

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

72 - я отчетная
студенческая научная конференция
Одесского национального
университета имени И.И. Мечникова

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Печатается по решению
Ученого Совета физического факультета

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

24-26 апреля 2016 г.

О д е с с а

СЕКЦИЯ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ

(кафедра экспериментальной физики)

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ, ВКЛЮЧАЮЩИХ НАНОЧАСТИЦЫ МЕТАЛЛОВ

*Воробель А.В., Рудницкая А.В., Аносова Ю.О.
Научный руководитель – к. ф.-м. н., доц. В.М. Скобеева*

В современной технологии создания элементов оптоэлектроники актуальным является создание распределенных и гибридных систем. Такие системы могут состоять из металлических наночастиц, квантовых точек, органических молекул и ассоциатов компонентов, входящих в систему.

Наночастицы металлов проявляют в спектрах поглощения явление локального плазмонного резонанса. Энергия плазмонных колебаний в резонансе приобретает значительное значение, в результате чего в пространстве вокруг наночастицы создается поле высокой напряженности. Органические молекулы, квантовые точки, находящиеся вблизи наночастиц, могут изменять свои оптические свойства [1].

В данной работе исследуемые структуры образованы НЧ серебра и красителями: метиленовой голубой (МГ) и акридиновый желтый (АЖ). НЧ серебра были получены методом химического восстановления соли серебра цитратом натрия.

Экспериментально наблюдается зависимость формы спектров поглощения и люминесценции МГ + НЧ Ag и АЖ + НЧ Ag от их концентрации. Наблюдалось структурирование в красителях АЖ и МГ, заключающиеся в образования агрегатов молекул этих красителей. Для системы краситель МГ + НЧ Ag наблюдалось усиление люминесценции.

По результатам исследований сделан вывод о механизмах наблюдаемых явлений, а именно, введение в краситель МГ наночастиц серебра способствует структуризации молекул и образованию сложных агрегатов, типа J-агрегатов. Кроме этого, наночастицы серебра, введенные в раствор красителя, усиливают его люминесценцию. Механизм наблюдаемых явлений связан с особенностями локального плазмонного резонанса в наночастицах в силу того, что поляризация наночастиц в поле электромагнитной волны изменяет характеристики этого поля в среде.

[1] С. В. Черных, О. В. Овчинников, Р. П. Воробьева, А. Н. Латышев, Д. В. Алпатов, А. Н. Утехин, А. Б. Евлев, М. С. Смирнов. Исследование особенностей ассоциации молекул метиленового голубого в растворах по ИК-спектрам поглощения // Вестник ВГУ, Серия: Физика. Математика, 2006, №1, С.97-101.

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЯ НАНОЧАСТИЦ БЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ С КРАСИТЕЛЯМИ

Каши Е.А., Скобеева В.М.

*Научный руководитель – доктор физико-математических наук,
профессор Смынтына В.А.*

Наночастицы (НЧ) серебра обладают уникальными свойствами, обусловленными поверхностным плазмонным резонансом [1]. Интерес к получению НЧ серебра вызван свойствами, присущими только этому материалу: наибольшей интенсивностью полосы поверхностного плазмонного резонанса (ППР), самым высоким коэффициентом экстинкции, явлением гигантского комбинационного рассеяния света, особенностями люминесценции и оптических характеристик приповерхностного слоя вблизи НЧ серебра [2]. Все больший интерес приобретает изучение бактерицидных свойств коллоидных растворов НЧ серебра.

Особый интерес представляет исследование оптических свойств НЧ в зависимости от их формы, размеров, состава и окружения. Всё это влияет на выбор метода получения НЧ серебра и последующей стабилизации. Нами был выбран химический метод восстановления серебра в растворе танина и цитрата. Танин обладает менее стабилизирующими свойствами, ему больше свойственно восстановление.

Целью данной работы было исследовать влияние условий получения НЧ на их свойства. В результате, по начальным параметрам концентраций исходных веществ, можно получить важную информацию о свойствах НЧ серебра, получив значения эффективной концентрации электронов проводимости N_e , коэффициента затухания плазменных колебаний γ , объема NV и массу m серебряных НЧ [3]. Показано, что при варьировании условий синтеза данные величины меняются.

[1] Перлин Е. Ю., Вартамян Т. А., Федоров А. В. Физика твердого тела. Оптика полупроводников, диэлектриков, металлов: учеб.пос.– СПб. :СПбГУ ИТМО, 2008. – 216 с.

[2] Крутиков Ю. А., Кудринский А. А., Олейник А. Ю., Лисичкин Г. В. Синтез и свойства наночастиц серебра: достижения и перспективы // Успехи химии. - 2008. - Т. 77, № 3. - С. 242-269.

[3] Л.Н. Подлегаева, Д.М. Руссаков, С.А. Созинов, Т.В. Морозова, И.Л. Свойства наночастиц серебра, полученных восстановлением из растворов и термическим напылением в вакууме // Ползуновский вестник. – 2009. – №3. – С. 376-380.

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЖЕЛАТИНА НА ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛОВ CdS.

Киосе М. И.

Научный руководитель - к. ф-м., н. доц. Зубрицкий С.В.

В настоящее время наблюдается тенденция уменьшения размеров электроники. Это стало причиной интенсивного развития физики полупроводников, размеры которых порядка нанометров. Полупроводниковые наноразмерные частицы находятся в области перехода между молекулярной структурой и твердым телом. Оптические, электронные и каталитические свойства полупроводникового нанокристалла существенно отличаются от таковых для макрокристаллического вещества и зависят от размера частицы (эффект размерного квантования). Такие полупроводники дают возможность управлять их оптическими, электрическими и структурными свойствами, изменяя размеры частиц.

Также большой интерес представляют полупроводниковые нанокристаллы сферической формы так называемые квантовые точки с радиусами $a \approx 1\text{—}10$ нм, выращенные в диэлектрических матрицах. Интерес к таким материалам вызваны тем, что подобные гетерофазные системы, являются перспективными для создания новых элементов нелинейной оптоэлектроники (в частности, элементов для управления оптическими сигналами в оптических компьютерах и в качестве активной области инжекционных полупроводниковых лазеров.)

В своей работе я синтезировал несколько серий образцов, с различной концентрацией диэлектрической матрицы (желатины), и разной концентрацией нитрата кадмия. Исследовав спектры поглощения синтезированных образцов была выявлена зависимость формы и положения края фундаментальной полосы поглощения, а так же интенсивности поглощения от концентрации реагентов и концентрации диэлектрической матрицы.

Так же были рассчитаны радиусы синтезированных частиц, выявлено что с увеличением концентрации желатины размеры частиц уменьшаются.

Так же в работе предоставлена теория которая описывает наблюдаемые явления.

1. А.П. Шпак, С.И. Покутний, В.А. Смынтына, В. Н. Уваров. Межзонное поглощение света полупроводниковыми нанокристаллами// Журнал «Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии». -2008.- т.6.- № 1.- С. 83—95.

STRUCTURAL AND OPTICAL PROPERTIES ZINC OXIDE NANOSTRUCTURES AND THEIR APPLICATION IN OPTICAL SENSORS

Koval M. V.

5th y. st. faculty of Physics

Odessa National University

Experimental Physics Department

Supervisor - Professor Smyntyna V.A.

The optical and structural properties of PAN/ZnO compound samples were investigated. Polyacrylonitrile nanowires deposited onto the substrate by electrospinning with different ZnO thickness nws PAN used as template for deposition ZnO for increasing the specific surface area 1-dimensional nanostructures zinc oxide.

XRD, SEM, TEM used for the structural properties of zinc oxide nanocomposites with organic nanofibers study.

XRD used for determination the resulting material structure. The result shown on fig.1. Indices of reflection planes was determined by the Wolf-Bragg equation (1). XRD show the reflection peaks $2\theta = 31.74^\circ, 34.42^\circ, 36.22^\circ, 47.53^\circ, 56.61^\circ, 62.86^\circ, 68.03^\circ$ и 69.08° respectively corresponding to (100), (002), (101), (102), (110), (103), (220), and (109) of the hexagonal wurtzite phase of ZnO. These results are consistent with earlier

$$2d\sin(\theta) = \lambda \quad (1)$$

где d - the distance between the planes of the crystal, λ - X-ray wavelength, θ - angle of reflection, h, k, l - Miller indices

(2)

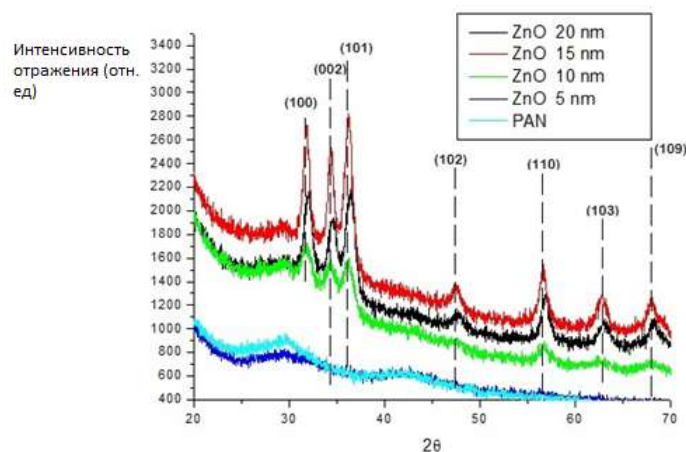


Fig.1 Radiographs nanocomposites PAN / ZnO at different thicknesses of deposited ZnO.

When the thickness of the ZnO applied layer is 5 nm or less reflection peaks were not observed. This indicates that the transition from the crystalline to the amorphous phase caused by decreasing thickness of zinc oxide.

Image samples PAN/ZnO were received using transmission electron microscopy to investigate the structural properties of the compounds. TEM images researched PAN /

ZnO nanostructures are shown in Figure 2. We measure the size of the crystals by ImageJ program and the distribution of grain

The determination interplanar spacings value, of the ZnO/PAN nanostructures was calculated using the Debye-Scherrer equation. It was 0.28nm, 0.25nm, 0.24nm for (100), (002) and (101) planes respectively.

$$D = \frac{0.9 \cdot \lambda}{\beta \cdot \cos(\theta)} \quad (2.3)$$

где β - peak width at half height, λ - X-ray wavelength (λ - 0,154 Å), θ - diffraction angle.

Optical properties of the samples were studied by photoluminescence spectroscopy. The photoluminescence spectra obtained from different samples of zinc oxide thickness is shown in figure 2.

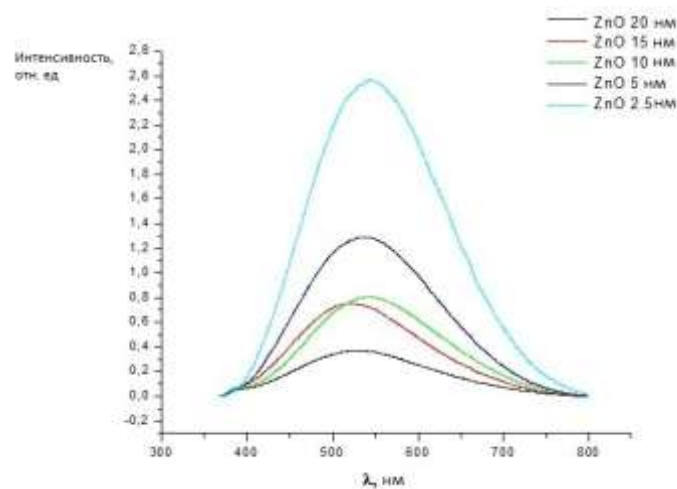


Fig.2. The photoluminescence spectra of PAN / ZnO compounds

An increase in the photoluminescence intensity is uniform with a decrease in the thickness of the deposited ZnO layer, due to an increase in the number of an ZnO structural defects.

A novel concept of 1D ZnO/PAN nanostructures has been shown for optical sensor detection [1]. Nanostructured metal oxides demonstrated reduced operating temperatures, from room temperature up to 250 °C. The nanostructured ZnO sensor managed to detect ethanol in 5–200 ppm at 200 °C. Recently, optical gas sensors have attracted attention because they are highly precise and can operate at room temperatures, which is sufficient to reduce power consumption.

References:

1. R. Viter, A. A. Chaaya, I. Iatsunskyi, G. Nowaczyk, K. Kovalevskis, D. Erts, P. Miele, V. Smyntyna, M. Bechelany., Tuning of ZnO 1D nanostructures by atomic layer deposition and electrospinning for optical gas sensor applications.// Nanotechnology. -2015.-V.26.-P.1-6

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК СУЛЬФИДА ЦИНКА, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ПИРОЛИЗА

Король Б.Д.

