Министерство образования и науки Украины

Одесский национальный университет имени И.И.Мечникова

Ф и з и ч е с к и й   ф а к у л ь т е т

6 4 - я   отчетная
студенческая научная конференция

посвященная 143-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.

23 - 24 апреля 2008 г.

О д е с с а

СЕКЦИЯ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ
(кафедра экспериментальной физики)

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ СЕЛЕНИДА ЦИНКА, ЛЕГИРОВАННЫХ НИКЕЛЕМ

Яцун В.В., Молчиниколов П.А.
Научные руководители – доктор наук Ваксман Ю.Ф., канд.наук Ницук Ю.А.

Кристаллы селенида цинка, легированные переходными металлами, являются перспективным материалом для применения в спинтронике и лазерных технологиях [1]. Важным вопросом также является исследование возможности лазерной генерации на таких кристаллах. Показано, что на основе монокристаллов ZnSe:Fe и ZnSe:Cr можно получить эффективный перестраиваемый квантовый генератор, излучающий в ИК-области [2,3]. Кристаллы ZnSe:Ni имеют меньшее практическое применение. Для широкого практического применения требуется всестороннее изучение их физических свойств, среди которых несомненный интерес представляет изучение их оптических свойств.

Нами разработана методика диффузионного легирования кристаллов ZnSe никелем. Диффузия осуществлялась из напыленного слоя металлического Ni в атмосфере Ar+He при температурах отжига 800-1000°C. Длительность процесса диффузии составляла 5-10 часов. После отжига кристаллы имели темно-коричневый цвет в отличие от желтого у нелегированных кристаллов ZnSe. Для сравнения по аналогичной методике были получены кристаллы ZnS:Ni. Изменение окраски кристаллов при легировании Ni позволило определить диффузионный профиль примеси. Определены коэффициенты диффузии никеля в ZnSe и ZnS при различных температурах.

Исследованы спектры оптического поглощения кристаллов ZnSe в видимой, ближней и средней ИК-области. Установлено, что легирование кристаллов ZnSe никелем приводит к появлению полос примесного поглощения в сине-зеленой области спектра с энергиями 2.19, 2.41 и 2.52 эВ, интенсивность которых возрастает с увеличением степени легирования.

Поглощение кристаллов ZnSe:Ni характеризуется полосами поглощения на 1.41, 1.46 и 1.53 эВ. Интенсивность этих полос возрастает с увеличением концентрации никеля. В то же время, положение этих полос не меняется с изменением температуры кристаллов. Это позволяет предположить, что за указанные линии поглощения ответственны оптические переходы, происходящие в пределах иона Ni. Аналогичная серия линий поглощения наблюдалась нами в кристаллах ZnS:Ni. В этих кристаллах поглощение света в ближней ИК области характеризуется полосами на 1.55, 1.62 и 1.72 эВ. Положение этих линий также не менялось с изменением температуры кристаллов. Согласно имеющимся литературным данным [4], линия поглощения на 1.55 эВ в ZnS:Ni и на 1.41 эВ в ZnSe:Ni обусловлены переходами $^3T_1(F) \rightarrow {}^3T_1(P)$, происходящими в пределах иона Ni^{2+}. Две остальные линии наблюдаются впервые. Очевидно, они обусловлены переходами на расщепленные в результате спин-орбинального взаимодействия $^3T_1(P)$ – состояния иона.

В средней ИК-области кристаллы ZnSe:Ni характеризуются полосой поглощения на 1.1 эВ. В кристаллах ZnS:Ni наблюдалась аналогичная полоса поглощения на 1.13 эВ. Положение этих полос поглощения не менялось с изменением температуры, что свидет6ельствует о внутрицентровом характере оптических переходов. Согласно литературным данным, за эти полосы поглощения ответственны оптические переходы $^3T_1(F) \rightarrow {}^3A_2(P)$, происходящие в пределах иона Ni. По мере увеличения степени легирования кристаллов происходит размытие полос поглощения. Аналогичное размытие структуры линий имеет место и в спектрах поглощения в ближней ИК-области. Очевидно, это связано с проявлением межпримесного взаимодействия ионов Ni^{2+}.

На основе имеющихся в литературе расчетов энергетического спектра ионов Ni^{2+} в кристаллической решетке селенида цинка и полученных нами результатом исследований

построена схема оптических переходов, ответственных за поглощение света и люминесценцию в кристаллах ZnSe:Ni.

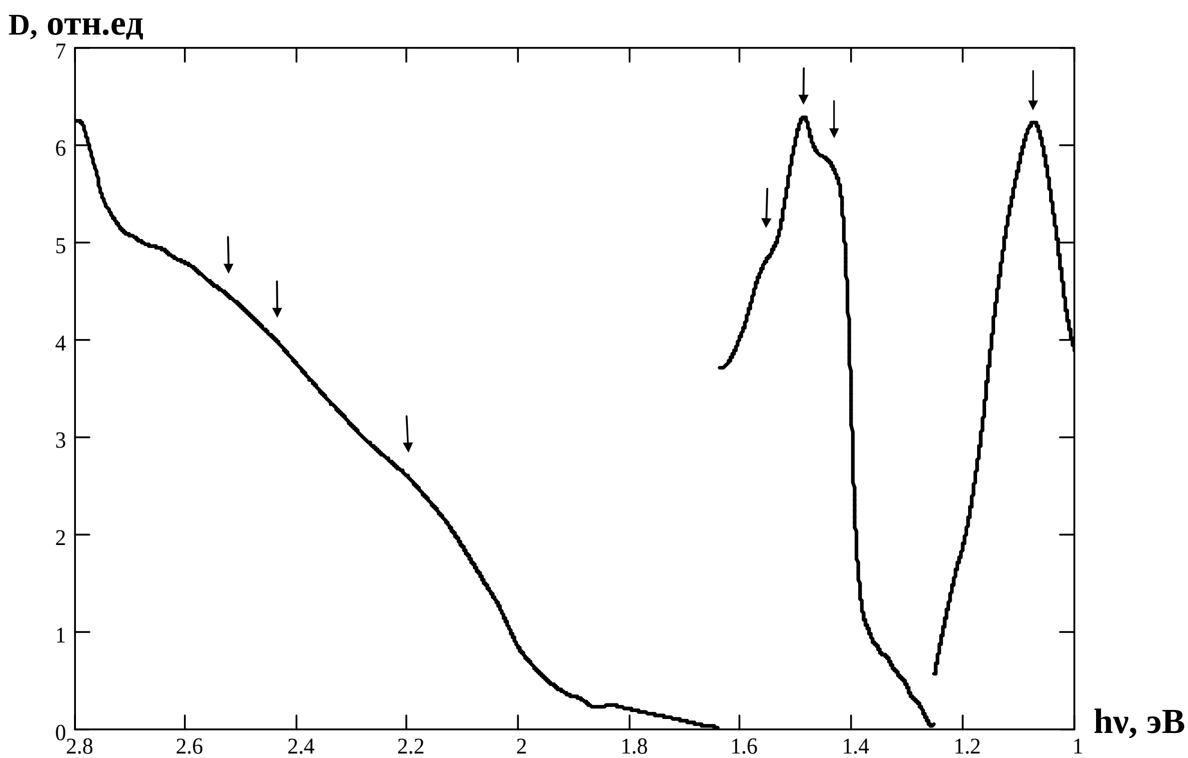


Рис.1.Спектры оптической плотности кристаллов ZnSe легированных никелем.

1. Воронов А. А., Козловский В.И., Коростелин Ю. В., Ландман А. И., Подмарьков Ю. П., Полушкин В. Г., Фролов М. П. Пассивный затвор на основе монокристалла Fe^{2+}:ZnSe для модуляции добротности лазеров трехмикронного диапазона // Квантовая электроника. – 2006. – Т.36, №1. – С. 1-2.
2. Vladimir V. Fedorov, Sergey B. Mirov, Andrew Gallian, Dmitri V. Badikov, Mikhail P. Frolov, Yuri V. Korostelin, Vladimir I. Kozlovsky, Alexander I. Landman, Yuri P. Podmar’kov, Vadim A. Akimov, and Artem A. Voronov 3.77-5.05-μm tunable solid-state lasers, based on Fe^{2+}-doped ZnSe crystals opersting at low and room temperatures // Jornal of quantum electronics. – 2006. – vol.42, №9. – С. 907-917.
3. Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И. Эффективная лазерная генерация на кристалле Cr:ZnSe, выращенном из паровой фазы // Квантовая электроника.-2003.-Т.33,№5.-С.408-410. Ильичев Н.Н., Шапкин П.В., Мосалева С.Е., Насибов А.С. Исследование нелинейного пропускания кристаллов ZnSe:Co^{2+} на длине волны 1.54 мкм // Квантовая электроника. – 2004. – Т.34, №12. – С. 1169-1172.
4. Zunger A. 3d transition-atom impurities in semiconductors // sol. st. phys.- 1986.- vol.39.-P.276-464.

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ФАКТОРОВ НА СТАБИЛЬНОСТЬ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НАНОКРИСТАЛЛОВ СУЛЬФИДА КАДМИЯ

И.П.Нагуляк

Научный руководитель – канд. наук Скобеева В.М.

Последнее время интенсивно исследуются полупроводниковые квазинульмерные структуры, которые представляют собой нанокристаллы (НК) диспергированные в органической матрице. Показаны возможные сферы применения таких материалов: солнечные элементы, светодиоды, точечные транзисторы, светофильтры, полосу поглощения которых можно изменять только путем изменения размеров частиц. НК в диэлектрической матрице представляет собой трехмерную потенциальную яму, размеры которой ограничивают область движения квазичастиц. В результате этого свободное движение квазичастиц в нанокристалле становится возможным только при определенных значениях энергии, т.е. энергетический спектр квазичастиц становится квантованным.

В данной работе исследуются оптические свойства НК CdS, полученные методом химической реакции. Особое внимание уделяется исследованию стабильности таких свойств НК, как их размер и ширина запрещенной зоны. Результаты исследования спектров оптического пропускания НК представлены на рис.1. Здесь, кривая 1 соответствует спектру пропускания свежевыращенного образца, кривая 2 – его спектру пропускания после длительного хранения на воздухе. Кривая 3 соответствует спектру пропускания образца, увлажненного в течение 10 секунд. После высушивания, этим образцам соответствует спектр, описываемый кривой 4.

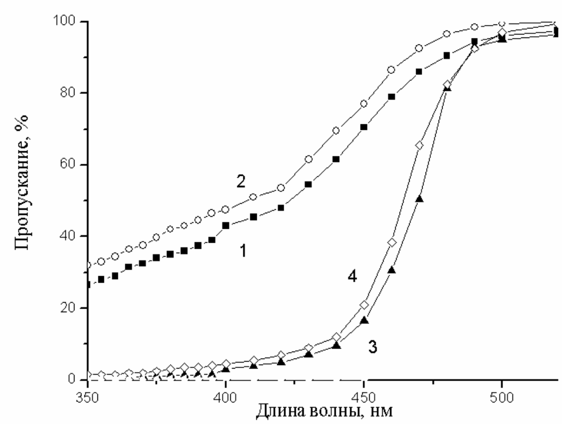


Рис. 1. Спектры пропускания НК CdS.

Обсуждаются механизмы, которые могут быть ответственными за наблюдаемые изменения положения края оптического поглощения, а именно, процессы окисления поверхности НК CdS, деформационные процессы и поляризационные эффекты.

ЭФФЕКТ МОДУЛИРОВАНИЯ ВИДА ЛЮКСАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНФРАКРАСНЫМ СВЕТОМ

Бритавский Е.В.
Научные руководители – канд.наук Чемересюк Г.Г., Каракис Ю.Н.

Феноменологическая модель Роуза-Бьюба вполне удовлетворительно объясняет эффект инфракрасного гашения фототока. Вместе с тем, она не позволяет определить очерёдность захвата носителей на рекомбинационные центры и, соответственно, их зарядовое состояние. Кроме этого, известные значения сечений захвата для этих центров являются противоречивыми для выявления заряда, который они могут нести.

В настоящей работе сделана попытка детального рассмотрения процессов очувствления в условиях, когда интенсивность возбуждающего света численно превышает концентрацию центров быстрой и медленной рекомбинации. Для этого составлена система уравнений, отражающая равенство потоков захватываемых электронов и дырок на центры I-го и П-го классов, условие ненакопления свободного заряда и электронейтральность образца. При этом именно в последнем уравнении учитывается знак заряда рекомбинационных центров. Найдены решения этой системы для всех четырёх возможных комбинаций зарядового состояния S- и R-центров.

Установлено, что для отрицательно заряженных центров медленной рекомбинации система имеет в качестве решения отрицательные значения концентраций захваченного заряда, что невозможно. Это означает, что R-центры могут нести только положительный заряд. При этом возможно существование положительно заряженных S-центров, действительно обнаруженных в ряде экспериментальных работ. Однако концентрация их не превышает 3 % от общего количества и этот канал очувствления не является эффективным, обеспечивая возрастание времени жизни свободного заряда не более чем на два порядка.

Предсказанное А.Роузом очувствление (на пять порядков) достигается для положительно заряженных R-центров и отрицательно заряженных S-центров. Поскольку в этих условиях решение системы уравнений оказывается стохастическим, изменяясь скачком при концентрациях центров обоих классов $N_r \approx N_s \approx 10^{15}$ см$^{-3}$, для её решения разработан специальный искусственный метод. Это позволило выявить концентрационную зависимость очувствления для различных интенсивностей применяемых световых потоков. Оказалось, что если концентрация R-центров меньше, чем концентрация S-центров, то до момента очувствления время жизни возрастает с интенсивностью света. Наоборот, когда количество очувствляющих центров превышает концентрацию S-центров, то по мере увеличения освещения, время жизни убывает.

В этих условиях при $N_r < N_s$ следует ожидать сверхлинейную люкс-амперную характеристику (ЛАХ), тогда как при $N_r > N_s$ в очувствлённом полупроводнике, из-за конкуренции процессов изменения светового потока и времени жизни, ЛАХ должна оказываться более или менее линейной.

Указанные особенности обнаружены экспериментально. Из-за естественных трудностей манипуляции концентрацией леганта, использовано опустошение R-центров инфракрасным светом. По мере увеличения его интенсивности, концентрация центров П-го класса, реально участвующих в процессе очувствения, убывает. В результате, при возбуждении светом из полосы собственного поглощения, наблюдалось модулирование инфракрасной подсветкой вида ЛАХ от линейного к сверхлинейному.

Разработанный метод анализа вида ВАХ является удобным критерием состоявшегося очувствление, минуя оценку времени жизни.

НАНОРАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В КРИСТАЛЛАХ СУЛЬФИДА КАДМИЯ, СИНТЕЗИРОВАННЫХ В ЖЕЛАТИНОВОЙ МАТРИЦЕ

Смоляр В., Кисс А.
Научный руководитель – канд. наук Зубрицкий С.В.

К настоящему времени нанотехнологии успели внедриться и достаточно прочно укрепиться практически во всех отраслях человеческой деятельности. Электронные средства и приборы со временем всё больше усложняются и требуют всё более плотного и компактного расположения компонентов. Это и делает нанотехнологии столь популярными и востребованными в наши дни. В связи с этим возникает необходимость совершенствования существующих технологий синтеза, а также получения наноматериалов с улучшенными свойствами.

В данной работе исследовались наноразмерные эффекты в полупроводниковых квазинульмерных структурах на примере квантовых точек сульфида кадмия, распределённых в диэлектрической матрице (желатине). Синтез их происходил в результате химической реакции

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

при различных концентрациях раствора $\mathrm{Cd}\left(\mathrm{NO_3}\right)_2$ и различных количествах $\mathrm{Na_2S}$, пропущенного через этот раствор. Кроме того, образцы для исследования были получены двух типов: в виде нанесённых на стеклянную подложку тонких плёнок материала и в виде массы, застывшей в кварцевых кюветах.

