{eff} \qquad (3)$$

и

$$\dot{H} = -\frac{1}{2}\kappa_0^2(\rho + p) = -\frac{1}{2}G_{ij}\dot{\varphi}^i\dot{\varphi}^j \qquad (4)$$

где $\rho = \frac{1}{\kappa_0^2}\left(\frac{1}{2}G_{ij}\dot{\varphi}^i\dot{\varphi}^j + U_{eff}\right)$ и $p = \frac{1}{\kappa_0^2}\left(\frac{1}{2}G_{ij}\dot{\varphi}^i\dot{\varphi}^j - U_{eff}\right)$- плотность энергии и давление скалярных полей, играющих роль темной энергии. Для параметра ускорения получили следующее выражение

$$\frac{\ddot{a}}{a} = H^2 - \frac{1}{2}\kappa_0^2(\rho + p) = \frac{1}{6}\left(-4 \times \frac{1}{2}G_{ij}\dot{\varphi}^i\dot{\varphi}^j + 2U_{eff}\right) \qquad (5)$$

Решение данных уравнений позволяет определить взаимную динамику Вселенной и полей φ^i.

1. Weinberg S. Charges from extra dimensions // Phys.Lett.- 1983.- V. B 125. - P.265-269.
2. Marciano W.J. Time variation of the fundamental ‘constants’ and Kaluza-Klein theories // Phys.Rev.Lett.- 1984.- V.52.- P.489-491.
3. Kolb E.W., Perry M.J., Walker T.P. Time variation of fundamental constants, primordial nucltosthesis, and the size of extradimensions // Phys.Rev.- 1986- V.D33.- P.869-871.
4. Günther U., Zhuk A. Stabilization of internal spaces in multidimensional cosmology // Phys. Rev. - 2000. - V. D61.- P. 124001.
[arXiv: hep-ph/0002009v2].

Определение заряда пылевой частицы в ячеечном приближении

Мишагли Д.Ю
Научный руководитель: доктор наук Маломуж Н.П.

В настоящей работе рассматривается низкотемпературная ($T \approx 1000 \div 3000\ K$) пылевая плазма, образованная ионизованным буферным газом и сферическими пылевыми частицами (ПЧ) одинакового размера ($r_p \approx 10^{-6} \div 10^{-4}\ cm$). Вследствие термоэлектронной эмиссии ПЧ приобретают в среднем заряд $< Z > e$. Целью работы является установление зависимости среднего заряда $< Z >$ ПЧ от температуры T, плотности электронов n_0, работы выхода W_{ex} и размера ПЧ r_p:

$$< Z >= f(W_{ex}, T, n_0, r_p)\,. \qquad (1)$$

Считается, что плазма плотная, т.е. среднее расстояние r_{12} между ПЧ – величина того же самого порядка, что и удвоенная сумма дебаевского радиуса экранирования r_D в плазме и радиуса ПЧ: $r_{12} \sim 2(r_p + r_D)$. Задача решается в приближении среднего поля, когда каждой ПЧ ставится в соответствие ячейка радиусом r_C [1]. Суммарный заряд внутри ячейки равен нулю. Задача, таким образом, сводится к определению распределения потенциала и заряда электронов в отдельной ячейке.

Распределение потенциала φ электростатического поля внутри ячейки описывается уравнением Пуассона, в котором объемная плотность зарядов описывается распределением Больцмана.

Рассматривая плазму внутри ячейки как термостат по отношению к ПЧ, среднее значение заряда частицы (в единицах заряда электрона) определяется соотношением:

$$< Z >= \int_0^{\infty} Z \cdot \rho(Z) dZ\,, \qquad (2)$$

где $\rho(Z)$ – функция распределения по величине безразмерного заряда Z, которая аппроксимируется выражением:

$$\rho(Z) = C \cdot \exp\left(-\frac{W_{el} + W_{ex}}{k_B T} \right), \qquad (3)$$

где W_{el} – энергия электростатического поля, образованного зарядом ПЧ и электронами ионизованного буферного газа, W_{ex} – работа выхода электрона с поверхности ПЧ.

[1] Маренков В.И., Чесноков М.Н. Физические модели плазмы с конденсированной дисперсной фазой; Учебн. пособие. – К.: УМК ВО, 1989. – 188с.

Особенности электронной структуры двухстеночных нанотрубок

Яткин К.

Научный руководитель: доктор наук Адамян В.М.

Углеродная нанотрубка представляет собой свернутую в цилиндр графитовую плоскость. В зависимости от способа сворачивания нанотрубка может обладать различными проводящими свойствами. Существует также возможность получения многослойных образований, которые состоят из нескольких вложенных друг в друга нанотрубок. В данной работе исследуется проводимость системы из двух вложенных металлических углеродных нанотрубок.