Научный руководитель - к.ф.-м.н., доц. Чебаненко А.П.

В последнее время в связи с необходимостью поиска новых материалов для солнечной энергетики, опто - и акустоэлектроники существенно вырос интерес к традиционному люминесцентному материалу-сульфида цинка. ZnS широкозонный (3.68 эВ) бинарный полупроводник группы A_2B_6 . В настоящее время пленки этого материала все больше применяются в качестве антиотражающих покрытий солнечных элементов на основе кремния, базовых слоев тонкопленочных электролюминесцентных приборов, нетоксических слоев оптических окон для пленочных фотоэлементов. На основе сульфида цинка уже давно созданы и успешно работают светоизлучающие диоды, фоторедакторы, сенсоры, электрооптические модуляторы, оптические покрытия и т.д [1].

Для усовершенствования существующих и создания новых полупроводниковых приборов на основе ZnS необходимы пленки с управляемыми структурными, оптическими и электрическими свойствами, контролируемые ансамблем точечных дефектов [2,3].

Целью данной работы являлось изучение свойств пленок сульфида цинка, полученных методом пиролиза диметилдитиокарбамата цинка. Были изучены темновые вольт-амперные характеристики слоев ZnS, температурные зависимости темнового тока исследуемых пленок, спектральные зависимости фототока, спектры фотолюминесценции, измеренные при различных интенсивностях возбуждающего света, спектры оптического поглощения и построена зонная диаграмма исследуемых пленок сульфида цинка.

Результаты исследований позволили сделать такие выводы: измерение электрических характеристик исследуемых слоев сульфида цинка показало, что их удельное сопротивление (при 300 К) составляет $(2 - 6) \cdot 10^{10}$ Ом·см. В запрещенной зоне образцов ZnS присутствуют глубокие центры донорного типа, которые при комнатной температуре заполнены электронами и играют роль электронных ловушек. Энергетическое расстояние этих центров от дна зоны проводимости составляет около 0,28 эВ. По положению максимума спектральной зависимости фототока исследуемых слоев рассчитана ширина запрещенной зоны $E_g = 3,39$ эВ. Исследование фотолюминесценции показало, что спектр ФЛ является сложным. Разделение его элементарные указывает на присутствие четырех элементарных полос, связанных с центрами свечения акцепторного типа, удаленными от дна зоны проводимости на энергетические расстояния: 2,27 эВ, 1,98 эВ, 1,72 эВ и 1,51 эВ

Литература:

1. Курбатов Д.И., Электрофизические свойства пленок сульфида цинка, полученных методом вакуумной сублимации в замкнутом объеме //Физика и техника полупроводников – 2013. – Т.47,№9 – С.1785-1180.
2. Turan E., Zor M., Aybek A. et al. Physica B:-2007. – 357.
3. Kumar V., Sharma M., Gaur J. et al. Chalcogenide Lett: - 2008 – 289.

The study of the influence of biological environments on the properties of nanostructured films SnO₂

Simanovych N.S.

Scientific supervisor: d. ph.- m. s. docent Chebanenko A. P.

Objective:

- to consider modern technological methods to produce thin(including nanostructured) films of tin dioxide;
- formulate the mechanisms of electrical conductivity of SnO₂ and the influence on the electrical conductivity of the composition of the environment;
- to consider photoluminescence of SnO₂ and the dependence of its characteristics on the composition of the environment.

Task: to establish a possible dependence of electrical and luminescent characteristics of the studied films from these external factors.

Interaction with the metal oxide semiconductor gases leads to changes in their surface potential and electrical resistance proportional to the concentration of adsorbed gas. This phenomenon underlies the operation of semiconductor gas sensors. At the present time as a source of materials for semiconductor gas sensors applied metal oxide semiconductors. Due to the high risk to human health and ecosystems seem more appropriate technologies, which may receive already structured nanomaterials. One of such technologies is the Sol-gel technique.[4]

Processes of the interaction of gases with the surface of the SnO₂ film greatly depend on the ambient temperature. Highest gas sensitivity of the films is observed in the temperature range from 200 till 400 °C. Since films are usually made at lower temperatures, important is thermal stabilization of their electrical parameters and structure [3]. Strip of its own luminescence of SnO₂ is located in the ultraviolet region of the spectrum. In bulk samples of tin dioxide in the visible range at low temperatures is observed broad band photoluminescence (PL) in region 2 and 2.5 eV, associated with participation in the transitions of atoms of tin interstitial and oxygen vacancies. However, with increasing temperature the intensity of this fluorescence is reduced, and at room temperature the fluorescence is almost invisible. PL spectra of the samples of nano tin dioxide differ from the spectra of bulk material that has been shown by several researchers.[1] Thus, a wide gap, low energy of formation of defects of donor type and a large energy distance between the first and second blank electronic areas explain the unique combination of crystal tin dioxide, high transparency throughout the visible range and conductivity of metallic type. The maxima of the broad bands of radiation have energies of 2.0 and 2.5 eV, which is significantly less than the width of the forbidden zone SnO₂. [1]

References:

1. Агекян В.Ф., Серов А.Ю., Философов Н.Г. Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия; Физика и техника полупроводников, 2014, том 48, вып. 4

1. Ahlers S., Müller G., Doll T. A rate equation approach to the gas sensitivity of thin film metal oxide materials //Sensors and Actuators B: Chemical. – 2005. - Т. 107. – № 2. – С. 587-599.

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ PbS

Скульниченко А.Ю.

Научный руководитель – ст.преп. Пастернак В.А.

Нами было проведено изучение влияния кислорода, а также паров воды и серы на фотоэлектрические свойства тонкопленочных полупроводниковых структур сульфида свинца р-типа.

Для изучения влияния атмосферной влаги на стационарные свойства тонкопленочных структур PbS были отобраны два идентичных предварительно отожженных образца. Один из них помещался в эксикатор с силикогелем, что обеспечивало практически нулевую влажность, а второй – в атмосферу насыщенного водяного пара. Образцы все время находились при комнатной температуре.

Установлено, что образец, находившийся в сухом воздухе, как и в случае вакуума, сохраняет высокое сопротивление, в то время как образец, хранившийся во влажной среде в течении двух недель, в значительной степени увеличивает свою проводимость (рис. 1). После отжига такого образца при 80°C в течении 3 часов воздействие влаги устраняется и образец достигает значений сопротивления, характерных для образца, хранящегося в сухом воздухе.

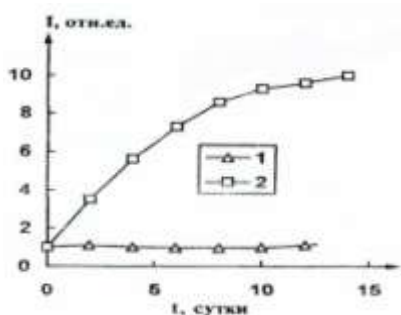
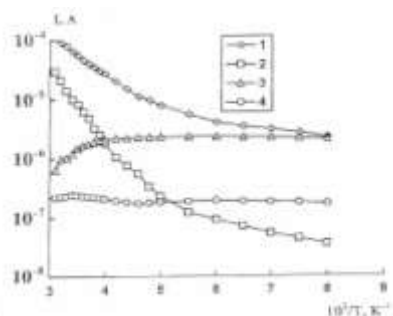


Рис. 1. Изменение проводимости пленки р-PbS: 1 – хранение в сухом воздухе; 2 – хранение во влажном воздухе.

Рис. 2. Температурные (1,2) и фототока (3,4) исходном состоянии (1,3) (2,4).



зависимости темного тока пленки сульфида свинца в и после ее хранения в вакууме

Из рис. 2 следует, что при выдержке образцов в вакууме происходит существенное уменьшение величины их фотоотклика в широком диапазоне температур, в то время как для образцов, находившихся в сухом и влажном воздухе, значение фототока практически не изменилось.

Для изучения влияние паров серы на свойства пленок PbS образцы помещались в кварцевую ампулу вместе с навеской серы. После запаивания ампулу с образцами выдерживалась при температуре примерно 400°C в течении 2 часов. В результате такой обработки фоточувствительность уменьшалась практически до нуля, а темновой ток увеличивался на 2-3 порядка.

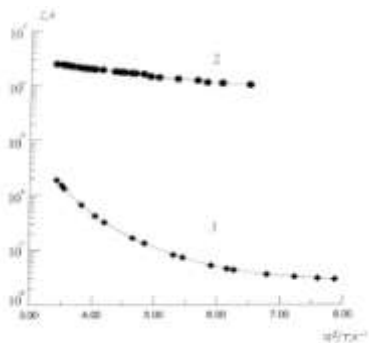


Рис.3. Темновой ток образца до (1) и после (2) обработки в парах серы.

Литература

1. А.Н. Алешин, А.В. Бурлак, В.Е. Мандель, В.А. Пастернак, А.В.Тюрин, В.Г. Цукерман «Фоточувствительные слои сульфида свинца, полученные методом пульверизации». // «Неорганические материалы», 1999, т.35, №4, ст.322-326.
2. А.Н. Алешин, А.В. Бурлак, В.Е. Мандель, В.А. Пастернак, А.В.Тюрин, В.Г. Цукерман «Фотоэлектрические свойства слоев сульфида свинца, полученных методами химического осаждения и пульверизации». // «Фотоэлектроника», 1999, вып.8, ст.111-114.
- 3.В.Г. Цукерман «О возможности стабилизации параметров фоточувствительных поликристаллических пленок сульфида свинца». – Микроэлектроника. – 1997. – т.26.-вып.4.- ст.326-328.

ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЯ КРЕМНІЄВИХ НАНОСТРУКТУР ОТРИМАНИХ ХІМІЧНИМ НЕЕЛЕКТРОЛІТИЧНИМ ТРАВЛЕННЯМ

Яковлев В.С.

*Науковий керівник – доктор фізико-математичних наук,
професор Сминтина В.А.*

Кремній – найбільш розповсюджений елемент земної кори, він має важливе значення в сучасній напівпровідниковій електроніці[1]. Створення випромінювачів світла на основі кремнію має важливе значення, тому що це дозволить використовувати його в інтегральних схемах різних пристроїв, які генерують та перетворюють не лише електричні, але й оптичні сигнали[2]. Головна проблема, яка виникає на шляху оптоелектронних застосувань кремнію, полягає в малій ефективності власної люмінесценції, яка спричинена, в першу чергу, непрямозонністю енергетичної структури цього напівпровідника[3].

Метою даної роботи було вивчення особливостей спектрів фотолюмінесценції кремнієвих наноструктур отриманих методом хімічного неелектролітичного травлення, вивчення морфології даних зразків в залежності від умов їх отримання та вихідних параметрів монокристалічної підкладки, встановлення причини зміни спектрів ФЛ.

Встановлено, що зі зміною параметрів (орієнтація, питомий опір) вихідної монокристалічної підкладки кремнію та часу осадження частинок срібла на поверхні зразка можна отримати різноманітні наноструктури кремнію. Зі збільшенням часу осадження частинок срібла на поверхні зразків середній розмір нанокристалітів зменшується, і внаслідок квантово-розмірного ефекту пік спектра ФЛ зміщується в більш короткохвильову область. Виявлено, що значний вплив на розмір нанокристалітів в шарі поруватого кремнію, одержаних методом хімічного неелектролітичного травлення, робить орієнтація вихідної монокристалічної підкладки, що було підтверджено дослідженнями ФЛ, АСМ и СЕМ.

[1] Горячев, Д.Н. О механизме образования пористого кремния. Д.Н. Горячев, Л.В. Беляков, О.М. Сресели // Физика и техника полупроводников. – 2000. – Т. 34, вып. 9. – С. 1130–1134.

[2] Algun, G. An Investigation of Electrical Properties of Porous Silicon. G. Algun, M.C. Arıkan // Tr. J. of Physics. – 1999. – № 23. – pp. 789–797.

[3] Излучение кремниевых нанокристаллов Обзор О.Б. Гусев, А.Н. Поддубный, А.А. Прокофьев, И.Н. Яссиевич, Физика и техника полупроводников, 2013, том 47, вып. 2 – С. 147-167.

СЕКЦИЯ ХИМИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ (кафедра общей и химической физики)

СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ФРОНТА РАЗЛОЖЕНИЯ ПРИ ПРОТЕКАНИИ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ

Бойнегри В. И.

*ст. 5 курса физического факультета ОНУ имени И.И.Мечникова кафедра
общей и химической физики*

Научный руководитель - доцент Головки В. В.

При разложении газифицирующихся конденсированных систем сложный механизм химических реакций во многом определяет структуру и скорость распространения волны разложения.