В спектрах поглощения полученных образцов был обнаружен ряд особенностей, не присущих спектрам поглощения объёмного CdS. Так, наблюдалось заметное (~ 0,37÷0,55 эВ) смещение края фундаментальной полосы поглощения в коротковолновую область. Причём, для «толстых» образцов оно составило в среднем на 0,05 эВ бóльшую величину, чем для тонких плёнок. Такое смещение в первом приближении достаточно неплохо укладывается в рамки теории размерного квантования и довольно точно описывается соотношением

$$\hbar\omega_{0,n}=E_g+0.71\frac{\hbar^2{\varphi_{0,n}}^2}{2\mu R^2}, \qquad (2)$$

где n - номер уровня размерного квантования, $\varphi_{0,n}$ - корни функции Бесселя, R - радиус нанокристалла, с учётом того, что для края поглощения $n=1$, а $\varphi_{0,n}=\pi n\left(n=1,2,...\right)$.

С этим эффектом, по видимому, также связано наличие в спектрах поглощения рассматриваемых наноматериалов «коротковолновых» участков резкого возрастания коэффициента поглощения, указывающих на положение энергетического уровня размерного квантования с $n=2$.

Помимо такой характерной формы спектров поголщения, данные материалы обнаруживают также ряд особенностей в спектрах рамановского (комбинационного) рассеяния. Так, например, в ряде образцов были обнаружены «спутники» на расстоянии ~25 см$^{-1}$ от рэлеевской линии. Это связано с так называемым неупругим рассеянием фотонов на квантовых точках, т.е. с рассеянием при участии фононов. Поскольку энергии фононов вследствие эффекта размерного квантования зависят от размеров нанокристаллов, то положение линий комбинационного рассеяния также можно достаточно однозначно связать с радиусом этих наночатиц. Для сферических полупроводниковых нанокристаллов это можно сделать при помощи соотношения

$$\omega=0.9\frac{\upsilon_s}{2Rc} \qquad (3)$$

где υ_s - скорость звука, а R - радиус нанокристалла. Значения радиуса, рассчитанные по этой формуле, находятся в хорошем соответствии со значениями, полученными из (2).

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ ZnSe:Fe

Молчиниколов П.А., Яцун В.В.

Научные руководители – доктор наук Ваксман Ю.Ф., канд.наук Ницук Ю.А.

Полупроводниковые соединения A_2B_6, легированные переходными металлами, получили широкое распространение в качестве пассивных затворов для лазеров, излучающих в средней ИК-области. В частности, на Cr^{2+}:ZnSe созданы эффективные пассивные затворы для лазеров, генерирующих на длине волны 1,54 мкм [1]. В настоящее время показана возможность использования Fe^{2+}:ZnSe в качестве эффективного пассивного затвора для эрбиевого лазера, излучающего в области 2.79 мкм [2]. В этой связи актуальными являются исследования, направленные на разработку методики получения кристаллов ZnSe:Fe^{2+} и изучение их оптических и люминесцентных свойств.

Разработана методика диффузионного легирования железом кристаллов ZnSe. Диффузия примеси осуществлялась из металлического порошкообразного железа в атмосфере Ar+He при температурах 950-1050ºС. Длительность диффузионного процесса составляла 10-30 часов. Исследованиями диффузионного профиля примеси в кристаллах ZnSe:Fe определен коэффициент диффузии железа.

Исследована фотолюминесценция кристаллов ZnSe:Fe. Установлено, что легирование железом приводит к разгоранию широкой полосы люминесценции с максимумом в области 655 нм. Установлен рост интенсивности люминесценции с увеличением концентрации примеси.

Проведены исследования оптического поглощения в видимой и средней ИК-области спектра кристаллов ZnSe:Fe. Установлено, что легирование Fe приводит к появлению полос поглощения в сине-зеленой области спектра (470, 487 и 508 нм). В средней ИК-области оптические свойства кристаллов ZnSe:Fe характеризуются полосой поглощения на 2.8 мкм.

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

1. Ильичев Н.Н., Шапкин П.В., Мосалева С.Е., Насибов А.С. Исследование нелинейного пропускания кристаллов ZnSe:Co^{2+} на длине волны 1.54 мкм // Квантовая электроника. – 2004. – Т.34, №12. – С. 1169-1172.
2. Воронов А. А., Козловский В.И., Коростелин Ю. В., Ландман А. И., Подмарьков Ю. П., Полушкин В. Г., Фролов М. П. Пассивный затвор на основе монокристалла Fe^{2+}:ZnSe для модуляции добротности лазеров трехмикронного диапазона // Квантовая электроника. – 2006. – Т.36, №1. – С. 1-2.

ПОЛУЧЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК SnO_2 С НАНОРАЗМЕРОМ ЗЕРНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОЛИМЕРОВ. МОРФОЛГИЯ ПОВЕРХНОСТИ.

Сыворотка А.Е.

Научный руководитель - ст.н.с. Филевская Л.Н.

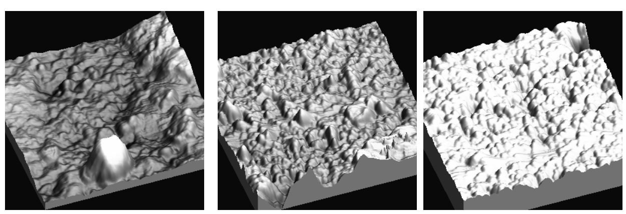
Двуокись олова является в настоящее время основным материалом адсорбционно-чувствительных элементов газового анализа благодаря его химической устойчивости в агрессивных средах и относительной дешевизне получения. Новые свойства, обусловленные квантово-размерными эффектами, расширяют имеющиеся возможности его применения в электронной технике.

Существует ряд методов синтеза тонких пленок окислов металлов. Одним из перспективных направлений технологии материалов является золь-гель технология.

В данной работе представлены методика получения прозрачных тонких пленок наноструктурированного диоксида олова с использованием полимерных материалов в золь-гель методе. А также результаты проведенного при помощи атомно-силовой микроскопии исследования морфологии поверхности.

Методика получения состояла из нескольких этапов, включающих в себя расчет и приготовление оловосодержащего органического наполнителя, расчёта и приготовления золя полимерного материала в растворителе и введение в него оловосодержащего соединения. Образовавшийся гель был нанесен на стеклянную подложку и отожжен в муфельной печи. После полного удаления в результате отжига продуктов распада полимера, а также доокисления образовывались тонкие слои двуокиси олова с развитой структурой в наномасштабе.

Морфология поверхности полученных пленок исследовалась в Институте полупроводников НАН Украины на серийном атомно-силовом микроскопе (АСМ) NanoScope IIIa (Digital Instruments, США). Измерения проводились кремниевым зондом с номинальным радиусом ~10 нм (фирма-производитель NT-MDT, Россия) в режиме периодического контакта (Tapping ModeTM). Площадь исследуемой поверхности составляла 500x500 нм2.



a) b) c)

Трехмерное изображение поверхности пленки двуокиси олова: a) 1 %, b) 5 %, c) 10 % $Sn(AcAc)_4$ в исходном геле

Результаты исследований, показали, что исследуемые пленки имеют достаточно развитую поверхность и состоят из зерен со средним размером 10-15 нм. По виду изображения можно утверждать, что вся пленка состоит из зерен с одинаковыми вязко-упругими свойствами. Оценивая величину зерна и глубину съемки, можно говорить о том, что исследуемая пленка является наноструктурированной и при указанном составе геля представляется сплошной, а не островковой.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛОВ СУЛЬФИДА КАДМИЯ, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ЗОЛЬ – ГЕЛЬ ТЕХНОЛОГИИ

Струц Д.А.
Научный руководитель – канд. наук Скобеева В.М.

Физика наноразмерных объектов является интенсивно развивающейся областью, где большой интерес вызывают исследование полимерных наносистем с неорганическими полупроводниками. Возможность управления синтезом, путем варьирования указанных параметров, с целью достижения нужных свойств материала (размер и кристаллическая структура, дисперсионное распределение, электрофизические и оптоэлектронные свойства), является одним из преимуществ химических методов получения полупроводниковых наночастиц. Преимуществом золь-гель технологии также является возможность изготовления гомогенных тонких пленок, модификации материала образцов с целью получения специфической формы приборов с низкой стоимостью материалов.

В данной работе представлены результаты исследований нанокристаллов CdS, полученные по методу золь-гель технологий, где в качестве стабилизирующего агента использовался водный раствор желатины. Для контроля процесса синтеза нанокристаллов сульфида кадмия проводились исследования спектров оптического поглощения и люминесценции, которые относятся к неразрушающим и чувствительным, к квантово-размерным эффектам, методам. Анализ кривых оптического поглощения, позволил установить влияние концентрации стабилизатора и количества реагирующих компонентов на механизм образования, размер нанокристаллов и дисперсию по размерам. Результаты исследований показали, что при малой концентрации Cd и S процесс синтеза сопровождается быстрым зародышеобразованием и увеличением числа частиц без существенного изменения размера. Длинноволновый край полосы поглощения, который обусловлен вкладом НК с наибольшими размерами, смещен, относительно энергии ширины запрещенной зоны объемного CdS, в область больших энергий на величину $\Delta E \approx 0{,}4$ эВ. Было установлено влияние концентрации стабилизатора и количества реагирующих компонентов на условия образования, роста, дисперсию по размерам и интенсивность люминесценции нанокристаллов. Средние радиусы частиц в процессе синтеза при увеличении концентрации солей кадмия и серы в растворе при концентрации желатины (5%) изменялись от 1,9 до 2,4 нм. Было показано, что увеличение концентрации желатины приводит к сужению распределения по размерам и установлению среднего радиуса частиц 2,3 нм. Установлено, что фактором, определяющим кинетику процесса синтеза нанокристаллов при разных концентрациях стабилизатора, является вязкость желатинового раствора, значение которой зависит от её примесного состава, температуры проведения процесса.

Показано, что увеличение концентрации желатины приводит к сужению распределения по размерам. При малом процентном содержании желатины формируются НК с разными размерами (1,7 и 2,6 нм). С увеличением концентрации желатины дисперсия по размерам уменьшается, и образуются НК одного среднего радиуса (2,3 нм).

Установлено, что люминесценция на глубоких центрах, которая наблюдается в полученных нанокристаллах CdS, может быть обусловлена вкладом полос свечения нанокристаллов, имеющих различные средние радиусы.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В КРЕМНИИ ПРИ ЛЕГИРОВАНИИ И ОКИСЛЕНИИ

Марчук И. А.

Научный руководитель – канд. наук Кулинич О. А.

Кремний, продолжая по-прежнему играть исключительную роль в микроэлектронике, становится также и важным конструкционным материалом. Несмотря на то, что есть другие материалы, он остаётся основным материалом электроники. Кремний обладает хорошими электрофизическими свойствами, упругий, легко обрабатывается, хорошо технологичен. Исследованию механизмов дефектообразования в кремнии в процессе различных технологических обработок, таких как окисление, легирование, металлизация и т.д. посвящено большое количество работ. Теоретические модели в основном исходят из термодинамического анализа системы и, к сожалению, не учитывают того, что в исходном кремнии уже присутствуют как точечные, так и структурные дефекты, способные полностью изменить будущий ход механизмов появления новых дефектов в нем. Ионное легирование основной способ создания p-n перехода. И этот процесс сопровождается дефектообразованием, с которым нужно бороться, то есть снижать влияние на электрофизические свойства. Оксидированный кремний основа производства для современных элементов памяти (ПЗС структура), а также МОП транзисторов которые являются основой всех современных процессоров. Из всего выше сказанного видно, что кремний есть и будет в ближайшее время перспективным материалом электроники. И поэтому проблема дефектообразования в кремнии является актуальной на данный момент.

В данной работе на основе современных методов исследования, с применением особых химических обработок, выявлена сложная структура приповерхностных слоев кремния после окисления и легирования. Определены основные механизмы дефектообразования в кремнии в результате данных процессов. Показаны схожие и различные факторы появления дефектов при окислении и легировании.

Был проведён эксперимент по определению профиля распределения легирующей примеси по глубине методом обратных вольт-фарадных характеристик. Использовался кремний p типа, на который напылялся никель через маску, а позже отжигался при температуре 300 C^0. В результате образовывался запорный барьер Шотки.

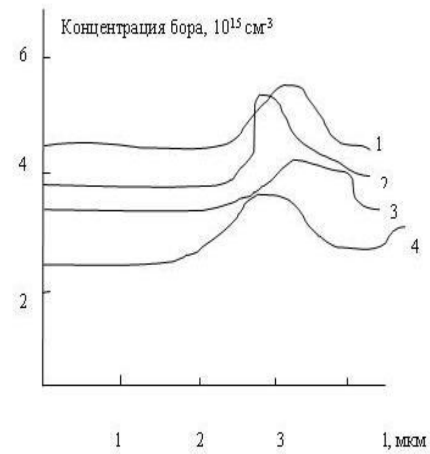


Рис. 1. Результаты расчёта распределения концентрации легирующей примеси (бора) по глубине пластины (кривые 1,2,3,4 соответствуют четырем разным точкам на поверхности пластины).

Легирующая примесь имеет свойство накапливаться на дефектах. На тех глубинах, где происходит скачок концентрации, может говорить о нахождении дефектов. На рис.1 видно, что на глубине 2,5-4 мкм происходит резкое увеличение концентрации бора, что говорит о наличии дефектов в этом месте. В результате нам не нужно стравливать изберательным химическим травителем послойно по всему профилю образец, а только на определённых глубинах, что значительно упрощает и ускоряет проведения исследования образца.

СЕКЦИЯ ХИМИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
(кафедра общей и химической физики)

СОБСТВЕННЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ ВО ФРОНТЕ ЛАМИНАРНОГО ДИФФУЗИОННОГО ДВУХФАЗНОГО ФАКЕЛА АЛЮМИНИЯ

Гоцульская М. В.
Научный руководитель – доктор наук Флорко А. В.

В плазме, содержащей микрочастицы, могут возникать упорядоченные структуры, новые колебательные моды и неустойчивости, приводящие к пылезвуковым волнам [1,2]. В то же время, указанные явления в термической плазме, к которой можно отнести и горящую дисперсную систему, изучены далеко недостаточно. Объектом исследования настоящей работы является фронт ламинарного диффузионного двухфазного факела частиц Алюминия, относящийся к термической плазме. Эти исследования представляют практический интерес в связи с возможностью влиять на дисперсный состав продуктов сгорания, получающихся методом ГДС (газо-дисперсный синтез), в основе которого лежит факельное горение.

Факел размещается между пластинами плоскопараллельного конденсатора, к которому прикладывалось напряжение от 1 до 4 кВ. Поскольку пламя можно рассматривать как плазму с конденсированной дисперсной фазой, то заранее можно было ожидать, что электрическое поле деформирует факел. Заряженные частицы могут попадать на пластины, обеспечивая электрический ток. Одна из пластин заземлялась через сопротивление R=70кОм (шунт). Сигнал шунта через АЦП подавался на ПК, которым регистрировался и обрабатывался. В экспериментах мы ожидали, что собственные электрические колебания, которые возникали во фронте факела, должны модулировать диэлектрическую проницаемость среды на частоте колебаний, изменять емкость конденсатора и вызывать токи перезарядки конденсатора. Собственно, они и должны были регистрироваться с помощью шунта.

Эти колебания группируются в “пачки” импульсов на частоте ~10-15Гц, соответствующей частоте конвективной неустойчивости (см. рис. 1).