В качестве простейшей модели такой структуры рассмотрена система из двух параллельных цепочек из одинаковых одновалентных атомов. При этом считается, что периоды цепочек различны, а расстояние между цепочками относительно велико, так что вероятность перескока электронов на соседнюю цепочку мала. При помощи метода потенциалов нулевого радиуса рассчитаны дисперсионные уравнения для каждой из цепочек в отдельности. Метод потенциалов нулевого радиуса заключается в том, что взаимодействие электрона с ионом цепочки вводится с помощью псевдопотенциала Ферми - граничного условия на волновую функцию Ψ в точке расположения иона ρ_m:

$$\lim_{\rho_m=0}\left[\frac{d}{d\rho_m}\left(\rho_m\Psi\right)-\lambda\rho_m\Psi\right]=0,$$

с параметром интенсивности взаимодействия λ, заимствованным из [1]. На основе полученных дисперсионных уравнений для зонных электронов отдельных цепочек определены энергия Ферми составной системы из двух атомных цепочек, значения квазиимпульсов и скоростей электронов на уровне Ферми. Особенность рассматриваемой системы заключается в различии абсолютных значений скоростей на уровне Ферми для электронов, локализованных на разных цепочках.
Построены дисперсионные кривые и проведены расчёты энергий Ферми и скоростей на уровне Ферми для различных значений параметров цепочек.

Данные результаты используются для анализа особенностей высокочастотной баллистической проводимости двухстеночных углеродных нанотрубок.

1. S. Tishchenko. Electronic structure of zigzag carbon nanotubes,

Low Temp. Phys. **32**, 953 (2006); DOI:10.1063/1.2364486

Кинетика перехода порядок-беспорядок в модели Вичека самодвижущихся частиц

Чепижко А.А.
Научный руководитель: канд. наук Кулинский В.Л.

Рассмотрена динамика системы самодвижущихся частиц по модели Вичека в пределе непрерывного времени. Показано, что процесс перехода к упорядоченному состоянию может быть разделен на два режима: «быстрый» кинетический и медленный гидродинамический. В кинетическом режиме подстройка направления скорости частицы к средней скорости окружения происходит за характерное время релаксации, которое зависит от локальной плотности. Гидродинамический режим связан с упорядочением движения больших областей - "доменов".

Продемонстрирована связь между моделью Вичека в статическом пределе и модели Курамото. Предложена модель, учитывающая корреляцию полей плотности и скорости. Рассмотрены варианты скалярного и векторного шумовых источников (согласно [1,2]) для модели Вичека. Предложено объяснение скачкообразного изменения параметра порядка в случае векторного шума.

1. T. Vicsek, A. Czirok, E. Ben-Jacob, I. Cohen and O. Sochet, Phys. Rev. Lett. **75**, 1226 (1995).
2. G. Gregoire and H. Chate. Phys. Rev. Lett. **92.** 025702 (2004).

СЕКЦИЯ АСТРОНОМИИ
(кафедра астрономии)

Орбітальна та обертальна змінність проміжного поляру RXS J180340.0+401214

Бреус В.В.
Науковий керівник: доктор наук Андронов І.Л.

Проміжний поляр RXJ1803 був відкритий в 2005 році по огляду ROSAT (B.T. Gänsicke et al., MNRAS 361, 141-154, 2005), і з того часу проводиться його фотометричний моніторінг. Ці об'єкти є взаємодіючими подвійними зорями з сильними магнітними полями. Така система включає мало масивну, але порівняно велику зорю – червоний карлик (супутник), та масивний, але надщільний білий карлик (головний компонент), тяжіння якого призводить до гравітаційного захвату частини оболонки супутника поблизу внутрішньої точки Лагранжа. За рахунок сили Коріоліса, плазмовий струмінь відхиляється від лінії центрів та образує акреційний диск навколо білого карлика. Сильне магнітне поле руйнує внутрішню частину диску та призводить до утворення двох акреційних колон, які є одними з найбільш вагомих джерел випромінювання в широкому діапазоні спектру – від рентгенівського до інфрачервоного внаслідок утворення ударних хвиль та виникнення циклотронного випромінювання.

Внаслідок одночасної дії кількох різних астрофізичних механізмів, такі системи є важливими лабораторіями для дослідження процесів акреції в надсильному магнітному полі. Зокрема, важливим є моніторинг систем для визначення характеристик орбітальної, обертальної змінності та для дослідження обертальної еволюції білого карлика.