Рассмотрим распространение волны разложения по конденсированной системе при протекании параллельных химических реакций. Будем полагать, что процесс разложения топлива может протекать по двум направлениям, давая различные промежуточные продукты (в том числе и газообразные), которые в дальнейшем переходят в состоянии термодинамического равновесия.

Уравнения, описывающие стационарное распространение зоны реакций в конденсированной фазе, имеют вид:

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} - c u \rho \frac{dT}{dx} + q_1 k_1(T) + q_2 k_2(T) \bar{a} = 0 \quad (1)$$

$$-u \frac{da}{dx} + a k_1(T) + k_2(T) \bar{a} = 0, \quad k_i(T) = k_{0i} \exp\left(-\frac{E_i}{RT}\right), \quad i = 1, 2; \quad (2)$$

$$x \rightarrow -\infty: T = T_0, \quad a = 1;$$

$$x \rightarrow +\infty: \frac{dT}{dx} = 0, \quad a = 0, \quad T = T_s.$$

Здесь x – пространственная координата, T – температура, a – от-носительная концентрация вещества, c – теплоемкость, λ – коэффициент теплопроводности, k_i , \bar{a} , E_i , k_{0i} , q_i – константа скорости, энергия активации, предэкспоненциальный множитель, тепловой эффект реакции разложения.

Ограничимся рассмотрением реакций первого порядка. Тогда для решения системы (1-2) можно воспользоваться приближением Я. Б. Зельдовича, Д. А. Франк – Каменецкого. Интегрирование уравнений (1-2) позволяет получить соотношение, связывающее температуру и концентрацию в волне разложения.

$$\lambda \frac{dT}{dx} = u \left[c \rho (T - T_0) - \frac{q_1 k_1(T) + q_2 k_2(T)}{k_1(T) + k_2(T)} a \right] \quad (3)$$

Определить температуру в зоне разложения

$$T_s - T_0 = \left[\frac{q_1 k_1(T) + q_2 k_2(T)}{k_1(T) + k_2(T)} \right] \frac{1}{c \rho} \quad (4)$$

и скорость разложения вещества

$$u^2 = \frac{\lambda R T_s^2}{\rho c (T_s - T_0)} \left[\frac{k_1(T_s)}{E_1} + \frac{k_2(T_s)}{E_2} \right]. \quad (5)$$

Как видим, скорость разложения определяется отношением скоростей тепловыделений к энергиям активации соответствующих параллельных реакций. Если одна из реакций отсутствует, то приходим к известному выражению А. Г. Мержанова и Ф. И. Дубовицкого для скорости разложения конденсированных горючих.

Отметим, что температура в зоне разложения T_s зависит от скоростей превращения исходного вещества A в каждом из двух направлений. В этом случае, в зависимости от соотношений $k_1(T)$ и $k_2(T)$ могут реализовываться различные температуры в зоне разложения. Такая ситуация, как показал Б. И. Хайкин, может быть проиллюстрирована на рисунке (Рис. 1):

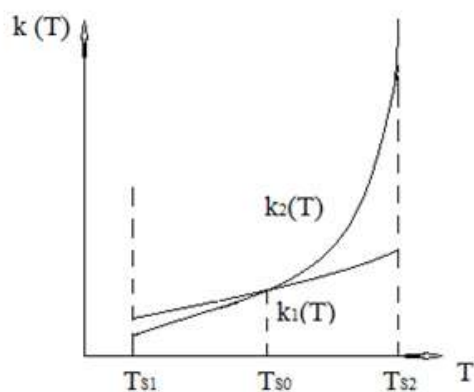


Рис. 1

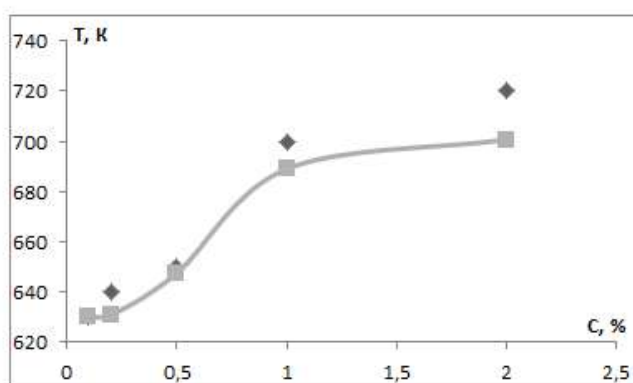


Рис. 2

Однако, при горении смесевых топлив и взрывчатых веществ зависимости $k_1(T)$ и $k_2(T)$ могут не пересекаться, что исключает неединственность при определении температуры. Примером может служить горение растворов ПММА в АЭ. Тогда, зависимость T_s от концентрации ПММА будет иметь вид Рис. 2. Как видим, имеет хорошее согласование эксперимента с расчётом.

Литература:

1. Хайкин Б. И., Худяев С. И. О неединственности температуры и скорости горения при протекании конкурирующих реакций // Докл АН СССР, 1979. Т. 245. №1. С. 155-158.
2. Головки В.В., Копейка А.К. горение азидоэтанола, загущенного полимерами. // современные проблемы химической и радиационной физики. РАН, Черногловка, 2009. С.111-114.

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ АЭРОВЗВЕСИ БОРИДОВ МЕТАЛЛОВ

ЕРЕМИЯ Т.И.

*ст. V курса физического факультета ОНУ имени И.И.Мечникова
кафедра общей и химической физики*

научный руководитель доктор физ.-мат. наук, профессор Шевчук В.Г.

В работе экспериментально исследованы причтённые условия воспламенения аэровзвесей боридов TiB_2 , ZrB_2 , AlB_2 , MgB_{12} и их механических смесей, моделирующих химический состав соединений. Изучали бориды, полученные методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза. Они обладают повышенной объёмной теплотворной способностью по сравнению с соответствующими механическими смесями. Аэровзвеси создавались путем импульсного исходного порошка в реакционный объём электронагревательной печи. При заданной температуре находилась критическая концентрация взвеси, при которой происходило воспламенение во всем объёме аэровзвеси. Определялись зависимости критической температуры от концентрации для боридов, их исходных компонентов и соответствующих механических смесей.

Установлено, что для соединений TiB_2 и ZrB_2 температуры воспламенения практически совпадают с таковыми для бора и превышают температуры воспламенения механической смеси на 350–500 К. Это обусловлено тем, что для боридов процесс реагирования лимитирует диффузией кислорода через слой жидкой окиси бора, прорывающей частицы.

Для соединения MgB_{12} температуры воспламенения на 300–400 К меньше таковой для бора и близки к температурам воспламенения механических смесей исходных компонентов, что свидетельствует о значительном тепловом влиянии магния на воспламенения соединений.

Для соединений типа AlB_2 температуры воспламенения превышают на 50–150 К таковые как для аэровзвеси бора, так и для алюминия, что обусловлено структурой и диффузионной проницаемостью окисного покрытия, а именно: наличие в составе B_2O_3 способствуют “залечиванию” в Al_2O_3 и ее защитные свойства сохраняются вплоть до температуры плавления оксида алюминия.

КУТОВА АНІЗОТРОПІЯ РОЗСІЯННЯ СВІТЛА ВОДНИМИ РОЗЧИНАМИ НЕЕЛЕКТРОЛІТІВ

Кіркелан І.І.

*ст. V курсу фізичного факультета ОНУ імені І.І.Мечнікова кафедра загальної та хімічної фізики
науковий керівник доц. Гоцульський В.Я.*

Раніше була встановлена [1,2] фізична природа довготривалих релаксаційних процесів у розведених водних розчинах спиртів та деяких інших неелектролітів та причини виникнення в них особливих точок. Було показано, що зростання флуктуацій та проблема утворення аномального (низькоконцентраційного) піку молекулярного розсіяння світла [3] у вказаних розчинах пояснюється встановленням у розчинах мікронеоднорідної структури з характерними розмірами від 100 нм до мікронних масштабів. Дослідники та інженери, які постійно працюють з розчинами, завжди відзначали важливість часових витримок при приготуванні розчинів. На якісному рівні розуміння важливості процесів встановлення рівноваги у водних розчинах характерно і для виробництва. Вперше ця обставина було чітко усвідомлена ще Менделєєвим, але, часові залежності властивостей таких розчинів найчастіше були побічними результатами дослідження, а не їх метою.

Ціль цієї роботи – довготривалий моніторинг параметрів розсіяного світла та термодинамічних параметрів водних розчинів спиртів та інших неелектролітів, в першу чергу кутової анізотропії [4] інтенсивності розсіяного світла, яка дозволяє виявити встановлення мезо- та мікронеоднорідностей переходом розсіяння від релєєвського до Мі. Для цього реалізовано автоматичну мікропроцесорну систему, яка забезпечує автономну роботу по вимірюванню інтенсивності розсіяного світла під різними кутами та термостатування оптичних кювет.

Отримано – за різних температур часові залежності інтенсивності розсіяного світла та кутової анізотропії $I_{90^\circ}(\theta, T)$, $Z(\theta, T)$ для водних розчинів спиртів та глюкози на часових проміжках декількох діб та більше після приготування розчинів. Похибка термостатування складає 0,1К. В околі низько концентраційного піку розсіяння світла у водних розчинах вода-глюкоза отримано суттєво різні характеристики кутової анізотропії при встановленні рівноваги за різних концентрацій.

Література

1. Л. А. Булавин, В. Я. Гоцульський, Н. П. Маломуж, В. Е. Чечко. Релаксационные и равновесные свойства разбавленных водных растворов спиртов// Известия Академии наук. Серия химическая, 2016, № 4, С.851-876.
2. Гоцульський В. Я. Природа розсіяння світла водними розчинами спиртів в околі їх особливих точок / В. Я. Гоцульський, В. Є. Чечко, Ю. А. Мельнік // УФЖ. – 2015, № 8. – С. 782-794.
3. М.Ф.Вукс. Рассеяние света в газах, жидкостях и растворах. ЛГУ, Ленинград, 1977
4. Эскин В. Е., Нестеров А. Е. Аномальное рассеяние света в нерасслаивающихся растворах и уровень флуктуаций // УФЖ.- 1964.- Т. 9, № 2.- С. 540-544.

ГАЗОДИСПЕРСНЫЙ СИНТЕЗ НАНОСТРУКТУР ОКСИДА ЦИНКА

Конюченко А. А.

ст. 5 курса физического факультета ОНУ имени И. И. Мечникова кафедра общей и химической физики

Научный руководитель – д.ф.-м.н., проф. Полетаев Н. И.

В последние годы ультрадисперсные частицы металлов и их оксидов являются предметом постоянного интереса ученых. Внимание исследователей к объектам, параметры которых лежат в интервале до 100 нм, обусловлено проявлением специфических физических или химических свойств, не характерных для массивных тел такого же состава.

Оксид цинка – важный функциональный материал, применяемый во многих областях техники. Будучи оптически прозрачным широкозонным полупроводником, оксид цинка используется для производства компонентов полупроводниковых приборов, датчиков, УФ-фильтров, солнечных батарей и т.д. Особое внимание в последние десятилетия привлекают высокодисперсные формы ZnO в виде наночастиц, стержней, пленок.

Целью настоящей работы является исследование возможностей получения частиц окиси цинка с варьируемым размером и морфологией частиц при сжигании частиц цинка в ламинарном пылевом пламени методом газодисперсного синтеза (ГДС), предложенным в Институте горения ОНУ [1-3]. В отличие от «мокрых» методов синтеза порошков оксидов металлов, метод ГДС отличается простотой, одностадийностью, экологической чистотой и низкими энергозатратами.

Исследования проводились на экспериментальном стенде «пылевая» горелка, которая представляет собой систему из двух коаксиальных стальных трубок, установленных строго вертикально. По внутренней трубке подавалось несущим газом дисперсное горючее, а по кольцевому зазору между внутренней и внешней трубками - окисляющий газ необходимого состава. На внешней трубке закреплена еще одна подвижная стеклянная трубка, которая служит для защиты факела от внешних возмущений и обеспечивает возможность его визуального наблюдения, фото- и кино регистрации. Порошок цинка подавался с помощью блока подачи и распыла через конический расширитель с малым углом раскрытия, который позволял получить равномерное заполнение газозвесью внутренней трубки горелки.

Отбор образцов частиц оксида цинка проводился для следующих параметров газозвеси: средний радиус частиц цинка $r_{10}=4.4$ мкм, массовая концентрация порошка $B=0.41 \cdot 10^{-3}$ г/см³. Были исследованы различные способы организации горения газозвеси частиц цинка: предварительно-пермешанный двухфазный факел (воздух+Zn), гибридные факела (N₂+Zn+пропан-бутан) и диффузионный факел (N₂+Zn) при обдуве чистым кислородом. Визуально наблюдалось изменение внешнего вида и структуры пылевых пламен.