На рис. 2 представлена функция распределения f(ν) настоящих колебаний по частоте ν. Максимум f(ν) приходится на частоту ν~25 кГц, в то время как вычисленная частота плазменно-пылевых колебаний ~30кГц, что на 15% больше.

Функция распределения сигнала по амплитудам (рис. 3) тоже имеет случайный характер и описывается лоренцевским контуром с коэффициентом корреляции 0,999.

Было установлено, что на самом деле амплитуда колебаний скачкообразно зависит от разности потенциалов, приложенных к обкладкам конденсатора. При $U>U_{кр}=2$ кВ амплитуда скачкообразно возрастает больше чем на порядок величины.

Для объяснения наблюдаемых результатов мы воспользовались известной в физике плазмы теорией неустойчивостей, согласно которой при определенных условиях могут развиваться пылезвуковые волны [3]. График зависимости икремента нарастания колебаний от частоты имеет максимум, приходящийся на частоту близкую к наблюдаемой при эксперименте. Что в определенной степени свидетельствует о справедливости теоретических описаний результатов эксперимента.

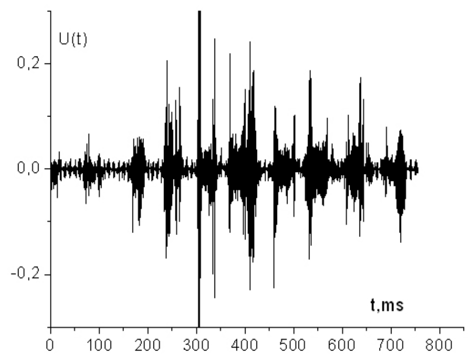


Рис. 1

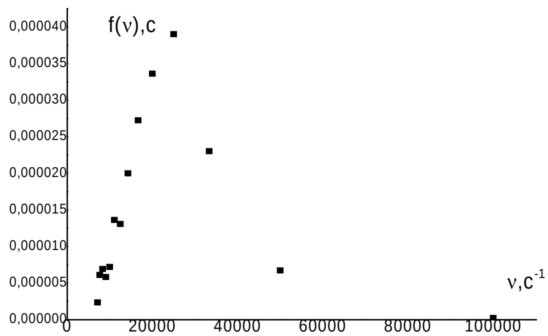


Рис. 2

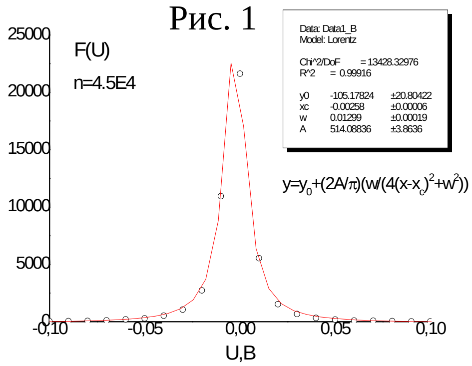


Рис. 3

Литература

1. Shukla P. K. A survey of dusty plasma physics. Plasma Phys. Vol. 8, No. 5, 2001
2. В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак, В. И. Молотков, О. Ф. Петров. Успехи физических наук, 2004, т.174, №5
3. В. И. Молотков, А. П. Нефедов, В. М. Торчинский, В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, ЖЭТФ, 1999, т.116, вып.3(9)

КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ТЕПЛОВОГО ВЗРЫВА ДЛЯ РЕАКЦИИ ВТОРОГО ПОРЯДКА

Димов Н.Н.
Научный руководитель - кандидат наук Вовчук Я.И.

Развитие процесса воспламенения частиц газового угля с большим содержанием летучих начинается со стадий пиролиза, газификации и объемного воспламенения в газовой фазе продуктов термического разложения органических компонент угля [1]. Воспламенение и сгорание газообразных летучих продуктов может происходить либо до воспламенения коксового остатка, либо одновременно с его гетерогенным воспламенением. В зависимости от массовой концентрации угля в газовзвеси значения коэффициента избытка окислителя α^* в присоединенном объеме, после выгорания летучих, может меняться в широком диапазоне от $\alpha^* << 1$ до $\alpha^* >> 1$. А это, в свою очередь, должно оказывать существенное влияние на воспламенения коксового остатка. Поэтому представляет интерес теоретический анализ воспламенения летучих продуктов, а также выгорание окислителя в смеси.

Целью настоящей работы было проведение компьютерного эксперимента по исследованию влияния выгорания газообразного горючего и окислителя на критические условия теплового взрыва для реакции второго порядка. Задача в работе рассмотрена в рамках приближений теории Семенова: распределение температур в системе отсутствует, система обменивается теплом со стенкой сосуда по закону Ньютона. Математическая модель имеет вид:

$$\begin{cases} \dfrac{d\theta}{d\tau} = e^{\frac{\theta}{1+\beta\theta}}(1-\eta)^2 - \dfrac{\theta}{\delta} \\ \dfrac{d\eta}{d\tau} = \gamma \cdot e^{\frac{\theta}{1+\beta\theta}}(1-\eta)^2 \end{cases} \qquad (1)$$

с начальными условиями: при $\tau = 0$ $\theta = \theta_{нач}$, $\eta = 0$,

где $\theta = \dfrac{E}{RT_0^2}(T - T_0)$; $\eta = 1 - \dfrac{C}{C_0}$; $\tau = (Qk_0 \dfrac{E}{RT_0^2} C_0 e^{-\frac{E}{RT_0}})t / \rho c_p$ и безразмерные параметры:

Семенова $\delta = (QEV / \alpha SRT_0^2)k_0 e^{-\frac{E}{RT_0}} C_0$ и Тодеса $\gamma = (\rho c_p RT_0^2)/QEC_0$.

Система уравнений (1) решалась численно, что позволило получить и исследовать зависимости $\theta(\tau)$ и $\eta(\tau)$ для различных значений параметров γ и β

Расчеты показали, что для второго порядка реакции смена режимов реакции от докритического к сверхкритическому происходит при изменении δ не скачкообразно, как это имеет место при нулевом порядке реакции, а непрерывно. Причем, чем больше степень выгорания, (больше γ), тем шире переходная область. Для реакций второго порядка даже при относительно малых значениях параметра γ ($\gamma \geq 5*10^{-4}$) выгорание сказывается вполне ощутимо и саморазогрев системы начинает превышать $\theta_{max} \geq 1.5$, достигая значений $\theta_{max} \approx 3,1$ при $\gamma = 10^{-3}$.

Получены значения критических параметров теплового взрыва для реакции второго порядка и показано, что как максимальный разогрев системы θ_{max} , так критическое значения параметра $\delta_{кр}$ растут с увеличением параметра Тодеса (γ), характеризующего влияние выгорания: при $\gamma = 10^{-3}$ $\theta_{max} = 1,8$, $\delta_{кр} = 0,388$, а при $\gamma = 10^{-2}$ $\theta_{max} = 3,3$, $\delta_{кр} = 0,456$.

Сравнение уровней критических условий теплового взрыва для реакций 1-го и 2-го порядков, показало, что выгорание проявляется сильнее в случае второго порядка реакции, хотя качественный характер зависимостей в обоих случаях совпадает [2].

Зависимость $\delta_{кр}$ от параметров γ и β (для $0 \leq \beta < 0.03$ и $0 \leq \gamma < 0.03$) с вполне достаточной для практических расчетов степенью точности (±10%) удалось представить в виде

$$\delta_{кр} = \delta_{кр}^* \cdot (1 + 2.51\gamma^{1/2}) \cdot (1 + \beta) \qquad (2)$$

1. Делягин Г.Н. .Общие закономерности горения угольной частицы. // ФГВ-1983.-№4.
2. Мержанов А.Г., В.В. Барзыкин, В.Г. Абрамов // Химическая физика, 1996, Т. 15, №6.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ГОРЕНИЯ ЧАСТИЦ ДИСПЕРСНОГО ГОРЮЧЕГО В ПЫЛЕВОМ ФАКЕЛЕ

Демиров Р. Д..
Научный руководитель – канд.наук Полетаев Н. И.

Время горения частиц дисперсного горючего является очень важной характеристикой, определяющей возможности применения конкретного горючего для энергетических или технологических приложений. В то же время для мелких частиц отсутствуют надежные методики определения времени их горения. Для них практически неприменимы классические методы измерения, основанные на регистрации и обработке треков горящих частиц.

В связи с актуальностью для физики горения дисперсных систем упомянутой проблемы, целью настоящей работы является разработка методов определения времени горения микродисперсных частиц металлов в газовзвеси и анализ их применимости для случаев гетерогенного и газофазного режимов горения индивидуальных горящих частиц.

Эксперименты проводились на разработанном в Институте горения и нетрадиционных технологий ОНУ экспериментальном стенде «пылевая» горелка [1]. Исследовались два метода определения времени горения частиц дисперсного горючего в ламинарном факеле – метод автокорреляционной функции и метод фотометрирования зоны горения факела. Обе методики реализованы в виде программ для ЭВМ и апробированы на факелах частиц металлов (Zr, Fe, Al).

Экспериментально показано, что метод корреляционной функции может быть с успехом применен для определения времени гетерогенного горения частиц (Fe, Zr), в то время как фотометрирование зоны горения дает хорошие результаты для газофазно горящих частиц (Al).

Методом корреляционной функции для Zr было получено время горения частиц металлов в ЛДДФ t_g = 3.2 мс. Этот результат хорошо согласуется со временем, полученным методом фотометрирования зоны горения - t_g = 3.5 мс. Однако метод корреляционной функции имеет очевидные преимущества. Он менее трудоемок и после незначительной доработки может быть применени для измерений в реальном времени ,илм реализован в виде экспресс – методики определения времен горения частиц дисперсного горючего в двухфазном пламени.

1. Агеев Н. Д., Вовчук Я. И.,Горошин С. В., Золотко А. Н., Полетаев Н. И. Стационарное горение газовзвесей твердых горючих. Ламинарный диффузионный факел //Физика горения и взрыва, 1990, Т. 26, № 6, С. 54-62.

ВЛИЯНИЕ ПОРИСТОСТИ ОБРАЗЦОВ НА СКОРОСТЬ ПОТОЧНОГО ТЛЕНИЯ НАТУРАЛЬНЫХ ГОРЮЧИХ

Митина М.А.

Научный руководитель – канд.наук Головко В.В.

Распространение волн тления по дисперсным горючим исследовано в меньшей степени, чем горение. Вместе с тем, тление часто бывает причиной пожаров и человеческих жертв. Столь высокому уровню потерь способствует то обстоятельство, что для инициирования тления необходим более слабый источник, чем для горения. Кроме того, тление может длительное время протекать скрытно.

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований поточного тления таких натуральных горючих, как табак и торф.

Показано, что с увеличением скорости внешнего потока воздуха на входе в реактор увеличивается и скорость тления горючих. Это связано с увеличением скорости реакций окисления горючих по мере увеличения скорости подвода окислителя.

Обнаружено, что для различных горючих наблюдается единая тенденция: с увеличением пористости образцов возрастает и скорость тления. Скорость тления зависит и от дисперсности горючего. Так скорость тления мелкодисперсного торфа (d~50мкм) меньше, чем крупнодисперсного (d ~2мм). Поскольку дисперсность горючего определяет размер и геометрию пор в образце, которые, в свою очередь, лимитируют скорость фильтрации окислителя, то следует заключить, что скорость транспортировки окислителя в образце горючего оказывает наиболее сильное влияние на скорость тления.

Скорость тления зависит и от температуры. Температура фронта тления растет с увеличением скорости внешнего потока, а температура продуктов тления несколько уменьшается. Поскольку частицы торфа реагируют гетерогенно, то скорость реакции окисления растет по мере увеличения скорости подвода воздуха. Соответственно увеличивается и скорость тепловыделений в единице объема, растет и температура во фронте тления, а следовательно и скорость распространения тления. Температура вторичного фронта догорания углистого остатка несколько уменьшается за счет «захолаживания» вещества потоком воздуха.

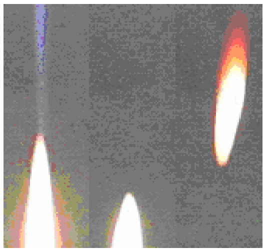
Продукты реакции обладают магнитными свойствами. Дисперсный анализ показал, что продукты тления имеют размер d~10 мкм.

Таким образом, основным процессом лимитирующим скорость поточного тления натуральных горючих является скорость фильтрационного подвода окислителя в зону тления.

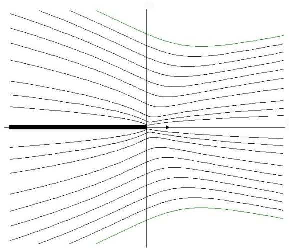
ПЕРЕТЯЖКА ГАЗОВОГО ФАКЕЛА В УСТЬЕ ТРАКТА ПОДАЧИ ГОРЮЧЕГО

Коберник И.М.
Научный руководитель – кандидат наук   Кондратьев Е.Н.

В настоящее время проблемы сбережения энергоносителей и защиты окружающей среды стали чрезвычайно актуальными. Это выдвинуло на первый план задачи производства и применения альтернативных моторных топлив.



Одним из таких топлив является водо-топливная эмульсия (ВТЭ). Однако процесс горения является нестационарным, что приводит к появлению в определенный момент к образованию перетяжки в основании факела. Горение в таком случае происходить не может и факел «срывается».



Необходимо определить при каких же гидродинамических и термохимических условиях возможно горение без этого паразитного явления.

Рассмотрим для начала гидродинамические параметры.

Не смотря на нестационарность процесса удобнее рассматривать стационарную задачу для уравнений Навье-Стокса и непрерывности из которой будем находить необходимые параметры.

Решение для бесконечно малой струи является автомодельным и хорошо описывает поведение системы на удаленном расстоянии от самой струи, т.к. учитывает только первый член ряда разложения искомых функций.

Учет следующих членов, а также задание начального распределения скоростей в сопле помогает решить задачу в область устья.

Следующий шаг – определение гидродинамичесих параметров при которых возможно появление перетяжки, решая экстремальную задачу для полученного решения.

Для наиболее точного решения поставленной задачи необходимо также определить и термохимическии параметры.

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Том 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986, 736 с.
2. Вулис Л. А., Ершин Ш. А., Ярин Л. П. Основы теории газового факела. Л.: Эненргия, 1968, 203 с.
3. Шамсутдинов Э. В. Моделирование стационарного течения объемной осесимметричной свободной затопленной струи вязкой жидкости//7 научная конференция «Успехи современного естествознания».-Дагомыс(Сочи).-4-7.09.2006.

ХАРАКТЕРИСТИКИ P-N ПЕРЕХОДОВ НА ОСНОВЕ Si И AlGaAs КАК ГАЗОВЫХ СЕНСОРОВ

Лебеденко О. Ю., Высоченко И. В.

Научный руководитель – доктор наук Птащенко А. А.