Спостереження проводилися нами на телескопі "Zeiss Cassegrain – 600" в Астрономічній Обсерваторії і Планетарії м. Хлоховець, Словацька Республіка. Отримано 1480 експозицій в фільтрі R (0.76μm) та 1557 в фільтрі V (0.55μm) протягом 12 ночей у 2007 та 7 ночей у 2008 році. Використовувалась ПЗЗ камера SBIG ST-9XE.

В результаті аналізу кривих блиску, виявлено, що орбітальна змінність системи практично відсутня, що свідчить про порівняно невеликий нахил орбіти системи (i<70^{o}), при якому не спостерігаються а ні затемнення червоним карликом білого карлика, диска чи акрецуючої плазми.

Основна ж фотометрична хвиля спричинена обертанням білого карлика, при якому суттєво змінюються умови спостереження акреційних колон, тобто причина більш геометрична (зміна кута між колоною та променем зору під час обертання), ніж фізична (власна нестабільність акреційної колони – яка дійсно присутня, але не є періодичною). Один максимум на фазових кривих може бути пояснений великим нахилом магнітної вісі до площини екватору, і тому ми бачимо в основному «верхню» акреційну колону, тобто видиму с Землі, в той час, як друга (з іншого боку акреційного диску) практично невидима. В деяких системах, колони розташовані близько до орбітальної площини (напр., V405 Водолія)

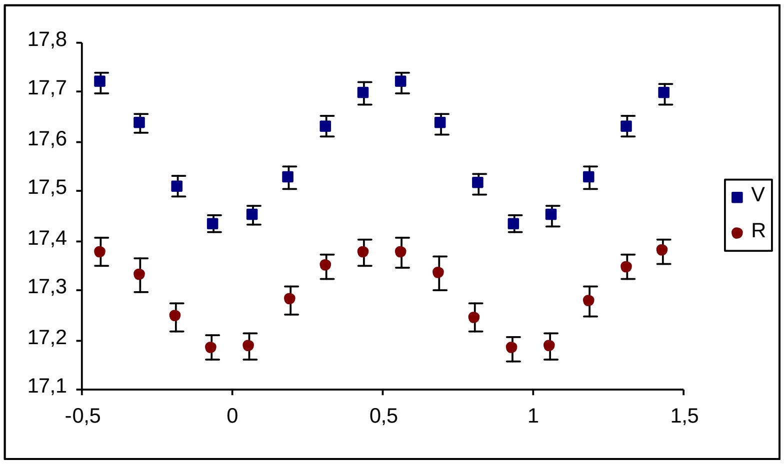
Проведений періодограмний аналіз кривих блиску у фільтрах V та R. Максимум на періодограмах відповідає періоду 25.34 хвилин, що збігається з визначеним першовідкривачами в межах статистичних похибок. Отримане значення обертального періоду білого карлика $0^d.0175978121 \pm 0^d.0000000263$, що в секундах є 1520.4509±0.0022. Для порівняння, значення періоду, визначеного першовідкривачами 1520.510±0.066 секунд. Точність нашого визначення періоду в 30 разів краще, що пов'язано з більшою кількістю ночей та більшою тривалістю спостережень.

Нами були отримані криві блиску системи та розраховані індекси кольору. Отримані значення та амплітуди пульсацій в фільтрах V та R для сезонів 2007 та 2008 років:

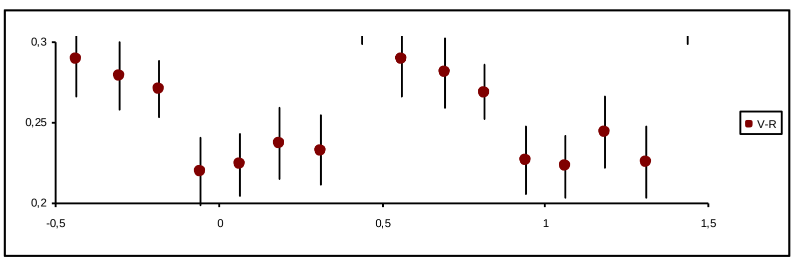
Рік	Фільтр	Ампул. пульсацій
2007	V	0.142 ± 0.010
2007	R	0.112 ± 0.016
2008	V	0.066 ± 0.047
2008	R	0.135 ± 0.023

Визначений момент максимуму BJD 2454452.11846±0.00027

Нижче представлені фазові криві для обертального періоду.



Індекс кольору показує статистично вагому залежність від фази обертального періоду, що показує, що розподіл енергії в спектрі випромінювання змінюється з фазою, при чому амплітуда в спектральній смузі V більша за амплітуду в R. Це пояснюється великою температурою акреційних колон (яка за теоретичними розрахунками для подібних об'єктів становить сотні мільйонів К).