Конденсированная фаза ZnO образовывалась по механизму пар-кристалл. Для изменения температуры в зоне горения диффузионного факела к азоту добавляли некоторое количество горючего газа (пропан-бутан). Согласно проведенным термодинамическим расчетам увеличение концентрации пропан-бутана в системе

приводит к увеличению температуры в зоне горения от 1550 К до 2580 К. Экспериментально исследовано влияние повышения температуры в зоне горения факела на дисперсность и морфологию продуктов сгорания.

Дисперсный анализ продуктов сгорания цинка проводился с помощью электронного микроскопа. На полученных фотографиях наблюдались частицы оксида цинка типов: стержни и тетраэдро - подобные структуры. Для стержней проводился дисперсный анализ. Среднее значение поперечного сечения стержней оксида цинка 70 нм, а среднее значение по длине в 4 раза больше. Также по полученным фотографиям продуктов сгорания установлено, что изменение концентрации горючего газа в газозвеси приводит к уменьшению размеров частиц и количества тетраэд-подобных структур.

Экспериментально установлено, что самоподдерживающиеся диффузионные и предварительно-перемешанные пылевые пламя можно получить путем добавления в газозвесь незначительного по объему количества горючего газа.

Впервые получен предварительно-перемешанный факел частиц цинка в воздухе при концентрациях горючего газа в воздухе ниже концентрационного предела распространения пламени по смеси пропан-бутан-воздух.

Также были проведены исследования по управлению морфологией и размером частиц оксида цинка с помощью добавления в исходный порошок атомов легкоионизируемых металлов. Дисперсный анализ показал, что введение таких добавок приводит к уменьшению размеров частиц.

Литература:

1. Синтез наноксидов в двухфазных ламинарных пламенах / А.Н. Золотко, Я.И. Вовчук, Н.И. Полетаев и др. // Физика горения и взрыва. – 1996. – Т.32, №3. – С. 24 - 34.
2. Combustion Synthesis and Investigation of Metal Oxide Nanopowders Properties [text] / N.I. Poletayev, A.N. Zolotko, A.V. Florko et al. // Chemical Engineering - A Key Technology Serving Mankind, 3rd European Congress of Chemical Engineering, Nuremberg, June 26-28, 2001: proceeding. – Nuremberg.
3. Poletayev, N.I. Degree of Dispersion of Metal Combustion Products in a Laminar Dust Flame [text] / N.I. Poletayev, A.N. Zolotko, J.A. Doroshenko // Combustion, Explosion, and Shock Waves. – 2011. – V.47, №2. – p. 153 – 165.

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

ВПЛИВ КОНЦЕНТРАЦІЇ ДОМІШОК НА ПАРАМЕТРИ КРЕМНІЄВИХ P-N ПЕРЕХОДІВ ЯК ГАЗОВИХ СЕНСОРІВ

Бодачевський В.С.

Науковий керівник – доктор фіз.-мат. наук Птащенко О.О.

Кремнієві *p-n* переходи перспективні для створення газових сенсорів. Вони мають кристалічну структуру і достатньо широку заборонену зону, так що для неосновних носіїв існує високий потенціальний бар'єр, який зменшує фоновий струм сенсора. Технологія кремнієвих *p-n* структур досконало вивчена. Для розробки кремнієвих газових сенсорів необхідно встановити оптимальний рівень легування кристалів, який би забезпечував високу чутливість і низький поріг чутливості.

Вимірювались стаціонарні вольт-амперні характеристики (ВАХ) прямого і зворотного струмів у *p-n* переходах при зміні складу навколишньої атмосфери. Вимірювання проводилися на низьколегованих і високолегованих *p-n* переходах зі значеннями градієнта концентрації $a_1 = 1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-4}$ і $a_2 = 1 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-4}$, відповідно. Парціальний тиск парів аміаку змінювався вибором концентрації NH_3 у його водному розчині, над яким знаходились *p-n* переходи. В області струмів 10нА – 1мА ВАХ прямого струму кремнієвих *p-n* переходів, виміряні в сухому повітрі, відповідали виразу

$$I(V) = I_0 \exp[qV / (nkT)], \quad (1)$$

де I_0 – стала; q – заряд електрона; k – стала Больцмана; T – температура; n – коефіцієнт неідеальності ВАХ. Для досліджених кремнієвих *p-n* переходів $n=1,1-2$, тобто $n>1$, що свідчить про значну роль рекомбінації через глибокі рівні у механізмі проходження струму.

Наявність у навколишній атмосфері парів аміаку вела до значного зростання прямого і зворотного струмів у високолегованих *p-n* переходах. Чутливість *p-n* структур до парів аміаку, тобто зростання струму в *p-n* переходах при адсорбції молекул NH_3 , пояснюється утворенням поверхневого провідного каналу з електронною провідністю в *p*-області під дією електричного поля адсорбованих позитивних іонів аміаку. Чутливість *p-n* переходів як газових сенсорів визначалась відповідно до виразу

$$S = \Delta I / \Delta P, \quad (2)$$

де ΔI – зміна струму в *p-n* переході при зміні парціального тиску парів аміаку на ΔP при фіксованій напрузі. Поріг чутливості визначалась як мінімальний тиск парів аміаку, який можна виявити на фоні насичених прів води.

Зменшення концентрації легуючих домішок у кремнієвих *p-n* переходах вело до зростання газової чутливості при зворотному зміщенні та до зниження порогу чутливості. В низьколегованих *p-n* переходах при прямому зміщенні наявність парів

аміаку вела до зміни рекомбінаційного струму, тобто до паралельного зміщення ВАХ.

Таким чином, при прямих зміщеннях механізми газової чутливості низьколегованих і високолегованих *p-n* переходів різні. Для отримання високої чутливості та низького порогу чутливості оптимальною є низька концентрація домішок і живлення сенсорів при зворотному зміщенні.

ДЕГРАДАЦІЯ P-N ПЕРЕХОДІВ НА ОСНОВІ GaAs ЯК СЕНСОРІВ ПАРІВ АМІАКУ

Булкін О.В.

Науковий керівник – доктор фіз.-мат. наук Птащенко О.О.

P-n переходи на основі GaAs як газові сенсори мають вищу чутливість до парів аміаку та води, ніж кремнієві сенсори. Головними проблемами у створенні газових сенсорів є підвищення їх чутливості та стабільності.

Досліджено вплив неперервної тривалої витримки *p-n* переходів на основі GaAs у вологих парах аміаку зі значеннями парціального тиску NH₃ 50 Па, 200 Па, 5 кПа і 12 кПа на їхні вольт-амперні характеристики (ВАХ), виміряні у вологих парах аміаку з тими ж значеннями парціального тиску NH₃.

В області струмів 10 нА–1мА ВАХ прямого струму *p-n* переходів, виміряні в сухому повітрі, відповідали виразу

$$I(V) = I_0 \exp(qV/nkT), \quad (1)$$

де I_0 – стала; q – заряд електрона; k – стала Больцмана; T – температура; $n \approx 2$ – коефіцієнт неідеальності. Такі ВАХ пов'язані з рекомбінацією електронів і дірок на глибоких рівнях.

При наявності у навколишній атмосфері вологих парів аміаку спостерігалось значне підвищення прямого і зворотного струмів *p-n* переходів. Додаткова складова прямого поверхневого струму ΔI лінійно зростала при підвищенні напруги до 0,5 В, а при подальшому зростанні напруги зменшувалася. Наявність лінійної ділянки кривої $I(V)$ свідчить про утворення поверхневого провідного каналу з електронною провідністю під дією електричного поля іонізованих адсорбованих донорів. Спадання додаткового поверхневого струму при $V > 5$ В можна пояснити руйнуванням поверхневого провідного каналу при високих концентраціях інжектованих в даний канал електронами і дірками.

При неперервній витримці зразків у вологих парах NH₃ спостерігалась немонотонна залежність $I(t)$: спочатку відбувалось зростання струму, а потім – його спад. Початкове зростання чутливості *p-n* переходів як сенсорів прів аміаку пов'язано з утворенням поверхневих донорних центрів, до складу яких входять молекули аміаку та води. Тривалість процесу зростання поверхневого струму зменшувалася, а саме зростання ставало більшим про збільшенні парціального тиску аміаку в навколишній атмосфері. Подальше повільне спадання додаткового поверхневого струму, обумовленого адсорбцією молекул аміаку і води, можна пояснити деградацією металевих контактів – шарів індію зі спеціальними домішками. Тривала взаємодія металевих контактів з водою та аміаком вела до утворення на поверхні *p-n* переходу водного розчину, в якому присутні молекули аміаку і атоми металу. Даний процес супроводжувався катастрофічною фазою деградації: контакти до *p-n* переходу руйнувалися, електричне коло розмикалося.

Таким чином, для уникнення катастрофічної деградації *p-n* переходів на основі GaAs як сенсорів парів аміаку необхідно захищати металеві контакти і з'єднувальні провідники від парів аміаку.

ВПЛИВ ХІМІЧНОЇ МОДИФІКАЦІЇ ПОВЕРХНІ
НА ЕЛЕКТРИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ І СПЕКТРИ ФОТОСТРУМУ
P-N ПЕРЕХОДІВ НА ОСНОВІ GaAs ЯК ГАЗОВИХ СЕНСОРІВ

Бурка Д., Махіборода С.

Науковий керівник – к. ф.-м. н., доц. Маслєєва Н. В.

P-n переходи на основі GaAs можна використовувати в якості сенсорів парів аміаку. Вони працюють без додаткового підігріву, мають високу газову чутливість і достатньо низький поріг чутливості[1]. Покращити характеристики таких сенсорів можна за рахунок зниження швидкості поверхневої рекомбінації і стандартизації параметрів поверхні.

Досліджено вплив хімічної модифікації поверхні p-n переходів на основі GaAs на їх електричні характеристики, спектри фотоструму, а також чутливість до парів аміаку та води.

Модифікація поверхні здійснювалася у два етапи. На першому етапі структури травили у розчині $5H_2SO_4:H_2O_2:H_2O$ і промивали у дистильованій воді. Така обробка дозволяє зменшити шорсткість поверхні за рахунок видалення порушеного поверхневого шару, а також частково видалити поверхневий оксид[2]. Для зменшення щільності поверхневих станів у напівпровідниках $A^{III}B^V$ використовують халькогенідну пасивацію[3]. Тому на другому етапі проводили обробку поверхні p-n переходів у 30% водному розчині Na_2S . Після цього зразки промивали у дистильованій воді та сушили у повітрі.

Вимірювалися стаціонарні вольт-амперні характеристики (ВАХ) прямого і зворотного струмів у повітрі, в парах аміаку і парах води з різними значеннями парціального тиску, а також спектри фотоструму до та після хімічної модифікації поверхні.

Вид ВАХ прямого струму вихідних p-n переходів в області струмів від $10^{-8}A$ до $10^{-5}A$ можна пояснити тунельною рекомбінацією на глибоких рівнях. В області струмів від $10^{-5}A$ до $10^{-3}A$ ВАХ прямого струму мали вигляд

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right), \quad (1)$$

де I_0 – стала, q – заряд електрона, k – стала Больцмана, $n \approx 2$ – коефіцієнт неідеальності, T – температура. ВАХ виду (1) пояснюють рекомбінацією носіїв заряду на глибоких рівнях у збідненому шарі в об'ємі та (або) на поверхні p-n переходів[4].

Аналіз ВАХ зворотного струму в предпробійній області показав наявність тунельних струмів, які слабо залежали від температури.

В парах аміаку прямі та зворотні струми в предпробійній області суттєво збільшувалися. Зростання цих струмів можна пояснити утворенням в р-області під дією електричного поля адсорбованих позитивних іонів аміаку поверхневого провідного каналу з електронною провідністю.

Чутливість p-n переходів до парів аміаку визначалась за формулою

$$S = \frac{\Delta I}{\Delta P}, \quad (2)$$

де ΔI – додатковий струм, який з’являвся в парах аміаку при зміні парціального тиску парів на ΔP . Значення газової чутливості, розраховані за формулою(1), становили для різних р-n переходів 50 - 2500 нА/кПа.

Концентрації легуючих домішок і коефіцієнти неідеальності ВАХ досліджених діодів були приблизно однакові. Тому пояснити таку велику різницю у значеннях газової чутливості можна лише станом поверхні, а саме різною густиною поверхневих станів і різною шорсткістю поверхні. Для перевірки цього припущення проводилася хімічна модифікація поверхні.