Исследовано влияние паров воды, этилового спирта и аммиака на вольт–

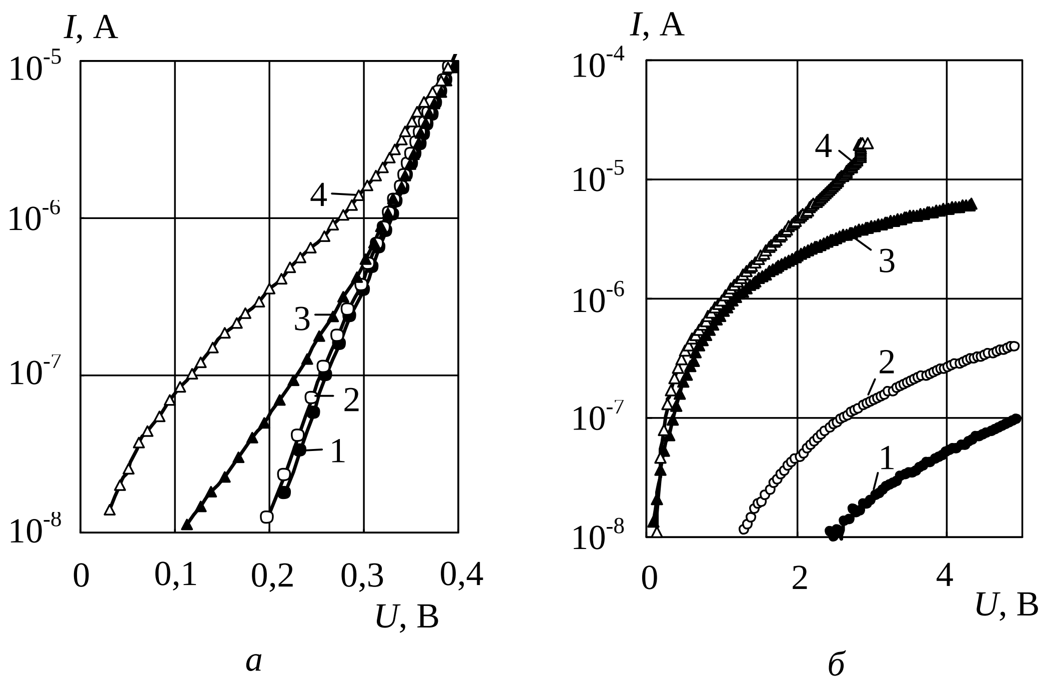


Рис. 1. ВАХ прямого и обратного токов кремниевого p-n перехода

амперные характеристики (ВАХ) прямого и обратного токов p-n переходов на основе Si и AlGaAs.

На рис. 1 показаны ВАХ прямого (а) и обратного (б) токов кремниевого p-n перехода, измеренные в воздухе (кривые 1), в парах воды при их парциальном давлении *P*=2000Па (2), спирта при *P*=5000Па (3) и аммиака при *P*=50Па (4). Сравнение кривых 2, 3 и 4 показывает, что чувствительность таких сенсоров к аммиаку намного выше, чем к парам спирта и воды. Газовую чувствительность кремниевых p-n переходов можно объяснить увеличением скорости поверхностной рекомбинации при адсорбции молекул.

На рис. 2 приведены ВАХ дополнительного прямого тока (*а*) и обратного тока (*б*) в p-n переходе на основе AlGaAs, обусловленного адсорбцией молекул аммиака при различных парциальных давлениях NH_3. В отличие от кремниевых p-n переходов, ВАХ дополнительного прямого тока p-n переходов на основе AlGaAs имеют линейные участки. Такое поведение поверхностного тока можно объяснить образованием в p-n переходе поверхностного проводящего канала с электронной проводимостью под действием электрического поля адсорбированных положительных ионов.

ВАХ дополнительного обратного тока в p-n переходе на основе AlGaAs, измеренные в парах аммиака, имели s-образный участок. Напряжения срыва показаны стрелками на кривых 3–5 рис. 2*б*. С ростом давления паров аммиака напряжение срыва уменьшалось, а ток срыва увеличивался. Точке срыва при разных давлениях соответствовала (с погрешностью около 15%) одинаковая рассеиваемая мощность. Данное явление можно объяснить наличием в AlGaAs ловушек для электронов. Захват электронов на ловушки уменьшает концентрацию свободных

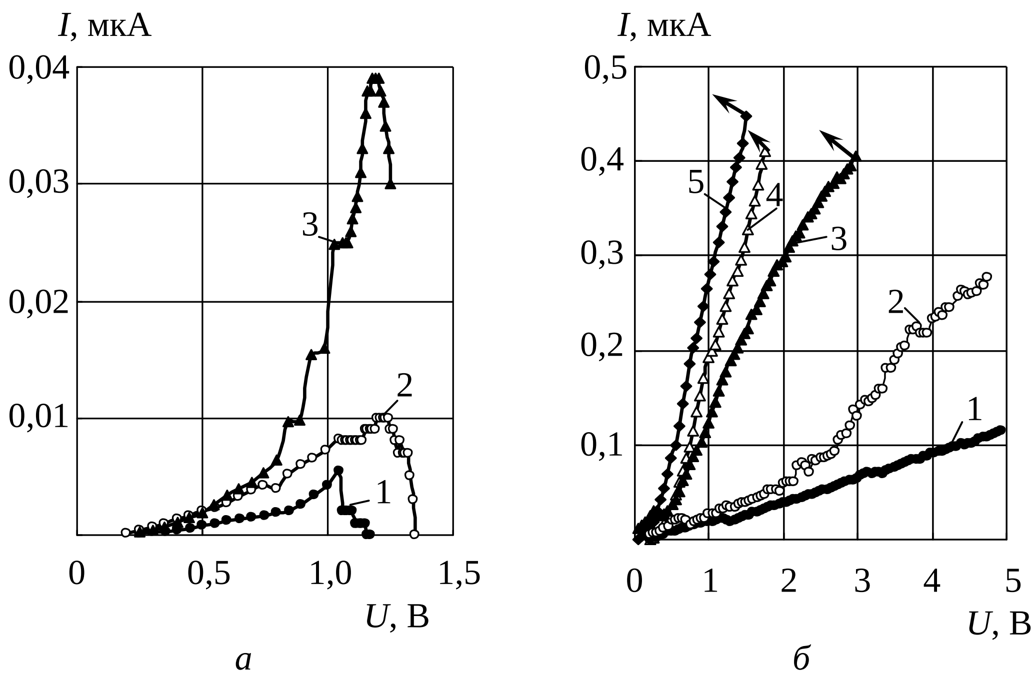


Рис.2. ВАХ дополнительного прямого тока (*а*) и обратного тока (*б*) p-n перехода на основе AlGaAs, измеренные в парах аммиака с парциальным давлением, Па: 1 – 5; 2 – 10; 3 – 50; 4 – 200; 5 – 500

электронов в проводящем канале. При локальном разогреве кристалла проходящим током электроны освобождаются из ловушек, что ведет к резкому, s-образному увеличению тока.

Изменения ВАХ изученных p-n переходов под влиянием паров воды, этилового спирта и аммиака были обратимыми. Это свидетельствует, что адсорбция молекул имеет физическую, а не химическую природу.

Кремниевые p-n переходы имеют большую чувствительность как сенсоры паров воды, этилового спирта и аммиака, а p-n структуры на основе AlGaAs – большее быстродействие.

ИЗОТЕРМЫ РАСКЛИНИВАЮЩЕГО ДАВЛЕНИЯ В МОДЕЛЬНОЙ ЦЕПОЧЕЧНОЙ ПРОСЛОЙКЕ

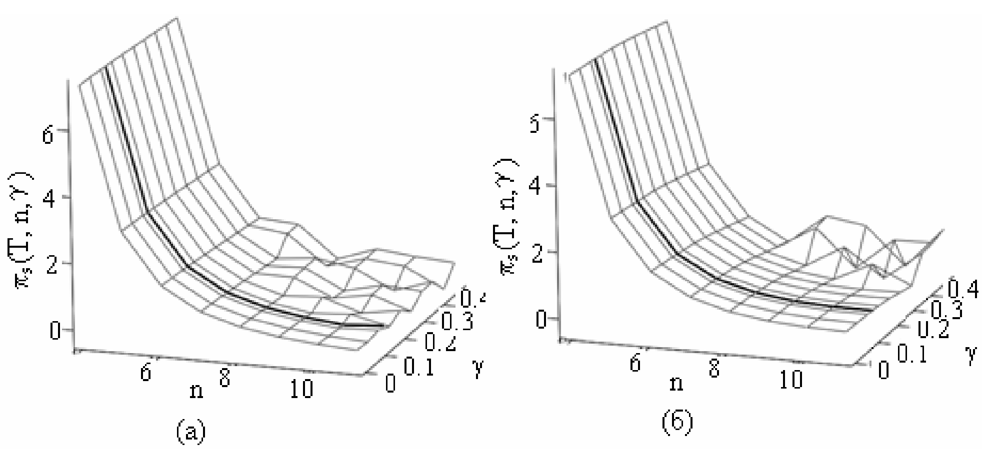
Шестобитов Д.А.
Научный руководитель – доктор наук Алтоиз Б.А.

В неоднородной прослойке при перекрытии переходных слоев возникает расклинивающее давление $\pi = -\mathrm{d}F/\mathrm{d}h$ (F- свободная энергия прослойки толщиной h), обеспечивающее термодинамическое равновесие. Если это структурированные эпиторопно жидкокристаллические (ЭЖК) слои, то в этом случае существенный вклад в π вносит его структурная составляющая $\pi_{s.}$

Структурные и термодинамические свойства прослоек ароматиков и алифатиков экспериментально детально исследованы. Не определенные в таких в опытах с прослойками изотермы $\pi_s(h)$ исследовались в свободных пленках (на подложках из пористого стекла) нитробензола. В них была установлена экспоненциальная зависимость $\pi_s(h)=\exp(-h/D_k)$.

Для теоретического исследования особенностей $\pi_s(h)$ в прослойке с ЭЖК слоями использована простейшая статистическая цепочечная модель. учитывающая межмолекулярное взаимодействие, поле подложки и параметр мезогенности (γ). В принятой модели $\pi_s=-\Delta F^{op}/\Delta n$, где ΔF^{op} - изменение ориентационной части F прослойки из n цепочек, обусловленное утоньшением h прослойки на $\Delta n=-1$. Рассчитанные в рамках такой модели изотермы $\pi_s(h)$, также имеют экспоненциальный характер, коррелируя по D_k с экспериментальными $\pi_s(h)$.

Представление $\pi_s(h)$ в виде анимированной поверхности (рис) - функции (температуры и параметров - интенсивностей различных, принятых в модели взаимодействий), позволяет экспрессно определить основные особенности поведения модельных изотерм $\pi_s(h)$. Выбор из них адекватных эксперименту дает возможность установить вклад в организацию ЭЖК каждого из взаимодействий.



Изотермы π_s (n) в прослойках из n цепочек при различных интенсивностях (параметр γ) межцепочечного взаимодействия. Относительная температура (а) – T=0,6; (б) – T=1.4.

ВПЛИВ ХАЛЬКОГЕНІДНОЇ ПАСИВАЦІЇ НА ПОВЕРХНЕВУ РЕКОМБІНАЦІЮ У P-N-ПЕРЕХОДАХ НА ОСНОВІ GaAs

Зеленін П. В., Коваленко М. С., Трофимович П. П.
Науковий керівник – канд. наук Маслєєва Н.В.

Поверхня більшості напівпровідників $A^{\square}B^{\square}$ має велику щільність поверхневих станів та високу швидкість поверхневої рекомбінації. Це негативно відображається на параметрах приладів на основі напівпровідників $A^{\square}B^{\square}$.

Халькогенідна пасивація, тобто модифікація поверхні атомами сірки або селену, дозволяє суттєво зменшити щільність поверхневих станів та знизити швидкість поверхневої рекомбінації. Наслідком цих процесів є покращення характеристик напівпровідникових приладів та підвищення їхньої ефективності та надійності.

У даній роботі проведено дослідження впливу халькогенідної пасивації на характеристики p-n-переходів на основі GaAs. Халькогенідна пасивація поверхні проводилась у 10% водному розчині сульфіду натрія $Na_2S\cdot 18H_2O$ при освітлюванні білим світлом. Вимірювалися вольт-амперні характеристики прямих та зворотних струмів, а також спектри фотоструму p-n-переходів на основі GaAs до і після халькогенідної пасивації.

Встановлено, що модифікація поверхні атомами сірки зменшує надлишкові прямі та зворотні струми та збільшує фоточутливість GaAs-p-n-переходів у короткохвильовій області спектру. Це пояснено зменшенням щільності поверхневих станів, частину яких замикає на себе сірка, та зменшенням швидкості поверхневої рекомбінації.

Встановлено, що оптимальна тривалість хадькогенідної пасивації складає не більше однієї хвилини. Більш тривала пасивація погіршує характеристики p-n-переходів на основі GaAs.

ВЛИЯНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДИЭЛЕКТРИК – ПОЛУПРОВОДНИК МОП – СТРУКТУР

Ломако А.Ю.
Научный руководитель – канд.наук Солошенко В. И.

Планарные многослойные системы кремний – оксид, являющиеся базовыми в современной микроэлектронике, имеют высокую чувствительность к режимам получения и последующих технологических обработок, а также к условиям функционирования готовых приборов. В структурах металл – диэлектрик – полупроводник характеристики раздела Si – SiO_2, в первую очередь дифференциальная и интегральная плотность поверхностных состояний (ПС), существенно зависит от способа нанесения окисла и режимов термической обработки после нанесения диэлектрического слоя. При оптимизации технологии получения структур диэлектрик – полупроводник, а также во время эксплуатации готовых МОП – приборов большое внимание уделялось и уделяется вопросам повышения радиационной стойкости. В ходе многочисленных исследований установлена возможность модификации параметров приборов и ИС современной электроники (электрического сопротивления, кинетических параметров и т. п.) благодаря использованию радиационного воздействия различной природы и отжига (РТО). Этот метод является также эффективным методом ускоренных испытаний МОП ИМС на надежность и позволяет повысить выход годных изделий.

В настоящей работе с помощью метода низкочастотных и высокочастотных вольт – фарадных характеристик изучалось влияние рентгеновского облучения и термического отжига на характеристики SiO_2 и границы раздела диэлектрик – полупроводник.

Показано, что рентгеновское облучение МОП – структур приводит к смещению ВЧ – CV – характеристик вдоль оси напряжений, что свидетельствует о накоплении в диэлектрике объемного заряда. Создание положительного подвижного заряда подтверждается также наличием гистерезиса ВЧ – CV – характеристик. Изменение наклона ВЧ – CV – характеристики, т. е. увеличение емкости МОП – структуры, указывает на увеличение поверхностного заряда на границе раздела Si – SiO_2. На НЧ – CV – кривой уменьшается область модуляции низкочастотной емкости, причем, чем больше доза облучения, тем слабее модулируется низкочастотная емкость, что свидетельствует о значительном возрастании плотности ПС.

Полученные результаты можно интерпретировать с помощью взаимодействия водорода и оборванных связей (P_b - центров). Водород в SiO_2 пассивирует оборванные связи при термической обработке оксида, уменьшая тем самым плотность ПС. Можно допустить, что генерированные в результате действия ионизирующего излучения высокоэнергетические электроны могут вырывать атомы H с насыщенных водородных оборванных связей кремния, увеличивая тем самым плотность ПС.

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ЛЕГИРОВАНИЯ НА ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА GaP

Дундер А.С.
Научный руководитель – канд. наук Евтушенко Н.Г.

Облучение поверхности кристаллов частицами высоких энергий, такими как электроны или лазерное облучение производится для модификации свойств приповерхностных слоев кристаллов. Однако эти воздействия приводят к образованию как точечных, так и линейных дефектов не только в приповерхностных слоях, но и в объеме материала.

Целью данной работы являлось изучение влияния облучения электронами и излучением Nd-лазера на спектры фотолюминесценции (ФЛ), послесвечения (ПС) и спектры возбуждения отдельных полос ФЛ и ПС фосфида галлия. Все спектры были получены при возбуждении ФЛ со стороны B(111)-поверхности, находящейся под зоной воздействия. Применялись два режима лазерного легирования: 1- длительность импульса $\tau=1{,}5\cdot10^{-4}$с, плотность мощности $w=3.8\cdot10^{18}$ Вт/см^2, 2 - $\tau=2\cdot10^{-3}$ с, $W=1.4\cdot10^{7}$ Вт/см^2. Энергия электронов E=1МэВ.