Отримані результати будуть використовуватися для більш точного визначення періоду обертання білого карлика та подальшого дослідження його змін, для чого потрібний багаторічний моніторинг.

Аналіз часових рядів проводився за допомогою програми MCV (I.L.Andronov, A.V.Baklanov, Astronomical School Reports, 2004, 5, 264, http://uavso.pochta.ru/mcv). Робота є частиною міжнародної програми "Міждовготна астрономія" («Inter-Longitude Astronomy»).

Условия освещенности спутников на высоких орбитах

Троянский В.В.
Научный руководитель: канд.наук Базей А.А.

Важной прикладной задач небесной механики является вычисление траектории движения искусственных небесных тел. Такие задачи достаточно сложны, поскольку требуют учета влияния многих возмущений в движении небесного тела. К ним относятся: возмущения от больших планет Солнечной системы, спутников больших планет, несимметричного распределения масс внутри планет и спутников, негравитационные силы. К негравитационным силам относятся трение в атмосфере, магнитные силы, давление солнечного ветра и света. Все эти возмущения оказывают заметное влияние на движение на околоземной, на окололунной или на околопланетных орбитах. Особенно это сказывается на низких спутниках, которые регулярно попадают в тень планеты или спутника и дольше в ней находятся.

Нашей целью является описание условий освещенности искусственных спутников планет Солнечной системы и Луны. Эту задачу всегда необходимо решать при вычислении эфемериды и условий видимости спутников.

В работе основное внимание уделяется описанию условий освещенности искусственных спутников на высоких орбитах, так как при этом можно пренебречь атмосферным торможением и электромагнитными силами, возникающими при движении спутника в радиационных поясах планет.

В первом приближении в качестве модели тени обычно берут цилиндр, мы же решили сравнить две модели тени: цилиндрическую и коническую в основе которых лежит сечение сфероидального небесного тела.

В качестве примера рассмотрен низкий спутник с перигейным расстоянием 1,5 радиуса Земли (Rз), и высокий, с перигейным расстоянием 5 Rз. Выполнено сравнение погрешностей при использовании цилиндрической и конической модели тени.

Получено отличие между двумя моделями тени, равное ≈0,25°. Зная его можно получить оценку линейных отличий для двух спутников. Для низкого она составляет ≈45 км и для высокого спутника ≈150км. С удалением от Земли это отличие нарастает и может существенно повлиять на точность расчета времени входа и выхода искусственно спутника из тени.

В работе получены кривые блеска при входе в земную тень и покрытия спутника другими небесными телами, например, Луной.

Итогом работы явился самостоятельный программный модуль, который позволяет получить местоположение спутника относительно тени. При этом в сам модуль подаются координаты: спутника, источника освещения и небесного тела, отбрасывающего тень. Кроме того, можно повысить точность вычислений путем учета существование атмосферы у небесного тела, отбрасывающего тень.

Определение плотности верхних слоев атмосферы по данным каталога орбит низкоорбитальных космических объектов

Н.Э.Бритавский
Научный руководитель: канд.наук Н.И.Кошкин

При движении на низких орбитах, ИСЗ подвержен сильному влиянию геопотенциала и торможению атмосферы. Поэтому для точного расчета орбит ИСЗ необходимо верно учитывать данные факторы. Если для потенциала Земли уже разработана аналитическая модель, которая хорошо реализуется на практике, то с атмосферой дело состоит сложнее. Модели атмосферы, которые, главным образом, сделаны для того что б ответить на вопрос какая плотность атмосферы на данной высоте над данной точкой Земного шара, не дают точного результата в силу ряда обстоятельств. А именно: сложность смоделировать влияние солнечной активности на атмосферу, лунных возмущений, ветров в верхних слоях атмосферы и др. Поэтому, в данной работе сравнивается плотности атмосферы, полученные, на основе теоретической модели и на основе анализа торможения ИСЗ. Реальные элементы орбиты ИСЗ движущегося в верхних слоях атмосферы берутся из аналитической модели движения SGP4/SDP4. Далее полученные плотности сравнивается с моделью атмосферы MSIS00.

В работе осуществляется опробование метода определения плотности атмосферы по торможению в нем ИСЗ. А также осуществляется поиск подходящих объектов для корректной нахождения оценки плотности ИСЗ.

На рисунке, представлены изменения плотности атмосферы, полученные для одного спутника. MSIS 00 – теоретическая модель атмосферы; SGP4 – полученные на основе анализа торможения ИСЗ.