Хімічна модифікація поверхні суттєво зменшувала прямі та зворотні струми, виміряні у повітрі. Зменшення струмів після обробки можна пояснити зменшенням щільності «швидких» поверхневих станів.

Чутливість р-n переходів до парів аміаку після обробки поверхні суттєво збільшувалася. Це може свідчити про збільшення кількості вільних електронів у поверхневому провідному каналі.

При збільшенні тривалості сульфідної обробки товщина шару аморфної сірки на поверхні р-n переходів зростала. Збільшення товщини шару аморфної сірки зменшувало напруженість електричного поля адсорбованих позитивних іонів аміаку в поверхневому провідному каналі. Це призводило до зменшення кількості вільних електронів у каналі. Чутливість р-n переходів до парів аміаку після довготривалої сульфідної обробки поверхні зменшувалася.

Аналіз спектрів фотострумів до та після хімічної модифікації поверхні показав зменшення швидкості поверхневої рекомбінації.

Таким чином хімічна модифікація поверхні дозволяє збільшити газову чутливість р-n переходів на основі GaAs за рахунок зменшення кількості поверхневих станів і зменшення швидкості поверхневої рекомбінації.

Література

1. Р-n переходи на основі GaAs як селективні газові сенсори./ Птащенко О.О., Артеменко О.С., Маслєєва Н.В., Птащенко Ф.О.// Вісник Черкаського державного технологічного університету – 2006. – Спецвипуск. – С. 228–240.
2. Влияние финишной подготовки поверхности арсенида галлия на спектр электронных состояний n-GaAs(100)/ Н.Н. Безрядин, Г.И. Котов, И.Н. Арсентьев, Ю.Н. Власов, А.А. Стародубцев // Физика и техника полупроводников – 2012. – Т. 46. – В. 6. – С.756–760.
3. Халькогенидная пассивация поверхности полупроводников $A^{III}B^V$ / Бессолов В.Н., Лебедев М.В. // Физика и техника полупроводников – 1998.– Т.32. – В.11. – С.1281–1298.
4. Tunnel surface recombination in p-n-junctions: Матеріали VIII Конференції з фізики і технології тонких плівок./ Ptashenko A.A., Ptashenko F.A. // –Івано-Франківськ. –2001. –С.22–23.

ИМПУЛЬСНЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ

*П.Ф. Доброносков, В.О. Безбабный, Д.В. Гарбар
Научный руководитель – доктор наук Б.А. Алтоиз.*

В науке и технике все большее применение получают композиционные материалы на полимерной основе (ПКМ). Это объясняется наличием у них уникального сочетания свойств, не характерных для других материалов (механических: прочностных, деформационных, ударных, упругих; тепло- и электрофизических, реологических, адгезионных, фрикционных и других).

В работе, с целью рассмотрения возможности управления теплофизическими характеристиками (ТФХ) ПКМ, использован апробированный способ приготовления образцов (таблеток $\varnothing=20$, толщиной $h=2\div 3$ мм) с двумя вариантами пространственного упорядоченного распределения частиц наполнителя (ПРН) – направлениями оси ортотропии по отношению к нормали таблеток, и усовершенствованный способ измерения их ТФХ - нестационарный «импульсный» метод «вспышки». Простой в исполнении и теоретически обоснованный, он в прежнем исполнении позволял проводить лишь качественную оценку ТФХ. Их зависимость от температуры требует при измерении небольших ее градиентов в образце и после каждого воздействия вспышки его термостатирования.

Для повышения измерений ТФХ образцов и установления влияния на них ПРНЧ проведена модернизация установки. Элемент Пельтье (и как чувствительный датчик температуры, и для измерений температурных зависимостей ТФС) позволил использовать малоинерционный и чувствительный регистрирующий АЦП. Последнее, в свою очередь, допустило применить программную обработку результатов.

Схема установки представлена на рис.1.

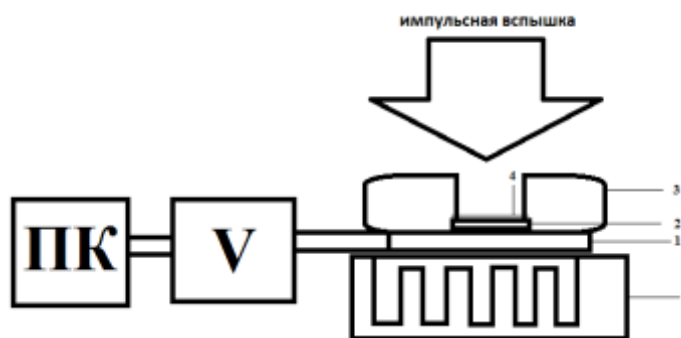


Рис. 1. Схематическое изображение установки: 1 - элемент Пельтье, 2-исследуемый образец, 3 - обойма, 4-светопоглощающее покрытие, 5-радиатор.

Градуировка установки проведена измерениями ТФХ материалов с известными из литературы теплофизическими свойствами. Для этой цели были

изготовлены «эталонные» - идентичные по геометрии таблетки из эбонита и полиметилметакрилата ПММК - с близкими ТФХ исследуемых ПКМ.

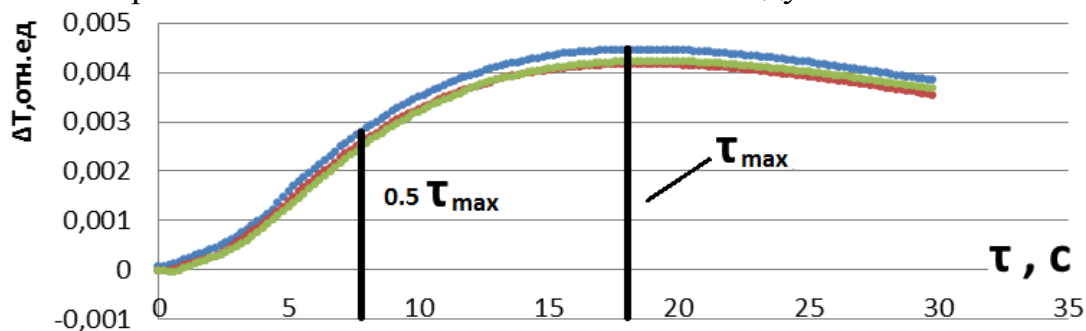


Рис.2. Зависимость повышения температуры $(T-T_0)K$ тыльной поверхности эталонного образца (эбонитовой таблетки) от времени.

На рис. 2 приведены результаты 3-х опытов из серий измерений повышения температуры тыльной поверхности образца (эбонит, $(h=2$ мм)) от времени τ (с), прошедшего после вспышки. Аналогичный график, но для двух измерений образцов из ПММК приведен на рис. 3. Из рисунков 2 и 3 и видна достаточно высокая воспроизводимость ($\sim 1\%$) значений $\tau_{\max}/2$ - параметров, определяющих в теории метода температуропроводность образцов. Отличия измеренных средних $\tau_{\max}/2$ для образцов ($\sim 33\%$) соответствуют различию ($\sim 32\%$) «эталонных» материалов.

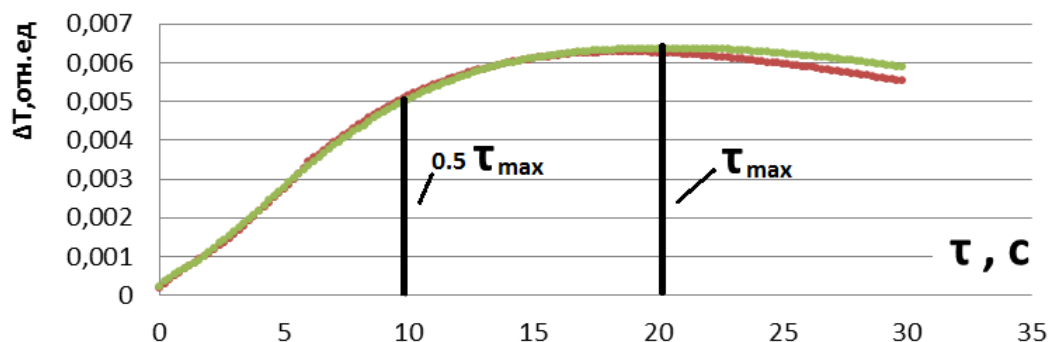


Рис.3. Зависимость повышения температуры $(T-T_0)K$ тыльной поверхности эталонного образца (ПММК таблетки) от времени.

Для демонстрации возможности использования установки для измерений ТФХ образцов ПКМ были проведены предварительные эксперименты с концентрацией наполнителя 10% и массы образца 0.964 г: среднее время достижения максимума температуры составило 17.3 секунды.

Выводы

Описанный метод и установка предлагаются для установления среднего времени достижения максимума температуры для ПКМ с заданной анизотропией распределения наполнителя. Сравнение половины данного значения для исследуемых образцов с аналогичным значением для материалов с известными свойствами позволяет установить ТФХ первых.

ВПЛИВ СТУПЕНЯ ЛЕГУВАННЯ КРЕМНІЄВИХ *p-n* ПЕРЕХОДІВ НА ЇХНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯК ГАЗОВИХ СЕНСОРІВ

Кирничук О.С.

Науковий керівник – доктор фіз.-мат. наук Птащенко О.О.

Газові сенсори на основі кремнієвих *p-n* переходів мають значні переваги перед іншими сенсорами: високий рівень технології; технологічну сумісність з мікроелектронними підсилювальними елементами.

Досліджено вплив рівня легування кремнієвих *p-n* переходів на їхні вольт-амперні характеристики (ВАХ), виміряні в сухому повітрі та у вологих парах аміаку з різними значеннями парціального тиску NH_3 . Чутливість газових сенсорів визначали за формулою

$$S_i = \left. \frac{\Delta I}{\Delta P} \right|_{U=\text{const}}, \quad (1)$$

де ΔI - зміна струму в сенсорі при зміні парціального тиску досліджуваних парів на ΔP при фіксованій напрузі. Поріг чутливості оцінювався як мінімальне значення парціального тиску аміаку, яке може бути зареєстроване на фоні насичених водяних парів, з врахуванням шумів реєструючої системи.

Досліджувані *p-n* переходи були лінійними, про що свідчила лінійна залежність $C^{-3}(V)$, де C – бар'єрна ємність *p-n* переходу; V – напруга зворотного зміщення. Градієнт концентрації домішок в *p-n* переходах варіювався від $1 \cdot 10^{21} \text{см}^{-4}$ до $4 \cdot 10^{23} \text{см}^{-4}$, а концентрація домішок на межі *p-n* переходу, за $C-V$ характеристикою, змінювалася від $5 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$ до $2,5 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$.

Вимірювання ВАХ проводилися за допомогою автоматичної комп'ютеризованої установки; *p-n* перехід поміщався в контейнер з сухим повітрям, або з повітрям і насиченими парами води, або вологими парами аміаку з парціальним тиском NH_3 від 1 до 50 Па. На основі масиву отриманих ВАХ було побудовано криві $I(P)$ при різних значеннях напруги прямого і зворотного зміщення. Дані криві мали дві приблизно лінійні ділянки в інтервалах тиску 1 – 10 Па та 20 – 50 Па. Визначена за формулою (1) чутливість сенсорів на основі низьколегованих *p-n* переходів в указаних інтервалах тиску досягала 2нА/Па та 0,5нА/Па. Зменшення чутливості сенсорів зі зростанням парціального тиску аміаку можна пояснити наявністю глибоких поверхневих акцепторних рівнів, щільність яких, як відомо, зростає з наближенням до зони провідності. Поріг чутливості до парів аміаку складав 1 Па. При підвищенні концентрації легуючих домішок величина чутливості сенсорів зменшувалася, а поріг чутливості зростав. Вказану закономірність можна пояснити зростанням ролі іонізованих об'ємних акцепторів у компенсації електричного поля, створеного іонізованими адсорбованими донорами. Розрахунки показали, що для формування каналу з електронною провідністю на поверхні *p*-області потрібно, щоб утворився вигин зон, що перевищує половину ширини забороненої зони кремнію.

Результати роботи можна використати для оптимізації структури газових сенсорів на основі кремнієвих *p-n* переходів.

Кинетика релаксации фотоЭДС гетероструктур GaInP-GaP.

Москвин Д. Ю.

Научный руководитель - ст. преподаватель Стукалов С.А.