Спектры люминесценции и послесвечения снимались при их возбуждении светом длиной волны 450 и 500 нм. Спектры ПС, возбужденные светом длиной волны 510 нм состояли из одного максимума (1,64 эВ), который при облучении электронами смещался в сторону длинных волн(1,56 эВ). Облучение GaP излучением Nd-лазера приводило к разгоранию высокоэнергетической полосы (2,01 эВ).

Было обнаружено существенное влияние энергии возбуждения на вид спектров ФЛ, что свидетельствует об активационном характере фотолюминесценции.

В спектрах возбуждения как высокоэнергетической, так и низкоэнергетической полос ФЛ GaP при облучении его как электронами, так и излучением Nd-лазера были обнаружены дополнительные пики, свидетельствующие, на наш взгляд, о появлении дополнительных каналов излучательной рекомбинации, что связано как с генерацией дефектов структуры, так и со стимуляцией распада примесных комплексов. Полученные результаты объясняются введением дефектов являющихся центрами как излучательной, так и безызлучательной рекомбинации в GaP. Одним из дополнительных центров излучательной рекомбинации могут быть атомы серы и кремния, появляющиеся вследствие диссоциации включений этих атомов в GaP, содержащих эти атомы. Представленная интерпретация экспериментальных данных согласуется с результатами рентгено-спектрального анализа.

СПЕКТРЫ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЛАЗЕРНО ЛЕГИРОВАННОГО GaP

Кучеренко А.Д.
Научный руководитель – канд.наук Евтушенко Н.Г.

Было изучено влияние режимов лазерного легирования на спектры фотолюминесценции (ФЛ) твердых растворов $Ga_xIn_{1-x}P$.

Легирование кристаллов *GaP<S>*, выращенных методом Чохральского, индием производилось из пленки, нанесенной на А(111) поверхность *GaP*. Методика легирования подробно описана в [1]. Применялось два режима работы Nd - лазера: 1 – длительность импульса $\tau=1.5\cdot10^{-4}$ *с* , плотность мощности $W=3.8\cdot10^{8}$ *Вт/см*^{2}; 2 – $\tau=2\cdot10^{-3}$ *с*, $W=1,4\cdot10^{7}$ *Вт/см*^{2}. Спектры ФЛ (*T=77 К*) возбуждались узкими полосами, выделяемыми монохроматором УМ-2 из спектров излучения ксеноновой лампы. Были сняты также спектры послесвечения и спектры возбуждения отдельных полос ФЛ и послесвечения.

Спектры ФЛ *GaP* состояли из одной полосы полушириной $\Delta E_{1/2}=0,65$ *эВ*. Спектры твердых растворов состояли из двух полос и существенно зависели от режимов лазерного легирования. Спектры ФЛ слоя $Ga_xIn_{1-x}P$, полученного в режиме 1, были смещены в сторону меньших энергий, а их $\Delta E_{1/2}=0,81$ *эВ*, что свидетельствует о значительном дефектообразовании. У спектра ФЛ $Ga_xIn_{1-x}P$, полученного в режиме 2, $\Delta E_{1/2}=0,44$ *эВ*, причем уменьшение полуширины происходило за счет как длинноволновой, так и коротковолновой полос, что связано с уменьшением количества дефектов при этом режиме. Положение пиков свидетельствует о появлении новых центров излучательной рекомбинации, что подтверждается видом спектров возбуждения, в которых появились дополнительные пики, отсутствующие в спектрах возбуждения исходного *GaP*. Заметного влияния режимов лазерного легирования на спектры послесвечения, состоявшие из двух полос, обнаружено не было. Наиболее чувствительной к лазерному легированию оказалась низкоэнергетическая полоса. Спектры послесвечения, как и спектры ФЛ, зависели от энергии возбуждения, что проявлялось в увеличении интенсивности низкоэнергетической полосы при увеличении энергии возбуждения. В спектрах возбуждения послесвечения слоя $Ga_xIn_{1-x}P$ полученного в режиме 1, появлялись дополнительные максимумы, за которые ответственны новые уровни в запрещенной зоне.

Полученные результаты свидетельствуют об активационном характере ФЛ и появлении дополнительных уровней в запрещенной зоне $Ga_xIn_{1-x}P$. Проводится обсуждение полученных результатов и природы дефектов, генерируемых в процессе лазерного легирования.

[1] Стукалов С. А. // Вісн. од. держ. ун-ту. – 1998. – №3. – С. 31-34.

ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ ПОРУВАТОГО КРЕМНІЮ, ОТРИМАНОГО ЕЛЕКТРОХІМІЧНИМ ТРАВЛЕННЯМ

С. Ходоров, О. Мірошніченко

Науковий керівник – канд.наук В. І. Солошенко

Поруватий кремній є перспективним матеріалом для створення широкого класу напівпровідникових сенсорів: газів різної природи, вологості і т. ін. На базі цього матеріалу створені світлодіоди, які випромінюють у видимій області спектру. Характеристики згаданих приладів багато в чому визначаються механізмами електропровідності поруватого кремнію. Аналіз літературних даних різних авторів свідчить, що експериментальні результати часто суперечать один одному, що мабуть пов'язано з різноманітністю технологій отримання поруватого кремнію і чисельністю використаних для їх інтерпретації моделей електропровідності.

В роботі представлено результати дослідження поруватого кремнію, отриманого методом анодного електрохімічного травлення пластин монокристалічного кремнію КДБ з орієнтацією підкладки (100) і питомим опором 10 Ом·см. Режими електрохімічного травлення змінювалися шляхом варіювання струму анодизації і часу травлення. Вимірювання вольт-амперних характеристик здійснювалось за стандартною методикою.

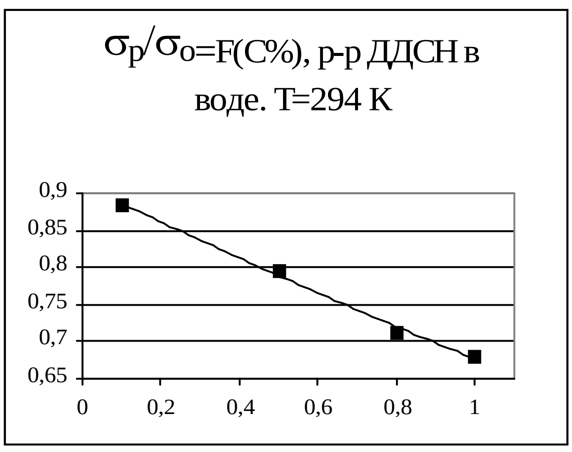
Отримані результати полягають у такому. При розляданні у мікроскоп комірчата структура виглядає як сітка, що створена тонкими нитками темного контрасту. Нитки, у свою чергу оточені "шубою". Можна зробити припущення, що темні нитки являють собою нановключення кремнію, що оточені "шубою" оксиду. Таким чином поруватий шар можна розглядати як нанокомпозит, складений із кремнійових ниток вкритих діоксидом кремнію. Зразки, що отримані методом анодого електрохімічного травлення, мали досить великий питомий опір в межах $10^6 - 10^8$ Ом·см. Типічні ВАХ зразків складаються із двох ділянок – лінійної і степеневої залежності струму від напруги, близької до квадратичної, що характерно для механізму ТОПЗ. Визначена ефективна рухливість дірок $\mu=(10^{-2}-10^{-1})$ см^2/В·с, величина якої свідчить про схожість механізму переносу носіїв заряду у поруватому кремнії і речовинах з невпорядкованою структурою.

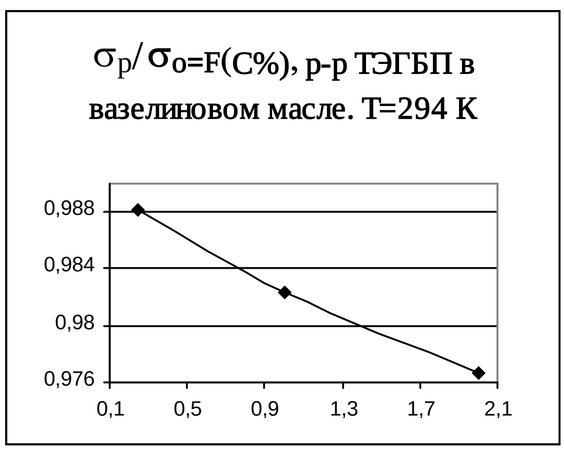
ПОДГОТОВКА ПРЕПАРАТОВ
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРИРОВАННЫХ ПРОСЛОЕК

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

Приповерхностные ориентационно упорядоченные слои жидкости - эпитропные жидкие кристаллы (ЭЖК) играют значительную роль при протекании ряда макроскопических процессов в дисперсных системах. Свойства микронных прослоек смазки в триадах трения определяют степень износа деталей (особенно в моменты высоких нагрузок) при граничном и полусухом трении. Минимизировать износ могут ЭЖК слои смазки, образование которых, по современным представлениям, наряду с другими факторами, связано и с наличием на подложках молекул поверхностно активных веществ (ПАВ).

Для исследования их влияния на организацию ЭЖК слоя в жидкости (и реологические свойства ее прослойки в триаде) нами разработана методика подготовки препаратов с различным содержанием ПАВ. С этой целью в хроматографически очищенные жидкости (вода, масла: вазелиновое и моторное Elf Synthetic Technology) вводились маслорастворимый триэтиленгликоль-бис-пальмитатат (ТЭГБП) и водорастворимый додецилсульфат натрия (ДДСН) с концентрацией ($C_{вес}$ до 2%). Растворы приготавливались весовым методом, контроль содержания ПАВ после прохождения через хроматографическую колонку определялся по его влиянию на поверхностную энергию $\sigma_{ж\text{-}г}$. По концентрационным зависимостям последней $\sigma_{жг}$ = f(C) (на рисунке: σ_p/σ_p =F(C%)- зависимость σ_p раствора по отношению к σ_o растворителя) определялись изотермы адсорбции, рассчитывались предельная адсорбция Γ_∞ и площадь S_0, занимаемая молекулой адсорбата.



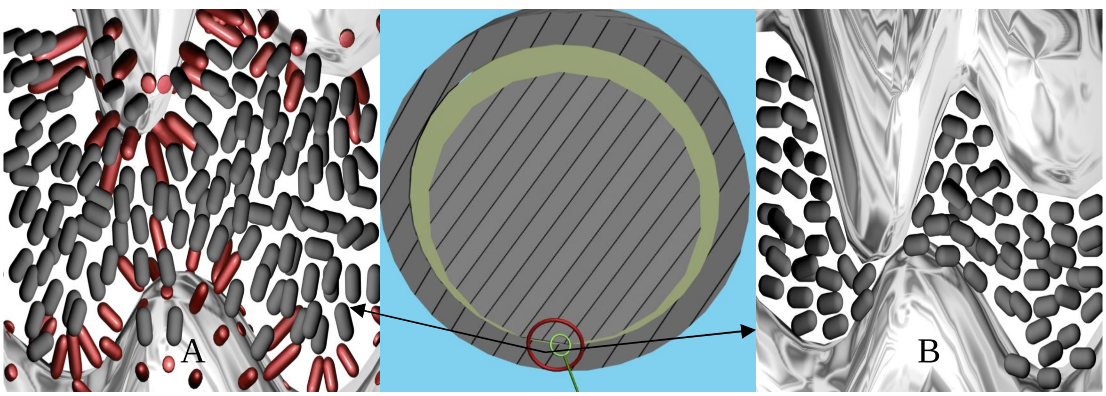


Определялась объемная вязкость препаратов (использовался капиллярный вискозиметр), которая затем сравнивалась с вязкостью в микронной прослойке. В развитие этой методики планируется определение и $\sigma_{ж\text{-}т}$ для тех же образцов методом установления краевого угла "сидящей капли" двойным микроскопом.

ЭПИТРОПНЫЕ ЖИДКИЕ КРИСТАЛЛЫ В ТРИАДЕ ТРЕНИЯ

Скоржевский А.В., Овечкин В.С.
Научный руководитель – доктор наук   Алтоиз Б.А.

В жидкости у поверхности подложки может возникать полимолекулярный ориентационно упорядоченный - эпитропно жидкокристаллический (ЭЖК) слой. Такие слои значительно влияют на физико-химические свойства дисперсных систем, протекание в них процессов тепло- и массообмена (флотации, седиментации, устойчивости коллоидных систем и др.) Весьма существенно наличие ЭЖК слоёв с соответствующими структурными параметрами (равновесной толщиной d_s, типом ориентации, гидродинамической прочностью) в граничном трении. В этом случае толщина прослойки жидкости между подложками триады трения соизмерима с удвоенной толщиной $2d_s$ ЭЖК слоя. Эти гомеотропно ориентированные слои и обеспечивают противоизносные свойства смазки. Так, в статике гомеотропный ЭЖК слой (см. рис., - «Вал в подшипнике» и макеты триады в области контакта) препятствует (А) контакту твердых поверхностей триады. При отсутствии ЭЖК - прослойка выдавливается, образовавшийся контакт (В), в моменты высокой нагрузки, приводит к повышенному износу деталей механизма.



Организация ЭЖК связана с анизотропным межмолекулярным взаимодействием, дальнодействующим полем подложки и наличием «затравочного» монослоя, образование которого обеспечивается сурфактантами. Роль сурфактанта, ориентирующего молекулы прослойки смазки в триаде, играют поверхностно активные вещества (ПАВ).

В работе методом компьютерной анимации продемонстрировано влияние добавляемых в смазочные материалы поверхностно активных присадок на образование ЭЖК в ней, его способность повышать противоизносные свойства смазки, и на поведение такой структурно-неоднородной прослойки в динамике при сдвиговой деформации - в режиме её течения. Также проиллюстрирован принцип действия хроматографической колонки (очистка от ПАВ и контроль его концентрации), используемой в методике подготовки препаратов для исследования реологических свойств прослойки.

РЕОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СМАЗОЧНОГО МАТЕРИАЛА ЛЕГИРОВАННОГО ПРИСАДКАМИ ПАВ

Кубрак С. В.
Научный руководитель – доктор наук Алтоиз Б. А.

В жидкости у поверхности раздела с твердой подложкой при определенных условиях образуются полимолекулярные ориентационно упорядоченные ЭЖК слои. Такие слои в прослойках смазочного материала играют важную роль, повышая их противоизносные свойства в процессах граничного трения. Для организации ЭЖК слоев в масляной прослойке триады трения производители смазочных материалов легируют последние поверхностно активными присадками.

Изучение влияния ПАВ на процесс образования ЭЖК слоев и реологические свойства неоднородной (с ЭЖК слоями) масляной прослойки (4 - 40 мкм) в триаде трения проводилось на модельных триадах - микронных прослойках вазелинового масла (чистого и с различной концентрации маслорастворимого ПАВ: триэтиленгликоль-бис-пальмитата) и ионногенного - $CH_3(CH_2)_{11}DSO_3Na$ между стальными подложками. Для установления реологических особенностей прослоек использовался ротационный вискозиметр и для сравнения - капиллярный вискозиметр Оствальда. Контроль наличия ПАВ в препарате и его концентрации осуществлялся прецизионными измерениями поверхностного натяжения.

Вязкостные свойства прослоек толщиной более 7 мкм "чистого" вазелинового масла (зависимости коэффициента вязкости прослоек от их толщины и скорости сдвиговой деформации в них) не отличались от соответствующих характеристик препарата в "объеме". Это свидетельствовало о практически отсутствии структурированных ЭЖК слоев в них. Заметим, что отсутствие их в тонких прослойках тщательно очищенного препарата подтверждается и ранее проведенными (проф. Поповским Ю.М.) измерениях двулучепреломления (ДЛП) в смазочных жидкостях, используемых в часовой промышленности (полидиметилсилоксане и его смесей с тетрадеканом). Напротив, легирование препаратов ПАВ даже малой концентрации (менее 1%) приводило к отличию таких свойств в прослойках толщиной до 40 мкм - возрастанию "эффективного" коэффициента динамической вязкости и его зависимости от сдвигового течения. Такое отличие связывалось с появлением в прослойках гомеотропно ориентированных ЭЖК слоев значительной (~ 5÷10 мкм) толщины. Наличие таких слоев независимо подтвердилось в опытах по исследованию оптической анизотропии прослоек препарата - измерениями в нем ДЛП методом "световода переменной толщины".