Гетеропереходы GaInP-GaP были сформированы на подложках монокристаллов GaP(111) *n*-типа, выращенных методом Чохральского. В процессе роста кристаллы фосфида галлия были легированы атомами серы $\sim 10^{17}$ см⁻³. Пленка In, толщиной 0,2 мкм, была нанесена методом термовакуумного распыления на А(111) поверхность фосфида галлия. Легирование происходило под воздействием импульсного излучения неодимового лазера ($\lambda = 1,06$ мкм), работавшего в режимах: $P_1 = 3,8 \cdot 10^8$ Вт/см², $\tau_1 = 0,15$ мс и $P_2 = 1,4 \cdot 10^7$ Вт/см², $\tau_2 = 2$ мс.

Кинетика релаксации фотоЭДС исследовалась при засветке образца импульсами длительностью 1,2 мс с частотой повторения 60 Hz. В качестве источников излучения использовались светодиоды зелёного ($h\nu = 2,3$ эВ, $P \approx 1$ Вт) и синего ($h\nu = 2,59$ эВ, $P \approx 1$ Вт) диапазонов. Импульсная модуляция излучения достигалась за счёт питания диодов импульсным напряжением. Время спада определялось временем выключения светодиода.

Кинетика спада фотосигнала после выключения подсветки имела относительно быстрый участок, сменяющийся участком долговременного спада фотоЭДС. Изменяя условия эксперимента (длительность импульса, тип источника излучения, интенсивность облучения), можно было получать разные соотношения амплитуд релаксирующего сигнала и компоненты, отвечающей за долговременный релаксационный процесс.

Интерпретацию полученных результатов можно провести в рамках представлений о рекомбинационно-дрейфовых барьерах, которые возникают в сильно неоднородных полупроводниковых структурах.

Релаксацию фотоЭДС с достаточной точностью в общем виде можно представить выражением

$$I_p = A_1 \exp\left(-t/\tau_1\right)^{\beta_1} + A_2 \exp\left(-t/\tau_2\right)^{\beta_2},$$

где t - время наблюдения, τ_j - постоянная времени процесса, $\beta_1, \beta_2 \leq 1$.

Анализ показал, что кривые релаксации фотоЭДС спрямляются в двух участках, причем наклоны прямых, определяющие показатель степени β , зависит от режимов обработки исследуемых образцов: $\beta = (0,49-1,17)$ для образцов, сформированных в режиме 1, и $\beta = (0,18-0,43)$ – для режима 2.

Характерные времена лежат в миллисекундном диапазоне и составляют от 0,7 для быстро и 1,2 мс долговременных участков соответственно.

Наличие долговременных релаксационных процессов в исследуемых гетеропереходах определяется наличием рекомбинационных барьеров, возникающих на границе раздела GaInP-GaP, обусловленными рассогласованием параметров решетки слоев, что подтверждается данными рентгеноструктурного анализа.

СЕКЦИЯ ТЕПЛОФИЗИКИ ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ

(кафедра теплофизики)

ТЕПЛОФИЗИКА БЕЗПЛАМЕННОГО ГОРЕНИЯ И ПОГАСАНИЯ ГАЗОВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ НА ПЛАТИНОВЫХ ЧАСТИЦАХ И ПРОВОЛОКАХ

Афонин М. О. – студент 4 курса

Научный руководитель: проф. Калинин В.В.

В основе работы термохимических газоанализаторов лежит использование зависимости мощности химического тепловыделения или температуры катализатора от концентрации примеси горючего газа в газозвушной смеси. При малости теплотерь излучением и первом порядке каталитической реакции, протекающей в диффузионном режиме, по горючему газу, находящемуся в недостатке в газозвушной смеси, для определения его содержания требуется незначительная доля горючего газа в воздухе. В этом случае при каталитическом беспламенном горении горючего газа увеличение температуры катализатора может происходить по линейному закону. Особенностью каталитического окисления аммиака на платине является параллельное образование продуктов реакции. Экспериментальные исследования показали, что при относительно низких температурах окисление примесей аммиака на платиновых проволочках протекает преимущественно с образованием азота, с повышением температуры появляется окись азота, скорость образования которого растет.

В данной работе показано, что скорость реакционного тепловыделения при параллельном каталитическом горении примеси аммиака на платиновой проволоке практически не зависит от температуры катализатора. Это объясняется конкуренцией скорости тепловыделения реакции до N_2 и реакции до NO при учете массопереноса, что обусловлено различием тепловых эффектов $Q_{a1} > Q_{a2}$ и энергий активации $E_2 > E_1$. Нами установлено, что реакция окисления аммиака до N_2 определяет критические условия воспламенения и погасания, а реакция до NO – характеристики каталитического горения. Найдены зависимости химического тепловыделения от температуры окружающей газовой смеси и массовой доли аммиака, позволяющие дополнительно определять области применения классических зависимостей, полученных в предположении протекания химической реакции в диффузионной области. Доказано, что химическое тепловыделение при каталитическом горении примесей аммиака слабо зависит от температуры аммиачно-воздушной смеси и прямо пропорционально массовой доли аммиака.

В работе представлен аналитический подход, позволяющий определить область каталитического горения аммиака на платине и гистерезисную область (область осуществления каталитического зажигания), ограниченную критическими условиями каталитического воспламенения и погасания примеси аммиака. Линейная зависимость перегрева катализатора от концентрации примеси (согласно классической зависимости) справедлива лишь вдали от гистерезисной области (условий каталитического погасания).

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ГОРЕНИЯ, ТЕПЛОМАССОБМЕНА И РЕАКЦИОННАЯ СПОСОБНОСТЬ УГОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Белоцерковский А.В. – студ. 5 курса

Научный руководитель – доц., к.ф.-м.н. Черненко А.С.

Консультант: проф., д.ф.-м.н. Калинин В.В.

Как известно, механическая неполнота сгорания определяется массой несгоревшего угля в продуктах сгорания. В процессе горения угольных частиц происходит одновременное уменьшение плотности диаметра частиц. В классическом подходе при определении механической неполноты сгорания не учитывается уменьшение плотности угля в процессе горения [1]. Считается, что процесс горения частицы угля протекает во внешнедиффузионном режиме и сосредотачивается, в основном, на внешней поверхности частицы. Следовательно, неверно определяется и полнота сгорания. Нами установлено, что в начале горения уменьшение диаметра частицы приводит к повышению температуры горения, что объясняется увеличением массопереноса к поверхности частицы и, следовательно, скорости тепловыделения по сравнению со скоростью теплоотвода молекулярно конвективным путем. Последнее объясняется радиационными теплопотерями, роль которых уменьшается по мере уменьшения размера частицы в процессе горения. После достижения максимальной температуры горения уменьшение размера частицы приводит к большему увеличению теплоотдачи, что вызывает уменьшение температуры угольных частиц до критического значения, при котором происходит их самопроизвольное погасание. После чего горение сменяется на окисление, которое протекает в кинетическом режиме. Воспламенение, зажигание (определяется начальным разогревом частиц), горение и самопроизвольное погасание коксовых частиц зависят от тепловых эффектов и энергий активации, которые определяют реакционную способность. Поэтому при расчете времени сгорания угольных частиц необходимо: во-первых, знать критические диаметры и температуры воспламенения и зажигания; во-вторых, критические диаметры и плотности, при которых происходит самопроизвольное погасание; в-третьих, области горения частиц, которые определяются диффузионно-кинетическими отношениями [2].

Поскольку разные марки угля отличаются по реакционным свойствам, то для полного его сгорания нужно выбирать оптимальный режим горения. Очевидно, что при сжигании эти реакционные отличия будут обязательно проявляться и их необходимо знать и учитывать при подборе топлива и выборе режимов сжигания.

В работе проводится анализ временных зависимостей температуры, диаметра и плотности пористой частицы кокса угля для установления закономерностей при ее горении в диффузионном, переходном и кинетических режимах, определение константы горения угольной частицы, определение времени горения в зависимости от параметров газовой среды и частицы, анализ коэффициента реакционной способности.

На примере коксовых пористых частиц антрацита и назаровского угля показано, что в процессе их горения линейно изменяется со временем не квадрат

диаметра, как обычно следует из классического подхода, а произведение квадрата диаметра частицы на ее плотность. Поэтому изменение произведения квадрата диаметра частицы на ее плотность за единицу времени является константой горения пористой частицы в диффузионной области как величина, характеризующая скорость горения и не зависящая от начальных значений диаметра и плотности угольной частицы. Сравнение с экспериментальными результатами показало на существенное влияние пористости частицы на время горения коксов бурого и древесного углей.

Проведен анализ влияния свойств пористой коксовой частицы на время горения. Теоретически обоснован эмпирически полученный коэффициент в зависимости времени горения от начальных значений диаметра и плотности частицы, концентрации окислителя и температуры газовой смеси.

1. *Хаджинов Е. А.* Экспериментальное исследование кинетики горения одиночных частиц пылеугольного топлива // Метал и литье Украины – 2013. – №11. – С. 9-13.
2. *Калинчак В.В., Зинченко Ю. А., Черненко А. С., Куземко Р. Д.* О времени горения одиночных угольных частиц. // XXVI Международная научная конференция «Дисперсные системы», 22-26 сентября 2014 г., Одесса, Украина. С.67- 68.

ВПЛИВ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАВЛЕННЯ І ГОРІННЯ ПАРАФІНУ

*Бондаренко А.А., студентка 4 курсу, група теплофізики
Науковий керівник - доцент Орловська С.Г.*

Останнім часом, в зв'язку з пошуком ефективних і екологічно чистих палив, зросла цікавість до вивчення процесів горіння парафінів. Ці дослідження являються актуальними для розробок нових гібридних ракетних двигунів, так як традиційні ракетні пальні є надзвичайно токсичними і вибухонебезпечними. Як відомо, парафін являється висококалорійним екологічно чистим паливом, так як продуктами його згорання є вуглекислий газ та водяна пара. Метою даної роботи є дослідження закономірностей впливу електричного поля на процеси високотемпературного тепломасообміну, плавлення і горіння крапель парафінового палива в повітрі.

Експериментальні дослідження проводились на спеціально розробленому експериментальному стенді, де плавлення і горіння частинки парафіну (октадекану) відбувалося в однорідному стаціонарному електричному полі з напруженістю $E = 82$ кВ/м. Температура повітря поблизу частинки становила $T_g = 450$ °С.

Комп'ютерна обробка цифрових зображень дала змогу визначити об'єм рідкої фази в процесі плавлення і знайти швидкість плавлення. Встановлено, що час плавлення частинки в електричному полі зростає, при чому швидкість плавлення значно збільшується в кінці цієї стадії.

Оцінка часу плавлення за формулою $\tau_f = \frac{L_f \rho_m d}{6} \left(\frac{\lambda_g Nu}{d} (T_g - T_f) \right)^{-1}$ (L_f - питома теплота плавлення, T_f - температура плавлення, ρ_m - густина парафіна) дала добру згоду з експериментальними даними.

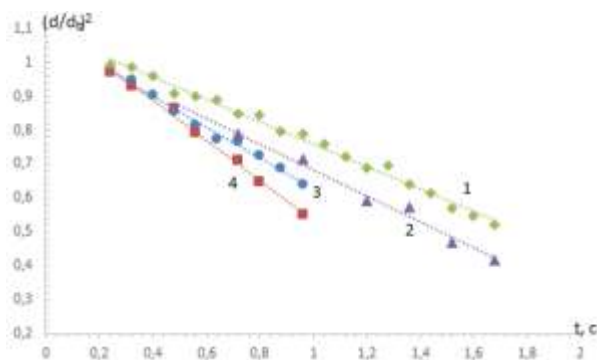


Рис. Вплив електричного поля на кінетику горіння крапель октадекану різних початкових діаметрів d_b .

1 - $E = 0$, $d_b = 1,96$ мм, 2 - $E = 82$ кВ/м, $d_b = 1,96$ мм, 3 - $E = 0$, $d_b = 1,64$ мм, 4 - $E = 82$ кВ/м, $d_b = 1,64$ мм.

Обробка відеозображень в різні моменти часу дозволила побудувати часову залежність квадрата діаметра краплі віднесеного до квадрату початкового діаметру (рис.)

Із рисунка видно, що в електричному полі збільшується швидкість горіння. При чому для дрібніших крапель вплив електричного поля більший (лінії 3 і 4). Збільшення швидкості горіння в електричному полі пов'язане з наближенням фронту горіння до поверхні краплі, зростанням теплового потоку на краплю і, як наслідок, збільшенням швидкості її випаровування.

Доведено, що електричне поле призводить до зміщення полум'я краплі у напрямі поля. При цьому полум'я стає асиметричним, значно змінюються його геометричні розміри: зменшується висота і збільшується ширина. Ці явища пов'язані з дією "іонного вітру" в полум'ї і перетворенням енергії електричного поля в теплову, внаслідок чого фронт горіння наближається до поверхні краплі, збільшуючи швидкість її випару.

СОВРЕМЕННАЯ МЕТОДОЛОГИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИСПЕРСНОГО СОСТАВА ПОРОШКОВ УГЛЯ НА КАФЕДРЕ ТЕПЛОФИЗИКИ

Заярная Т. И. – студентка 4 курсу

Научный руководитель – доц., к.ф.-м.н. Черненко А.С.

Консультант: проф., д.ф.-м.н. Калинин В.В.

В современной топливной энергетике и металлургии почти все жидкие и твердые топлива сжигаются в виде пыли или тумана. Распределение частиц по размерам (дисперсный состав), является одной из важнейших характеристик тонкоизмельченных материалов, пыли, туманов, дымов определяет их физико-химические свойства, технологические качества и область применения. Этим объясняется большое значение дисперсионного анализа для современной техники, энергетике, экологии, агрономии и медицины. На тепловых электростанциях и металлургических комбинатах тонкость помола пылевидного топлива влияет на полноту его сгорания. В тоже время дисперсный анализ пыли имеет важное гигиеническое значение при оценке степени ее вредности.

На кафедре теплофизики в последние годы был создан лабораторный комплекс по измерению гранулометрического (дисперсного) состава сухих порошков [1, 2], позволяющий в ограниченное время получить параметры распределения. Он включает:

а) **метод цифровой оптической микроскопии:** получение численного распределения частиц, используя оптический микроскоп, веб-камеру и программный комплекс для цифровой обработки изображений; **Недостатки:** при анализе грубодисперсного порошка невозможно создания одновременно резкого изображения мелких и крупных частиц.

б) **теневого оптический метод:** получение численного и массового распределения частиц, используя автоматическую систему определения дисперсности (АСОД), в основе работы которой лежит фиксирование тени пролетающей частицы в лазерном пучке. **Недостаток:** дробление (откалывание мелких частиц) частиц в распылителе.

в) **ситовой анализ:** получение массового распределения, используя механическое разделение на фракции при помощи набора различных сит. **Недостатки:** существенное время просеивания, забивание ячеек сит.

г) **гравитационный метод (по Гонелю):** получение массового распределения, используя механическое разделение на фракции в восходящем воздушном потоке. **Недостаток:** наличие «наложение» фракций.

д) **струйный метод (каскадный импактор):** получение массового распределения мелких частиц путем инерционного осаждения на каждой ступени импактора. **Недостаток:** необходимо малое количество порошка.

Понятие размера для частиц неправильной формы неоднозначно. Поэтому размер частицы определяется согласно методу его измерения.

В данной работе проводится дисперсный анализ угольного порошка проточными методами (гравитационным и струйным), которые были реализованы в экспериментальных стендах.

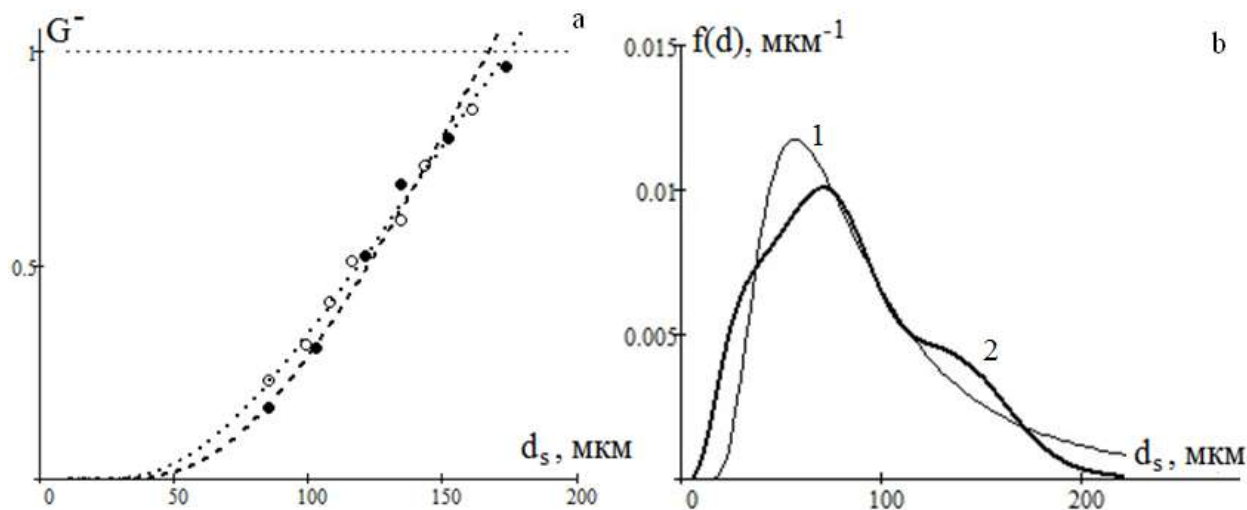


Рис.1 а) Массовое интегральное распределение по размерам частиц угольного порошка; б) численное дифференциальное распределение по размерам частиц угольного порошка.

а) ●, ○ – результаты различных опытных серий. Пунктир – распределение Роллера. б) 1 – гравитационный метод, 2 – цифровой оптический метод.

Максимальный размер частицы, выносимый из кипящего слоя, в приборе Гонеля определялся по скорости витания (седиментации) с учетом неламинарного обтекания частицы воздушным потоком ($Re > 1$). Для полученного экспериментального массового распределения частиц определялись параметры распределения Роллера (рис.1а), что позволило произвести перерасчет в дифференциальную функцию распределения частицы угольной пыли по размерам (рис. 1б).

Для проверки полученных результатов для частиц каждой фракции производился дисперсный анализ методом цифровой оптической микроскопии, применение которого целесообразно ввиду соизмеримости размеров частиц в каждой фракции. Производилась цифровая обработка 5-7 фотографий (200-500 частиц) для каждой фракции.

Показано, что частицы первой фракции подчиняются логарифмически-нормальному, а частиц остальных фракций – нормальному распределению. Объединение результатов по каждой из фракций позволило получить результирующую кривую распределения (рис.1б).

Согласование результатов анализа различными методами позволяет с достоверной точностью в дальнейшем использовать прибор Гонеля для сепарирования и последующего исследования процессов тепломассообмена и горения частиц угольного порошка с близкими размерами, например, в азотно-кислородных смесях с температурой ниже топочных.

1. Черненко А.С., Контуш С.М., Зинченко Ю.А., Калинин В.В., Калугин В.В. Определение гранулометрического состава порошков пылеугольного топлива автоматизированной системой // Приборы и методы измерений. – 2015. – № 1. – С. 87-93.
2. Черненко А.С., Зинченко А.С., Калинин В.В., Косолап Н.В. Определение дисперсного состава и формы частиц пыли методом цифровой микроскопии // Физика аэродисперсных систем. – 2014. – № 51. – С. 109-117.

СЕКЦИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ (кафедра теоретической физики)

ОБ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЕ ЭЛЕКТРОНА В ГРАФЕНЕ В ПРИБЛИЖЕНИИ ПОТЕНЦИАЛОВ НУЛЕВОГО РАДИУСА

Голованова В.В

Научный руководитель – д.ф.-м.н., проф. Адамян В.М.

Графен обладает уникальным комплексом электрофизических, оптических, тепловых и механических свойств [1], что делает его сегодня одним из наиболее перспективных материалов, в частности, для наноэлектроники. Другие элементы главной подгруппы четвертой группы (Si, Ge, Sn) также способны образовывать подобные графену двумерные структуры – силицен, германен, станен или тинен (siliicene, germanene, stanene/tinene). Исследование общих свойств электронной структуры графеноподобных материалов является нетривиальной задачей, которая приобрела актуальность в связи со стремительным развитием современного материаловедения.

Ранее был предложен модифицированный метод потенциала нулевого радиуса (ПНР) для исследования графеноподобных структур элементов IV группы. Моделирование внутренней структуры графеноподобных систем выполнялось при помощи задания кристаллической решетки как наложения двух двумерных решеток, узлы которых задавались естественным путем в неортогональных базисах. Выбор конкретного материала в рамках данного метода производился за счет массового параметра электрона, длины σ -связи и параметра «мощности» потенциальных ям, который определялся из потенциала ионизации атома конкретного элемента. Длина σ -связи определялась из эксперимента.

Основную проблему данного метода составляет способ определения эффективной массы электрона – массового параметра для модели ПНР. Ранее массовый параметр являлся подгоночным и подбирался таким образом, чтобы расстояние между точками Ван Хофа соответствовало максимуму спектра поглощения графена. В данной работе массовый параметр вычислялся теоретически, что лишило модель всех подгоночных параметров. Для этого была использована модель «желе» в приближении Хартри-Фока, в рамках которой массовый параметр рассчитывался следующими способами. Вначале энергия основного состояния электронного газа, приходящаяся на один электрон в модели «желе», предполагалась равной соответствующей величине для газа свободных фермионов с искомой эффективной массой. Затем тот же массовый параметр вычислялся при помощи теоремы вириала для кулоновских систем. Последний способ оказался намного эффективнее и дал значения массового параметра $0.48m_e$, что соответствует расстоянию между точками Ван Хофа 4.4eV – существенно близкому к экспериментальному значению.

[1] Novoselov, K. S.; Geim, A. K.; Morozov, S. V.; Jiang, D.; Zhang, Y.; Dubonos, S. V.; Grigorieva, I. V.; Firsov, A. A. (2004). Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films (PDF). *Science* **306** (5696): 666–669.

ОСОБЕННОСТИ МОЛЕКУЛЯРНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ОКРЕСТНОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ ЖИДКОСТЬ-ГАЗ

Бритавакая Т.В.

Научный руководитель – доцент Сушко М.Я.

При приближении к критической точке (КТ) жидкость-газ существенно возрастают флуктуации плотности и радиус корреляции r_c , что приводит к резкому увеличению интенсивности молекулярного рассеяния света. Такое явление называется критической опалесценцией.

Традиционные механизмы рассеяния следующие (приводим оценки интенсивностей для гидродинамической области температур) [1,2].

1) Однократное рассеяние вследствие переизлучения волны флуктуацией. Его интенсивность рассеяния связана с r_c и объёмом системы V соотношением $I_1 \sim Vr_c^2$.

2) Двукратное рассеяние вследствие последовательного переизлучения между двумя флуктуациями, находящимися в волновой зоне друг друга. При этом возможно изменение поляризации, поэтому выделяют интенсивности поляризованного $I_{2p} \sim V^{4/3}r_c^4$ и деполаризованного $I_{2d} \sim V^{4/3}r_c^4$ рассеяний, при этом $I_{2d}/I_{2p} \approx 1/8$.

3) Рассеяние на флуктуациях анизотропии. Оно практически нечувствительно к критической точке, потому его интенсивность $I_a \sim V$.

Отношение интенсивностей деполаризованного и поляризованного рассеяний, $\Delta = (I_a + I_{2d})/(I_1 + I_{2p})$, называется коэффициентом деполаризации. В области, где $I_1 \gg I_{2p}$, он имеет структуру $\Delta = ar_c^{-2} + br_c^2$, где a, b – константы. Похожее поведение наблюдается на эксперименте и считается одним из основных аргументов в пользу указанных механизмов.

Однако следует заметить, что ожидаемое максимальное значение Δ не должно превышать значения $1/8$. На эксперименте же оно достигает значения $\sim 0,5$ [3]. Целью настоящей работы является показать, что этот факт – результат присутствия в спектре вклада от нетрадиционного механизма – так называемого полуторного рассеяния света, и оценка относительной величины последнего. При этом мы пока пренебрегаем так называемым андреевским рассеянием вследствие флуктуаций функции распределения тепловых флуктуаций в объёмах с линейным размером, намного меньшим длины световой волны.

Интенсивность полуторного (интерференционного) рассеяния определяется парным коррелятором первого и второго членов итерационного ряда для рассеянного поля. Поэтому её знак не является положительно определённым. В частности, для некритических изохор, соответствующих плотностям меньше критической, она является отрицательной и изменяется по закону $I_{1,5} \sim -Vr_c^3$ [2]. Это обстоятельство открывает принципиальную возможность для его выделения из общего спектра рассеяния.