В рамках двух реологических моделей ЭЖК слоя ("жесткий, срезаемый течением" и "ЭЖК слой постоянной вязкости") были оценены его равновесная толщина и "гидродинамическая прочность".

СЕКЦИЯ ТЕПЛОФИЗИКИ ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ
(кафедра теплофизики)

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЕ ОКИСЛЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПРОВОДНИКОВ, НАГРЕВАЕМЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТОКОМ

Шкоропадо М.С., Харлампиев Ю.
Научный руководитель – кандидат наук Орловская С.Г.

В данной работе представлены результаты исследования окисления молибденовых и вольфрамовых проводников. Мы определяли температуру проводников в процессе окисления, а также структуру и дисперсный состав образующихся оксидов. Актуальность исследований высокотемпературного окисления вольфрама и молибдена связана с широким использованием их соединений в энергетике, авиации, ракетостроении, микроэлектронике. В частности, уникальными физическими и химическими свойствами обладают оксиды молибдена и вольфрама.

Изучение температурного режима окисления металлических проводников выполнялось электротермографическим методом. Были установлены последовательные стадии высокотемпературного тепломассообмена с газом. Структура и свойства образующихся на поверхности проводника оксидов зависят от стадии окисления, силы тока и температуры. Установлено, что на начальной стадии окисления образуется сплошная пленка диоксида металла, затем на ней нарастает пористый слой MO_3 или WO_3. При небольших значениях силы тока образуется мелкокристаллический триоксид без выраженных особенностей. Однако, начиная с некоторого значения силы тока, на проводнике появляются кристаллические образования в виде иголочек, затем иголочки превращаются в веточки, их количество растет с повышением температуры и увеличением времени окисления. При более высоких значениях силы тока размеры кристаллитов и их поверхностная плотность увеличиваются, появляются листовидные и пластинчатые кристаллы, в результате чего площадь поверхности проводника резко возрастает. Это явление особенно ярко выражено при окислении молибдена. Скорее всего, образование и рост кристаллитов обусловлено интенсивным испарением оксидов из внутренней части оксидного слоя и последующей конденсацией паров вблизи поверхности.

Фото дискета 1

Рис.1. Фотографии оксидных образований молибденового проводника
(цена деления 15.8 мкм)

Нами был выполнен дисперсный анализ полученных оксидных образований и установлено, что крупные листовидные и пластинчатые образования имеют средний размер 160-320 мкм, в то время как максимальный размер мелких образований не превышает 40-80 мкм

(Рис.1). В оксиде, который образуется на поверхности проводника, преобладают частицы размером 150-160 мкм (Рис.2).

В центральной зоне проводника образуются наиболее крупные кристаллиты оксида и поверхностная плотность их максимальна. Так как интенсивность испарения оксида и скорость роста кристаллических образований зависит от температуры, необходимо было определить распределение температуры по длине проводника. Для этого был использован

Фото дискета 2

Рис.2 Фотографии оксида, удаленного с поверхности молибденового проводника (цена делений 15.8 мкм).

метод относительной яркостной пирометрии. На рис.3 приведены зависимости T(x) для молибденового проводника при разных значениях силы тока. Установлено, что центральная зона проводника характеризуется однородным распределением температуры (около 2/3 длины проводника). На концах проводника температура резко падает вследствие теплоотвода к холодным контактам.

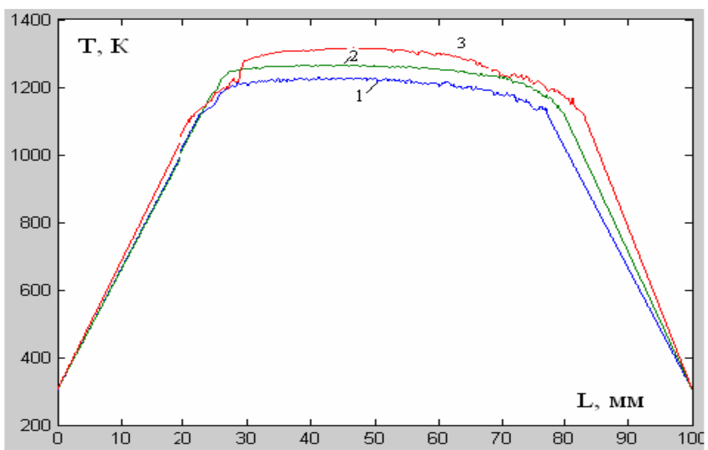


Рис. 3 Распределение температуры по длине молибденового проводника

сила тока: 1-I=6.3 A, 2-I=6.4 A, 3-I=6.6 A.

Анализ полученных результатов позволил сделать следующие выводы:

1. Размеры и поверхностная плотность кристаллитов оксидов молибдена и вольфрама определяются температурой проводника и временем окисления.
2. Так как наиболее продуктивной является центральная высокотемпературная зона проводника, для получения оксидов молибдена и вольфрама методом «горячей нити» целесообразно использовать достаточно длинные проводники (L > 10 см).

ТЕРМОИОНИЗАЦИОННОЕ РАВНОВЕСИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МАКРОВКЛЮЧЕНИЙ В ПЛАЗМЕ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ

Войченко В.В.

Научный руководитель – кандидат наук В.И.Маренков

Низкотемпературная плазма с конденсированной дисперсной фазой (КДФ) широко используется в современных высокотехнологических процессах: нанотехнологии [1], напыление электронных компьютерных схем [2], создание новых кластерных источников света и др. В то же время она имеет целый ряд физических свойств (самоорганизация, «перезарядка» частиц КДФ), которые до сих пор не получили должного теоретического обоснования.

Определяющим параметром в плазменных процессах является средняя концентрация электронов в газовой фазе, которая обуславливает электропроводность плазмы и другие электрон-ионные процессы. Существует множество способов определения концентрации заряженных частиц: спектрографический, при помощи активного зонда и др. [3].

В данной работе предлагается и теоретически обосновывается модель электрон-ионных процессов в плазме продуктов сгорания с учетом влияния электронных и диэлектрических свойств вещества макрочастиц КДФ и их геометрии (цилиндрическая симметрия) для диагностики плазмы.

При помещении металлических электродов в плазму, они приобретают потенциал относительно Земли. Этот потенциал называется плавающим (флуктуирует во времени вокруг среднего значения). Для плазмы продуктов сгорания углеводородных (пропан-бутановых) топлив он колеблется от 0,1 до 1 вольта. Этот потенциал определяется равновесным значением концентрации электронов и ионов в плазменной среде и устанавливается при балансе потоков электрического заряда через поверхность тела. Его зависимость от электронных и диэлектрических параметров зонда в литературе не исследовано. Поэтому целью моей работы являлось построение модели ионизации цилиндрического зонда в пламени пропан-бутановой газовой горелке и изучение влияния этих параметров на его плавающий потенциал.

Для решения поставленной задачи предполагалось рассмотрение ячеечной модели и системы уравнений термоионизационного равновесия [2] . Далее рассматривалась задача о распределении самосогласованного потенциала в собственном объеме цилиндрической макрочастицы. Ее решение найдено в рамках линеаризированой задачи Пуассона-Ферми для самосоглавсованного потенциала внутри макрочастицы. Определена зависимость потенциала от счетной концентрации электронов в газовой фазе плазмы, которая окружает эту частицу. Это достигалось за счет решения линеаризированного уравнения Пуассона-Больцмана в цилиндрической системе координат: задавая условие «сшивки» «внутреннего» и «внешнего» потенциалов на поверхности макрочастицы, можно найти константы интегрирования в рассматриваемых уравнениях. В результате чего было получено теоретическое значение поверхностного потенциала цилиндрической макрочастицы КДФ, который определяется физическими свойствами ее вещества, геометрическими размерами и параметрами плазменной среды.

На основе полученных результатов было проведено моделирование ряда зависимостей электрофизических параметров плазмы от ее определяющих параметров (T, n_p), электрических и диэлектрических параметров вещества макрочастицы (W, E_c, ε_p).

Полученные данные хорошо согласовываются с полученными на нашей кафедре экспериментальными данными.

1. Смирнов Б.М. Кластерная плазма.// УФН.-2000.-Т.-170.-№5.-С.495-532
2. Маренков В.И.,Чесноков М.Н. Физические модели плазмы с конденсированной дисперсной фазой: Учеб. пособие.-К.: УМК ВО, 1989.-188 с.
3. Методы исследования плазмы. под ред. В.Лохте-Хольтгревена, М.: Мир.-1971.-522 с.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ПО ЧАСТИЦЕ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ТЕПЛОМАССООБМЕНА УГЛЕРОДА С ГАЗАМИ

Новикова(Омельянская) И.В.
Научный руководитель – доцент Орловская С.Г.

В данной работе проводится исследование влияния распространения фронта нагрева по углеродной частице на характеристики ее воспламенения, горения и потухания в высокотемпературном окислителе. В настоящее время интерес к изучению этих процессов обусловлен потребностями развития перспективных ресурсосберегающих и экологически чистых технологических процессов переработки топлива. Целью настоящей работы является изучение влияния распространения тепла вглубь углеродного массива за счет теплопроводности на характеристики воспламенения, горения и потухания частицы углерода.

Рассматривается задача нагрева сферических частиц топлива микронного диаметра, помещенных в окислительную среду, температура которой значительно превышает начальную температуру частиц. Температура среды в процессе нагрева частицы предполагается постоянной. Изменение температуры поверхности частицы происходит за счет конвективного и радиационного теплообмена с окислительной средой и стенками камеры, за счет теплоты экзотермических реакций окисления на поверхности частицы, а также за счет теплоплопередачи к центру частицы. Необходимо найти профиль температуры по радиусу частицы произвольный момент времени, а также определить условия ее воспламенения, горения и потухания.

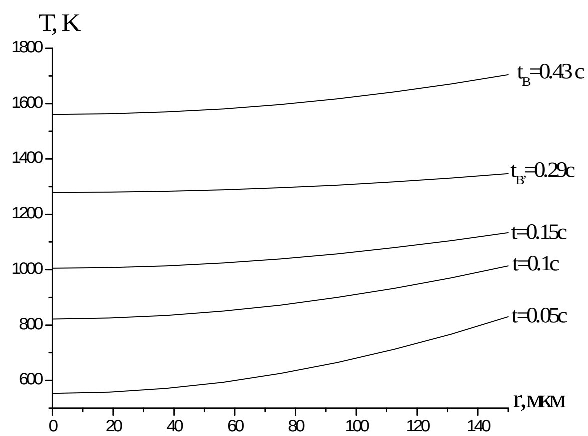


Рис. Радиальный профиль температуры частицы до момента воспламенения

$$r_S = 150\,мкм,\quad T_g = T_W = 1500K\ .$$

Из рисунка видно, что в начальный момент времени разность температур на поверхности и в центре частицы $\Delta T = T_R - T_0 \approx 270K$, в процессе прогрева эта разница уменьшается. В конце стадии инертного разогрева (точка B') $\Delta T \approx 70K$, а затем в результате химических превращений на поверхности, ΔT возрастает до $140K$.

На основе анализа полученных результатов сделаны следующие выводы:

1)вследствие значительного различия температур на поверхности и в центре частицы, самоускорение химической реакции начинается раньше на поверхности;

2)период индукции воспламенения частицы относительно поверхности меньше, чем относительно ее центра. С увеличением диаметра частицы и температуры газа эта разница растет;

3)показано, что влияние распределения температуры на общее время горения незначительно и им можно пренебречь.

ВЛИЯНИЕ ПАРОФАЗНОЙ РЕАКЦИИ НА КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ТЕПЛОМАССООБМЕНА ПРИ ВОСПЛАМЕНЕНИИ ЧАСТИЦЫ МАГНИЯ В ХОЛОДНОМ ВОЗДУХЕ

Яковлева Н.
Научные руководители – доктор наук Калинчак В.В., асист. Черненко А.С.

Описание тепломассообмена при воспламенении частицы магния базируется на механизме реакции окисления магния, который чрезвычайно сложен и зависит от большого числа разнообразных факторов. Известно значительное количество теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию воспламенения магния, в которых предлагался ряд моделей воспламенения, основанных на предположении об определяющей роли гетерогенной поверхностной реакции в обеспечении срыва теплового равновесия. Расчет кинетических констант данной реакции по различным моделям с использованием экспериментальных измерений температур воспламенения, как правило, приводил к различным результатам.

При низких температурах (около 673К) при окислении магния в воздушной среде окисная пленка сохраняет защитные свойства. При более высоких температурах (уже при 833 К) отмечается линейный закон окисления. В ходе окисления уже при температурах выше 773 К наблюдается испарение магния через окисную пленку, причем температура плавления магния составляет 924 К. Это приводит к дополнительному гомогенному окислению магния в некотором слое возле частицы металла.

В данной работе проведен анализ процессов тепломассообмена и окисления магния, с учетом парофазной реакции окисления магния. Предполагается, что увеличение толщины окисла происходит только за счет гетерогенной реакции, а парофазная реакция уменьшает объем пор в окисле.

ГЕТЕРОГЕННО – КАТАЛИТИЧЕСКОЕ ОКИСЛЕНИЕ ГАЗОВ НА ПРОВОЛОКЕ КАТАЛИЗАТОРА

Балан Е.

Научные руководители – доктор наук Калинчак В.В., асист. Черненко А.С.

Анализируются высокотемпературные режимы тепломассообмена и кинетики каталитического окисления малых содержаний активного газообразного компонента (аммиак, водород, окись углерода в воздухе) на поверхности термохимических сенсора (платиновая нить d = 0.1 мм, L = 108 мм, подключенная в электрическую цепь со стабилизацией силы тока). Детально исследуются временные зависимости температуры, диффузионно-кинетического отношения, тепловых и массовых потоков, скорости каталитической реакции при различных концентрациях активного компонента в воздухе.

В результате проведенных исследований получены аналитические выражения температуры платиновой нити и напряжения на ее концах, характеризующей устойчивые стационарные режимы тепломассообмена, в зависимости от концентрации активного компонента в воздухе.

Установлены три характерные стадии прогрева сенсора:

1. инертный разогрев при пренебрежимо малом влиянии химического тепловыделения.
2. разогрев за счет химической реакции, протекающей в кинетической области и за счет джоулева тепловыделения при ньютоновском теплоотводе.
3. разогрев практически до стационарной температуры при протекании реакции в глубокой диффузионной области.

В связи с этим получены аналитические выражения для времени выхода на высокотемпературный устойчивый режим работы катализатора при объемных концентрациях больше критических значений каталитического зажигания термохимического сенсора. Проведен анализ полученного выражения для различных концентраций активного компонента, силы тока, протекающего через катализатор и диаметра катализатора.

СЕКЦИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

(кафедра теоретической физики)

ПРЯМОЛИНЕЙНЫЙ ДИАМЕТР КРИВОЙ СОСУЩЕСТВОВАНИЯ КАК ТОНКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА МЕЖЧАСТИЧНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ЖИДКОСТЯХ

Матвейчук О.И.

Научный руководитель – канд.наук Кулинский В.Л.

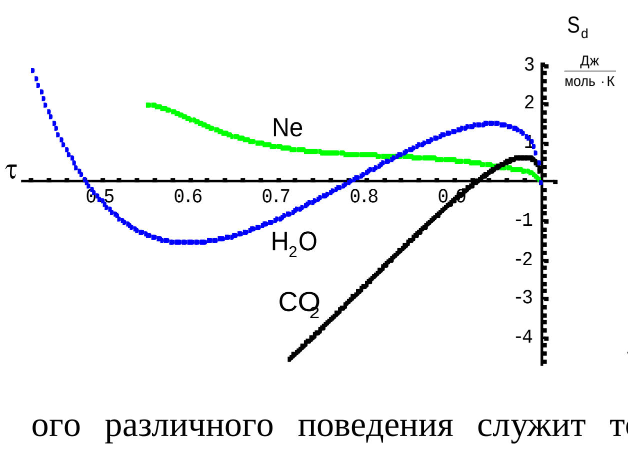
В работе анализируется поведение диаметров плотности и энтропии на кривой сосуществования жидкость-пар для различных веществ. Прямолинейным диаметром термодинамической величины называется полусумма ее значений в сосуществующих фазах. В частности диаметры энтропии S и плотности есть: $S_d(T) = \frac{S_{liq}(T) + S_{vap}(T)}{2} - S_{crit}$ и $\rho_d(T) = \frac{\rho_{liq}(T) + \rho_{vap}(T)}{2} - \rho_{crit}$ соответственно служат характеристиками межфазного равновесия. Известно, что в окрестности критической точки данные величины обладают сингулярным поведением:

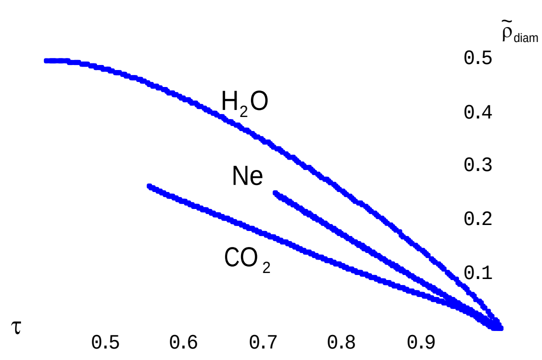
$$S_d(T) = S_{reg} + S_{fluct}$$

Регулярная часть в окрестности критической точки представима в виде $S_{reg}(\tau) = s_1\tau + s_2\tau^2 + \underline{o}(\tau^2)$, где $\tau = \frac{T_c - T}{T_c}$.

Новизна работы состоит в том, что ранее основное внимание при рассмотрении фазового равновесия уделялось поведению плотностного диаметра. Проведенный анализ экспериментальных данных по поведению S_d для различных веществ (инертные газы, гелий, водород, вода, бензол, гидрид серы, углекислый газ, бензол и пр.) показал, что эта величина весьма чувствительна к виду межчастичного взаимодействия.

В настоящей работе мы обсуждаем поведение регулярной части S_d.





Физической причиной такого различного поведения служит тот факт, что энтропия в отличие от плотности в существенном определяется многочастичными корреляционными функциями. Диаметр энтропии характеризует различие в процессах изменения упорядочения в сосуществующих фазах. В частности образование частицами связанных состояний, например димеров, проявляется как немонотонность S_d. Другими факторами, которые определяют поведение S_d является тип взаимодействия частиц на больших расстояниях и форма молекул. Для установления, какой вклад даёт каждый из перечисленных факторов, было рассмотрено несколько моделей: модель Ван дер Ваальса для полярных и неполярных жидкостей, модель Карнахана-Старлинга для неполярных жидкостей, модель, описывающая смесь димеров и мономеров.

Показано, что для неполярных Ван дер Ваальсовских жидкостей - $s_1 = \frac{9}{10}$, для полярных - $s_1 = -\frac{27}{20}$, в модели жёстких сфер Карнахана-Старлинга $s_1 = 2.5$. Для смеси димеров и мономеров значение s_1 зависит от энергии связи.

Предложена простая модель, позволяющая описать связь понижения энтропии для двухцентровых молекул. Основной идеей является то, что для многоатомных молекул удельный объём частиц существенно зависит от плотности в жидкой фазе.

ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ ОДНОВИМІРНИХ СИСТЕМ

Марчук А.М.
Науковий керівник – доктор наук Адамян В.М.

В роботі досліджується температурна залежність електричного опору одновимірного провідника, яку зумовлено внеском розсіяння носіїв на коливаннях одновимірної гратки. Електронні стани ідеального провідника описувалися за допомогою класичної моделі Кроніга-Пенні. При цьому взаємодія електронів з іонами ідеальної одновимірної ґратки визначалася за допомогою потенціала «гребінця»:

$$U(x) = \frac{\hbar^2}{m}\Omega\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\delta(x+na),$$

де a - стала ґратки. Зміщення одного з атомів ґратки на величину u утворює для зонного електрона з квазіімпульсом k бар'єр, квадрат коефіцієнта проходження бар'єру дорівнює

$$t^2(k) = 1-\left(\frac{ku}{\sin qa}\right)^2\left(2+\frac{\Omega^2}{k^2}-\sin 2qa-\frac{2\Omega}{k}\cos 2ka-\sin 2ka\left(1-\frac{\Omega^2}{k^2}\right)\right),$$

де u – зміщення атому відносно положення рівноваги.

При низьких температурах середній квадрат зміщень атомів у вузлах гратки визначається виразом

$$u^2 >= \frac{2\hbar}{m\omega_0}cth\frac{1}{2}\beta\hbar\omega_0,$$

де ω_0 характерна частота поздовжних коливань у взірці. Вважаючи $\omega = \frac{2\pi c}{L}$,

де c - поздовжна швидкість звуку, а L - довжина взірця, при гранично низьких температурах отримуємо,

$$R = \frac{\pi\hbar}{e^2}\frac{1}{1-\frac{\hbar Lk^2}{mc\sin^2 qa}\left(2+\frac{\Omega^2}{k^2}-\sin 2qa-\frac{2\Omega}{k}\cos 2ka-\sin 2ka\left(1-\frac{\Omega^2}{k^2}\right)\right)}.$$

Якщо ж $k_B T >> \frac{1}{2}\hbar\omega_0$, тоді

$$R = \frac{\pi\hbar}{e^2}\frac{1}{1-\frac{4k_B TL^2k^2}{mc^2\sin^2 qa}\left(2+\frac{\Omega^2}{k^2}-\sin 2qa-\frac{2\Omega}{k}\cos 2ka-\sin 2ka\left(1-\frac{\Omega^2}{k^2}\right)\right)}.$$

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СУСПЕНЗИЙ

Орлинская О.В.

Научный руководитель – кандидат наук Сушко М.Я.

Особое место в исследованиях свойств суспензий занимают оптические методы – измерение интенсивности однократного и многократного рассеяния света, измерение временных корреляционных функций и др.Полученная информация используется для анализа таких оптических параметров суспензий, как длина экстинкции, длина поглощения, транспортная длина.

В настоящей работе анализируется спектр однократного рассеяния света в мелкодисперсной суспензии, моделируемой как взвесь изотропных диэлектрических шаров с объемом v и радиальным распределением проницаемости $\varepsilon(r)$. Присутствие взвешенных частиц приводит к отклонению местного значения диэлектрической проницаемости суспензии от проницаемости дисперсионной среды ε_0 на величину

$$\delta\varepsilon(\vec{r},t) = \sum_{i=1}^{N} \Delta\varepsilon(|\vec{r} - \vec{r}_i(t)|)\theta(R - |\vec{r} - \vec{r}_i(t)|), \qquad (1)$$

где $\Delta\varepsilon(r) = \varepsilon(r) - \varepsilon_0$, $\theta(x)$ – функция Хевисайда, суммирование ведется по положениям $\vec{r}_i$ центров шаров; неоднородности (1) вносят основной вклад в рассеяния света суспензией.

Помимо традиционного вклада от рассеяния на отдельных частицах, получаемого в рамках борновского приближения и являющегося по сути “газовым”, в настоящей работе дополнительно учитываются вклады в рассеяние от групп частиц, расположенных на расстояниях, малых по сравнению с длиной волны в среде. С физической точки зрения рассеяние на таких группах является однократным. После извлечение этих вкладов из каждого члена итерационного ряда для электрического поля частотное распределение интенсивности рассеянного света принимает вид [1]

$$I(\vec{q},\omega) = \sum_{n,m\geq 1} I_{nm}(\vec{q},\omega), \qquad (2)$$

где выражение

$$I_{nm}(\vec{q},\omega) \propto (-3\varepsilon_0)^{-n-m+2} \pi^{-1} \operatorname{Re}\int_0^\infty dt \int_V d\vec{r} \left\langle \delta\varepsilon^n(\vec{r},t)\delta\varepsilon^m(0,0)\right\rangle \exp(i\omega t - i\vec{q}\vec{r}) \qquad (3)$$

представляет собой вклад в рассеяние от пары групп, состоящих из n и m частиц.

С учетом формул (1)–(3), макроскопической однородности и изотропности суспензии получен следующий результат:

$$I(\vec{q},\omega) \propto 16\pi^2\varepsilon_0^2 \,|\,\alpha(\vec{q})\,|^2\; nG(\vec{q},\omega), \qquad (4)$$

где $G(\vec{q},\omega)$ – пространственно-временной фурье-образ функции Ван-Хова взвешенных частиц, и $\alpha(\vec{q}) = \frac{3}{4\pi}\int_v d\vec{r}\exp(-i\vec{q}\cdot\vec{r})\cdot(\varepsilon(r)-\varepsilon_0)/(\varepsilon(r)+2\varepsilon_0)$; в пределе $q \to 0$ величина α в точности совпадает со статической поляризуемостью частиц суспензии [2].

Таким образом, впервые из всех членов итерационных рядов для рассеянного поля последовательно выделены и просуммированы вклады в спектр рассеяния от многократных переизлучений между близкорасположенными (в указанном смысле) частицами суспензии. Показано, что эти переизлучения приводят к перенормировке эффективной поляризуемости частиц суспензии, тогда как спектральное и угловое распределение интенсивности определяется, как и в борновском приближении, пространственно-временным фурье-образом функции Ван-Хова взвешенных частиц.

С учетом данных, имеющихся к настоящему времени для систем твердых шаров, газа заряженных частиц и др., полученный результат может быть дальше детализирован и использован для получения информации о параметрах взвешенных частиц широкого класса суспензий. С другой стороны, он объясняет применимость борновского приближения [3] для описания спектра рассеяния света в жидкостях.

M. Y. Sushko, Low Temp. Phys., **33**, 806 (2007).

М. Я. Сушко, ЖЭТФ, **132**, 478 (2007).

Л. И.Комаров, И. З. Фишер, ЖЭТФ, **43**, 1927 (1962).

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ СМЕСИ АНИЗОТРОПНЫХ ЧАСТИЦ

Алексеенко И.В.
Научный руководитель – канд.наук Сушко М.Я.

В настоящей работе производится макроскопический анализ эффективной статической диэлектрической проницаемости ε, характеризующей отклик на однородное внешнее поле мелкодисперсной взвеси твердых анизотропных частиц, вещество которых характеризуется тензором диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ik}(\vec{r})$. Проницаемость ε определяется как коэффициент пропорциональности в соотношении [1]

$$\overline{D_i} = \varepsilon \overline{E_i}, \qquad (1)$$

где D_i - индукция поля, E_i - напряженность поля, а черта обозначает усреднение по объемам, значительно превышающим масштабы неоднородностей.

Для расчета средних в (1) в качестве исходной рассматривается задача о распространении электромагнитной волны в среде с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{ik}(\vec{r}) = \varepsilon_0 \delta_{ik} + \delta\varepsilon_{ik}(\vec{r})$, где отклонение $\delta\varepsilon_{ik}(\vec{r})$ обусловлено компактными группами неоднородностей. Под компактной группой понимается любая макроскопическая область системы, внутри которой все расстояния между неоднородностями намного меньше длины волны в среде [2]: $\sqrt{\varepsilon_0} k_0 \left|\vec{r}_i - \vec{r}_j\right| << 1$, где k_0 - волновой вектор волны в вакууме, ε_0 – диэлектрическая проницаемость дисперсионной среды. Решение строится в виде итерационных рядов, анализ которых производится с помощью представления [3,4]

$$\lim_{k_0 \to 0}\left(k_0^2 \cdot T_{ik}(\vec{r})\right) = \frac{1}{3\varepsilon_0}\delta(\vec{r})\delta_{ik} + \frac{1}{4\pi r^3}\left(\delta_{ik} - 3e_i e_k\right) \qquad (2)$$

для пропагатора электромагнитного поля $T_{ik}(\vec{r})$. Здесь e_k – k-я компонента орта $\vec{e} = \vec{r}/r$, δ_{ik} - символ Кронекера, $\delta(\vec{r})$ – дельта-функция Дирака. Показывается, что в статическом пределе $\sqrt{\varepsilon_0} k_0 \to 0$ значения $\overline{E_i}$ и $\overline{D_i}$ формируются вкладами компактных групп, формальное выделение которых производится заменой подынтегральных множителей $k_0^2 \cdot T_{ik}(\vec{r})$ в итерационных рядах их наиболее сингулярными частями (первым слагаемым в правой части (2)). После суммирования соответствующих рядов для $\overline{D_i}$ и $\overline{E_i}$ для проницаемости ε получаем формулу Лоренц-Лоренца:

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \frac{1 + \frac{8\pi}{9} n Sp(\hat{\alpha})}{1 - \frac{4\pi}{9} n Sp(\hat{\alpha})}, \qquad \alpha_{ii} = \frac{3}{4\pi}\int_v d\vec{r}\, \frac{\varepsilon_{ii}(\vec{r}) - \varepsilon_0}{2\varepsilon_0 + \varepsilon_{ii}(\vec{r})},\ i = 1,2,3, \qquad (3)$$

в которой n - плотность частиц. Соответственно, величину $\frac{1}{3} Sp(\hat{\alpha}) = \frac{1}{3}\left(\alpha_{11} + \alpha_{22} + \alpha_{33}\right)$ следует интерпретировать как эффективную поляризуемость анизотропной частицы в среде.

Полученные результаты справедливы для произвольной разности между ε_{ik} и ε_0, а также значений концентрации вешенных частиц n, при которых среда остается в целом однородной и изотропной. Последовательное суммирование бесконечных итерационных рядов для смеси анизотропных частиц выполнено впервые.

1. *Л. Д. Ландау, Е.М. Лифшиц,* Электродинамика сплошных сред, М.: Наука, 1982.
2. *М. Я. Сушко,* ЖЭТФ, 2007, т. 132, вып. 2(8), 478-484.
3. *М. Я. Сушко,* ЖЭТФ, 2004, т. 126, вып. 6, 1355–1361.
4. *В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский,* Квантовая электродинамика. – М.: Наука, 1974.

ВЛИЯНИЕ ВОДОРОДНЫХ СВЯЗЕЙ НА ПРОЦЕССЫ ДЕНАТУРАЦИИ БЕЛКА

Спивак Е. Ю.

Научный руководитель – доктор наук   Маломуж Н. П.

Теоретический подход к изучению столь сложных систем, какими являются биомолекулы, требует привлечения модельных представлений относительно структуры рассматриваемых макромолекул. Поскольку на данном этапе развития теории полимеров мы не располагаем достаточной системой наглядных физических представлений, желательно на начальном этапе рассмотреть модели, допускающие простые и математически хорошо определенные постановки.

В настоящей работе исследуется влияние сетки водородных связей на процессы денатурации белка, проявляющееся в его взаимодействии с окружающим биораствором. Образование водородных связей с внутриклеточным биораствором влияет на характер структуры белка как непосредственно, так и через диэлектрическую проницаемость.

Согласно современной теории биополимеров, в точке денатурации второй вириальный коэффициент взаимодействия мономеров B_2 обращается в ноль. Это следует из превалирования бинарных взаимодействий мономеров над их взаимодействиями высших порядков. Под взаимодействием мономеров следует понимать взаимодействие удаленных друг от друга участков цепи. Такое описание становится возможным благодаря малости средней плотности мономеров в клубке.

Из статистической физики известно, что второй вириальный коэффициент определяется как

$$B_2 = -\frac{1}{2}\int [\exp(-\beta u_{вз}(r)) - 1] 4\pi r^2 dr \qquad (1)$$

Где $u(r)$ - энергия взаимодействия мономеров,

Для расчета второго вириального коэффициента B_2 необходимо задать определить явный вид $u_{вз}(r)$. Энергия взаимодействия между мономерами $u(r)$ моделируется суммой короткодействующей отталкивательной части, дальнодействующих электростатических сил и энергии водородных связей.

$$U_{вз} = U_{отт} + U_{el} + U_h \qquad (2)$$

Вклад энергии водородных связей задается выражением

$$U_{h-связей} = \begin{cases} -J\cdot < n_h >, & \sigma < r \le r_h \\ 0, & r > r_h \end{cases} \qquad (3)$$

Где $< n_h >$ - среднее количество водородных связей образуемых мономером, а J - определяет глубину потенциальной ямы одной водородной связи.

Поскольку мономеры могут ориентироваться в пространстве различным образом, необходимо рассматривать усредненную энергию мультипольного взаимодействия мономеров по их возможным ориентациям в пространстве.

$$U_{EL}(r) = < U_{el}(\vec{r}_1, \vec{r}_1) > \qquad (4)$$

Где $U_{el}(\vec{r}_1,\vec{r}_1)$ - электростатическая энергия взаимодействия мономеров, определяющаяся в мультипольном приближении как

$$U_{el}(\vec{r}_1,\vec{r}_2) = U_{dd}(\vec{r}_1,\vec{r}_2) + U_{dQ}(\vec{r}_1,\vec{r}_2) + U_{QQ}(\vec{r}_1,\vec{r}_2) + ... \qquad (5)$$

После усреднения мы получим следующее соотношение

$$U_{эл.ст.}(r) = -\frac{\beta}{\varepsilon^2}\left(\frac{2d^4}{3r^6} + 3d^2Q^2\frac{1}{r^8} + 6{,}3\cdot Q^4\frac{1}{r^{10}}...\right) \qquad (6)$$

Где d определяет дипольный момент мономера, а $Q^2 \equiv < Sp(Q^{(1)})^2 >_0$ – средний квадрат следа квадрупольного момента мономера.

Таким образом, выражение для энергии взаимодействия $u_{вз}(r)$ мономеров принимает вид

$$U_{вз} = \begin{cases} \infty, & r \le \sigma \\ -J\cdot < n_h >, & \sigma < r \le r_h \\ -\frac{\beta}{\varepsilon^2}\left(\frac{2d^4}{3r^6} + \frac{3d^2Q^2}{r^8} + \frac{6.3Q^4}{r^{10}}\right), & r > r_h \end{cases} \qquad (7)$$

Где σ - характерное расстояние между центрами двух взаимодействующих мономеров

Проинтегрировав выражение (1) для второго вириального коэффициента с учетом (7), получим

$$B_2 = \frac{2}{3}\pi\sigma^3 - \frac{1}{2}[\exp(\beta J < n_h >) - 1]\cdot V_h - \frac{2\pi\beta^2}{\varepsilon^2}\left(\frac{2d^4}{9r_h^3} + \frac{3d^2Q^2}{5r_h^5} + \frac{9Q^4}{10r_h^7}\right) \qquad (8)$$

Мы получили явный вид второго вириального коэффициента взаимодействия мономеров как функцию параметров среды: температуры T, среднего количества водородных связей на один мономер $< n_h >$ и диэлектрической проницаемости ε.

Таким образом, в работе был построен модельный потенциал взаимодействия мономеров, как один из возможных способов описания процесса денатурации белка. Предложен эффективный потенциал, описывающий взаимодействие мономеров посредством водородных связей. Учтено влияние среды, моделирующееся путем введения эффективного потенциала водородных связей и диэлектрической проницаемости среды.

Произведен расчет дальнодействующей составляющей потенциала – электростатического флуктуационно - мультипольного взаимодействия мономеров.

Рассчитан второй вириальный коэффициент взаимодействия мономеров как функция параметров биораствора: температуры, диэлектрической проницаемости и среднего количества водородных связей на один мономер.

Задание конкретной модели мономера позволяет оценить параметры d, Q и ,таким образом, рассчитать температуру денатурации как решение уравнения $B_2 = 0$.

ЖЕСТКОЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ВРАЩЕНИЕ ТЕЛА В СТО

М.В.Эйнгорн

научный руководитель - кандидат наук Кулинский В.Л.

Проблема определения кинематически жесткого движения, то есть движения недеформируемого тела, в СТО, впервые поставленная М.Борном в начале XX века, актуальна до сих пор. Им были сформулированы два неэквивалентных условия кинематически жесткого движения, и рассмотрено кинематически жесткое движение в двумерном пространстве с псевдоевклидовой метрикой

$$ds^2 = c^2 dT^2 - dX^2$$

В настоящей работе сформулировано новое необходимое и достаточное условие кинематически жесткого движения, свободное от недостатков обоих условий Борна. Это условие не зависит от произвола в выборе системы координат без изменения системы отсчета. Показано, что следует различать движения которые реализуемы из состояния покоя и состояния которые не могут быть рассмотрены таким образом.

Показано, что континуум, принимающий участие в таком кинематически жестком движении, является несжимаемым в хронометрическом смысле.

Получены уравнения траекторий точек континуума для кинематически жесткого движения в 2+1 и 3+1 мерных пространствах на основе требований конформной структуры метрики соответствующей кинематически жесткой системы отсчета. Стоит заметить, что в рамках предложенного подхода никакого парадокса Эренфеста по сути не возникает.

Показано, что в СТО наряду с кинематически жесткими движениями в смысле определения Борна, допускающими предельный переход к соответствующим движениям в классической механике, существуют кинематически жесткие движения, не соответствующие каким-либо классическим движениям. Такие существенно релятивистские движения интерпретированы как вращения.

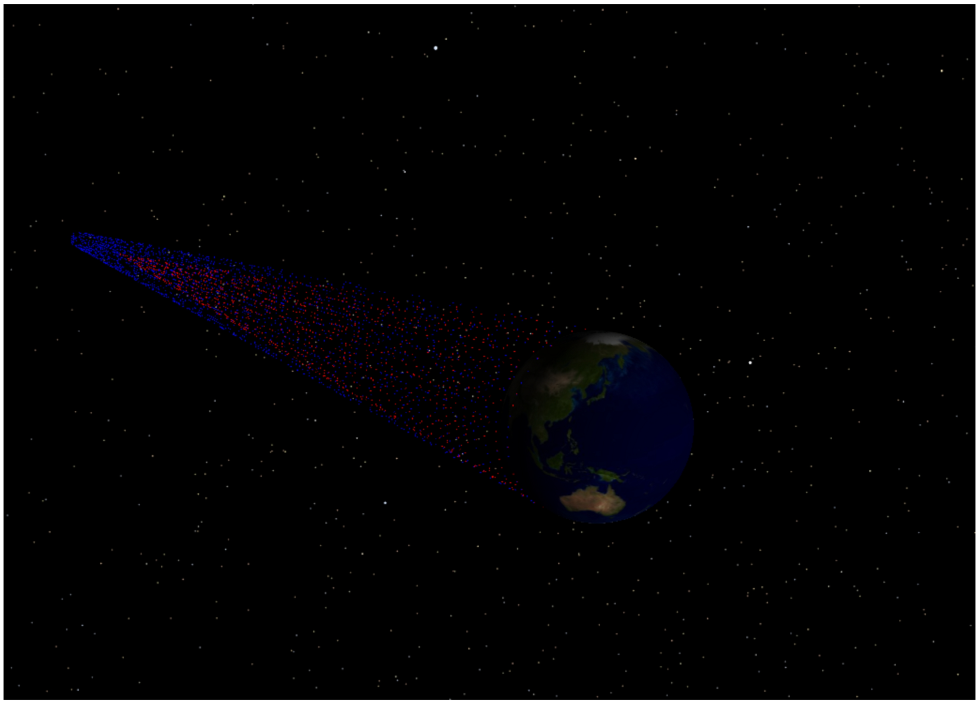
СЕКЦИЯ АСТРОНОМИИ
(кафедра астрономии)

МОДЕЛЬ ТЕНИ ЗЕМЛИ И ЛУНЫ В ФОРМАЛИЗМЕ ЧИСЛЕННОЙ ТЕОРИИ DE405

Троянский В.В.
научный руководитель - кандидат наук Базей А.А.

Одной из задач теоретической астрономии является вычисление траектории движения небесных тел. В таких случаях, как моделирование движения спутников, требуется учитывать давление света и солнечного ветра. Эти факторы влияют на движение на околоземной и окололунной орбитах. Особенно это сказывается на низких спутниках, которые регулярно попадают в тень и дольше в ней находятся.

Нашей целью является описание условий освещенности искусственного спутника Земли и Луны. С этой целью был создан алгоритм, который позволяет на основе численной теории DE405 получать расположение и размеры земной и лунной тени в интервале от 1600 до 2200 г. Земная и лунная тень представлены в виде эллиптического конуса, в основе которого лежит меридиональное сечение сфероида соответствующего небесного тела. Кроме того, учитывается рефракция солнечного света в земной атмосфере.



Описанная модель реализована на языке Delphi 7. Мы применили ее для описания условий наблюдения двух окололунных спутников "Чанъэ-1" и «RAE-2». Полученные эфемериды предполагается использовать для наблюдений в Николаевской астрономической обсерватории.

СРАВНЕНИЕ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ ДВИЖЕНИ ИСЗ ЛАГЕОС С МОДЕЛЬЮ NORAD SGP4/SDP4

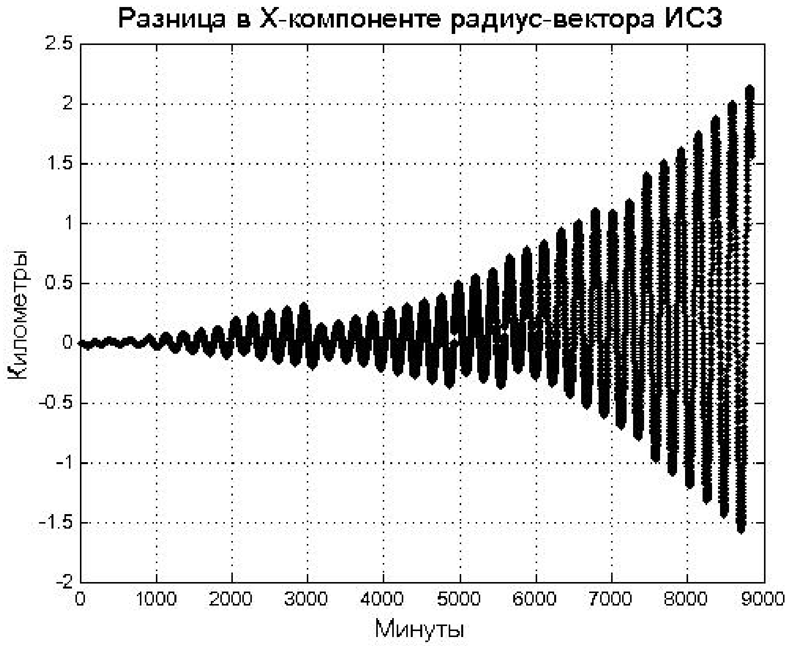
Н.Э.Бритавский

Научный руководитель – кандидат наук Л.С.Шакун

В работе представлены результаты сравнения собственной численной модели движения ИСЗ с моделью SGP4/SDP4 для ИСЗ Лагеос.

При моделировании учитывается неоднородность геопотенциала и пертурбационные ускорения от Луны и Солнца. В связи с этим, был выбран ИСЗ Лагеос который не испытывает торможения в атмосфере и на его движение, ключевым образом влияют ускорения от Луны и Солнца и не сферичность Земли. ИСЗ Лагеос двигается по почти круговой около полярной орбите с высотой 5000 км.

С помощью модели SGP4/SDP4 находились радиус векторы и оскулирующие элементы орбиты спутника, которые, непосредственно сравнивались с численной моделью движения ИСЗ.



В результате сравнения, на базе недели, были получены следующие оценки точности моделирования:

- большая полуось - 0.04 км;
- эксцентриситет - 10^{-5};
- наклонение - $2 \cdot 10^{-5}$ радиан;
- компоненты радиус-вектора (рис.) - 2 км.

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ЗВЕЗД ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ СОЗВЕЗДИЯ ГИАДЫ

А.Шерета
Научный руководитель – доктор наук Т.В.Мишенина

На основании полученных параметров атмосфер и данных об эквивалентных ширинах спектральных линий определяется химический состав звезд HD18632, HD19902, HD20439, HD25825, HD26756, HD26767, HD28099, HD28992, HD140913, HD240648, HD283704, HD284574, HD285690, HD29419.

Определение эффективной температуры T_{eff} и ускорения силы тяжести g – первый этап в исследовании конкретной звезды методом моделей атмосфер. Параметры атмосфер: эффективную температуру T_{eff} определяем по фотометрическим калибровкам системы ubvy, ускорение силы тяжести g определяется из данных о параллаксе звезды, металличность (содержание железа) для данной звезды принята равной солнечной металличности, т. е. равна нулю, в первом приближении.

Для измерения эквивалентных ширин спектральных линий используется программа DECH 20 Галазутдинова. В работе производится определение эквивалентных ширин спектральных линий в спектрt звезды HD018632, используя prg файл дисперсионной кривой.

Взятые из файла EW указанной программы данные об эквивалентных ширинах спектральных линий заносятся в программу WIDTH-9 и на основании произведенных расчетов и принятой модели атмосферы определяется химический состав звезды.

ИССЛЕДОВАНИЕ АККРЕЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ У КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ ЗВЕЗДЫ EM Cyg

И.Соловьева

Научные руководители – доктор наук И.Л.Андронов, кандидат наук А.В.Халевин

В данной работе представлены результаты наблюдений затменной карликовой новой EM Cyg, полученных в Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) в 2006 году и в Выгорлатской обсерватории на Колоницком седле (Словакия) в 2007 году, а также анализ полученных данных. Данная работа является частью компании под названием "Inter-Longitude Astronomy".

С самого начала изучения данной звезды, она сезон за сезоном демонстрирует переменность вспышечных характеристик, которые будут представлены в данной работе.

Цикл вспышечной переменности составляет около 20-30 дней. Изменение вспышечных характеристик может быть объяснено изменениями темпа аккреции вещества в аккреционном диске. Причинами этого могут служить или изменения темпа потери вещества вторичным компонентом или изменением параметра вязкости в аккреционном диске.

В представленной работе были использованы рекордно длинные (для данного объекта) интервалы наблюдений. Данные получены при помощи ПЗС матриц в фильтре R (КрАО) и V (Колоницкая обсерватория)

Изменения характеристик регистрируемого излучения, вызванных орбитальным вращением, регистрировались на различных стадиях вспышечной активности.

Фазовые кривые были получены по моментам вторичного минимума, что позволило получить более точные результаты.

Основная часть работы посвящена использованию затмений методом затменного картирования, который позволяет получить (в данном случае) двухмерную модель аккреционного рассматриваемой системы, выявить горячее пятно (в месте вхождения аккреционного потока в диск) и внутреннюю горячую область, а также оценить их размеры (по отношению к размерам всей системы) на разных стадиях вспышечной активности.