Для оценки величины $I_{1,5}$ по данным для Δ использовались экспериментальные данные [3]. На их основе исследовалась зависимость r_c^2/Δ от r_c^2 для пяти разных

линейных размеров рассеивающей системы L . Связь r_c^2 с используемой в [3] мерой удаленности $D \sim \beta_T^{-1}$ ($\beta_T \sim |\tau|^{-\gamma}$ – изотермическая сжимаемость, γ – ее критический индекс) от КТ проверялась по зависимости $\ln D$ от $\ln |\tau|$, где $\tau = (T - T_c)/T_c$. Оказалось, что в рамках экспериментальной ошибки $r_c \sim |\tau|^{\gamma/2}$. При обработке данных [3] для амплитуды радиуса корреляции использовалось значение $r_0 = 2,3 \cdot 10^{-8}$ см.

Вдоль некритической изохоры 186,93 Амагат ксенона зависимость r_c^2 / Δ от r_c^2 имеет немонотонное поведение, с четко выраженными максимумом и минимумом. Мы интерпретируем такое поведение как результат присутствия полуторного рассеяния (спад обусловлен отрицательным знаком $I_{1,5}$). При учете лишь традиционных механизмов эта зависимость должна была бы монотонно расти и постепенно выходить на насыщение.

Для численной оценки $I_{1,5}$ указанная зависимость r_c аппроксимировалась функцией $f(x) = x^2(K + Ax^{1/2} + Bx)/(C + x^2)$, $x \equiv r_c^2$, получаемой при учете типичных зависимостей интенсивностей отдельных вкладов от r_c . Для каждой из пяти систем подбирались две функции $f_1(x)$ и $f_2(x)$, наилучшим образом ограничивающие коридор для экспериментальных данных. Относительные величины интенсивностей отдельных вкладов оценивались по формуле $I_{1,5}/I_1 = Ax^{1/2}/K$, $I_{2p}/I_1 = Bx/K$.

Выполненные оценки показали, что вдоль указанной изохоры: 1) вклады полуторного и двукратного поляризованного рассеяний сильно возрастают по мере приближения к критической точке, имея при этом противоположные знаки и тем самым балансируя друг друга; 2) их величины при температурах $|T - T_c|/T_c \sim 10^{-4}$ сопоставимы по величине с интенсивностью однократного поляризованного рассеяния, тогда как их суммарный вклад не превышает половины последнего.

В дальнейшем мы планируем: 1) уточнить полученные оценки, используя для интенсивностей отдельных вкладов выражения, пригодные в промежуточной и флуктуационной областях; 2) использовать эти оценки для анализа роли полуторного и двукратного рассеяний в формировании основных характеристик (в частности, полуширин) наблюдаемых спектров критической опалесценции.

Литература

- [1] Лакоза Е. Л., Чалый А. В., УФН 140, 393 (1983).
- [2] Sushko M. Ya. Condens. Matter Phys., **16**, 13003, 2013.
- [3] Trappeniers N. J., Michels A. C., Boots H. M. L., Huijser R. H. Physica A, **101**, 431, 1980.

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ С ПЕРЕМЕННЫМ ПАРАМЕТРОМ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ В ПОЗДНЕЙ НЕОДНОРОДНОЙ ВСЕЛЕННОЙ

Бриленков Р.Д.

Научный руководитель – д. ф.-м. н. Жук А.И.

Мы изучаем позднюю стадию эволюции Вселенной, где темная энергия (DE) представляет собой баротропную жидкость, т.е. жидкость с уравнением состояния, где плотность энергии зависит только от давления. Вселенная также заполнена холодной темной материей (CDM) и реликтовым излучением (радиацией). На поздней стадии и глубоко внутри ячейки однородности Вселенная является очень неоднородной. В ней ясно видны дискретные структуры в виде галактик и групп галактик. При этом условии механический подход является адекватным инструментом для изучения Вселенной глубоко внутри ячейки однородности.

С математической точки зрения, мы изучаем скалярные возмущения метрики Фридмана из-за неоднородностей CDM, а также флуктуаций радиации и DE. Для произвольного уравнения состояния DE получаем систему уравнений для скалярных возмущений с помощью механического подхода [1].

В случае постоянного параметра уравнения состояния w темной энергии, мы показываем, что такие баротропные жидкости совместны с механическим подходом только для двух значений параметра w . Это $w=-1$, что соответствует космологической постоянной, и $w = -1/3$, что соответствует сети космологических струн. В случае переменного параметра w для трех различных линейных параметризаций [2,3], мы показываем, что все они противоречат механическому подходу и не могут являться сцепленными жидкостями.

[1] M. Eingorn and A. Zhuk, Hubble flows and gravitational potentials in observable Universe, JCAP 09 (2012) 026; arXiv:astro-ph/1205.2384.

[2] M. Chevallier and D. Polarski, Accelerating Universes with scaling dark matter, Int. J. Mod. Phys. D. 10 (2001) 213; arXiv:gr-qc/0009008.

[3] E.V. Linder, Exploring the expansion history of the Universe, Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 091301; arXiv:astro-ph/0208512.

Определение эффективных параметров двойных электрических слоев в наножидкостях

Докладчик – студ. IV курса Балика С. Д.

Научный руководитель – канд. ф.-м. наук Сушко М. Я.

Наножидкости представляют собой суспензии металлических или оксидных частиц с характерным размером 10–100 нм. В качестве дисперсионной среды обычно используются вода и органические жидкости.

Одна из особенностей наножидкостей – поведение их электрической проводимости при малых (до 0.1) объемных концентрациях частиц. Она может, как убывать, так и возрастать на несколько порядков с ростом концентрации частиц, в том числе непроводящих. Существующие теории не способны описать такое поведение проводимости, поскольку зачастую являются одночастичными, не учитывают механизм зарядки и взаимную поляризацию частиц. Уравнение Пуассона-Больцмана для потенциала вблизи частицы в трехмерном случае решается только численно и зависит от граничных условий, которые в присутствии других частиц неизвестны.

Задача работы – выяснение природы указанного поведения проводимости и количественное описание соответствующих механизмов.

В наножидкостях вокруг наночастиц образуется двойной электрический слой (ДЭС) – адсорбированный тонкий слой ионов и диффузный слой противоионов [1]. Существование ДЭС не охватывается классическими моделями Максвелла-Гарнетта и Бруггемана. В нашей работе наличие ДЭС учитывается в рамках метода компактных групп неоднородностей [2–4], при этом частицы считаются твердыми, а их диффузные ДЭС – взаимно проницаемыми. Компактные группы неоднородностей представляют собой макроскопические области, внутри которых все расстояния между частицами намного меньше длины волны зондирующего поля в среде. Суспензия может представляться как совокупность таких групп, которые фактически являются точечными по отношению к падающему полю. Это обстоятельство позволяет рассчитывать эффективные электрофизические параметры системы без подробного моделирования процессов многочастичных поляризаций и корреляций частиц. Микроструктура системы учитывается путем моделирования профиля комплексной электрической проницаемости. Нахождение эффективной проводимости сводится к расчету и суммированию моментов этого профиля.

Основные результаты работы следующие.

1) Для суспензий непроводящих частиц показано, что положительное возрастание проводимости с концентрацией должно наблюдаться в том случае, когда при диспергировании в базовой жидкости частицы приобретают заряд, достаточный для формирования ДЭС с эффективной проводимостью σ , превышающей объемную проводимость σ_0 жидкости в суспензии, и относительной толщиной $\delta = t/R$ (t – толщина ДЭС, R – радиус частицы), превышающей некоторое пороговое значение δ_{\min} . Для случая $\sigma \gg \sigma_0$ получена оценка $\delta_{\min} \approx 0,145$.

2) На примере суспензий латексных частиц в электролитах продемонстрирована адекватность предложенной модели для описания

эффективной проводимости наножидкостей. Получены количественные оценки эффективной толщины и проводимости ДЭС в этих суспензиях.

Література

- [1] H. Morgan, N.G. Green, AC Electrokinetics: Colloids and Nanoparticles, Research Studies Press Ltd., Baldock, Hertfordshire, England, 2003.
- [2] М. Я. Сушко, ЖЭТФ, **132** (2007) 478.
- [3] М. Ya. Sushko, A. K Semenov, Condens. Matter Phys., **16** (2013) 13003 (12 pp).
- [4] М. Ya. Sushko, V. Ya. Gotsulskiy, M. V. Stiranets, [ArXiv:1602.03167](https://arxiv.org/abs/1602.03167) [cond-mat.soft] (2016).

РОЛЬ МІЖФАЗНИХ ШАРІВ У ФОРМУВАННІ ПРОВІДНОСТІ ДИСПЕРСНИХ СИСТЕМ З ПОЛІМЕРНОЮ МАТРИЦЕЮ

Бабій К.А.

Науковий керівник – канд. ф.-м. наук Сушко М. Я.

З появою нанотехнологій актуалізувалися задачі електродинаміки суцільного середовища про знаходження провідності та проникності гетерогенних систем, зокрема полімерних композитів. Полімерний композит – система, що утворюється в результаті диспергування нано- або мікророзмірних (10 нм – 10μм) частинок у полімерну матрицю. Дисперговані частинки можуть бути як провідними, так і непровідними [1].

Полімерні композити привертають увагу тим, що мають вищі значення провідності ($\sigma \sim 10^{-5} \div 10^{-3} \text{См} \cdot \text{см}^{-1}$) порівняно з чистою полімерною матрицею ($\sigma \sim 10^{-10} \div 10^{-5} \text{См} \cdot \text{см}^{-1}$) [1]. Цей факт пояснюється утворенням навколо частинок областей аморфної фази полімеру з відносно високою провідністю. Існуючі теорії описують кількісно провідність таких системи лише у випадку низьких концентрацій частинок, їх певної форми і однакового хімічного складу.

У роботі розглядається модель композиту монодисперсних сферичних частинок. Аморфні шари моделюються у формі концентричних оболонок, що можуть вільно перекриватися, при цьому локальне значення провідності визначається відстанню до центра найближчої частинки. Провідність композиту обчислюється в раках методу компактних груп неоднорідностей [2]. Виходячи з означення ефективної комплексної діелектричної проникності ε_{eff} як коефіцієнта пропорційності між векторами індукції і поля та моделюючи проникності компонент у вигляді $\varepsilon = \varepsilon' - i4\pi\sigma/\omega$, у квазістатичному наближенні (частота поля $\omega \rightarrow 0$) для ефективної провідності σ_{eff} отримано рівняння

$$(1-\varphi) \frac{\sigma_0 - \sigma_{\text{eff}}}{2\sigma_{\text{eff}} + \sigma_0} + c \frac{\sigma_1 - \sigma_{\text{eff}}}{2\sigma_{\text{eff}} + \sigma_1} + (\varphi - c) \frac{\sigma_2 - \sigma_{\text{eff}}}{2\sigma_{\text{eff}} + \sigma_2} = 0,$$

де c – об'ємна концентрація частинок, φ – їх об'ємна концентрація разом з прилеглими аморфними шарами, індекси 0,1,2 позначають провідності відповідно матриці, шарів і частинок. Отримане рівняння проаналізовано для типових значень σ_i та товщини шарів. Показано, що із збільшенням c провідність σ_{eff} після початкового зростання повинна спадати, при цьому величини як зростання, так і спадання може сягати кількох порядків.

Список бібліографічних джерел:

[1] С. Sequeira, D. Santos. Polymer electrolytes. Fundamentals and applications, Woodhead Publishing, Oxford, 2010.

[2] М. Ya. Sushko, A.K. Semenov. Condens. Matter Physics, **16** (2013) 13401: 1–10.

Электронная структура графеноподобных соединений элементов IV группы

Голованова В.В.

Научный руководитель – проф. Адамян В.М.

Существование графена - двумерной аллотропной модификации углерода, теоретически было предсказано достаточно давно, однако экспериментально этот материал впервые был получен только в 2004 году К. Новоселовым и А. Геймом в Университете Манчестера [1]. Графен обладает уникальным комплексом электрофизических, оптических, тепловых и механических свойств, что делает его сегодня одним из наиболее перспективных материалов, в частности, для наноэлектроники. Этим объясняется появление в последующее десятилетие огромного количества работ, посвященных всестороннему исследованию его свойств.

Другие элементы главной подгруппы четвертой группы (Si, Ge, Sn) также способны образовывать подобные графену двумерные структуры – силицен, германен, станен или тинен (slicene, germanene, stanene/tinene). В 2010 году на серебре был экспериментально получен силицен [2], а в 2014 году – германен вначале на платине [3], а затем на золоте [4]. Однако отщепить эти материалы от подложки пока никому не удалось. Станен же до сих пор является исключительно гипотетическим материалом.

Если пренебречь искажениями в плоскости, они, как и графен, обладают гексагональной решеткой, и, следовательно, должны иметь схожие с ним электронные свойства.

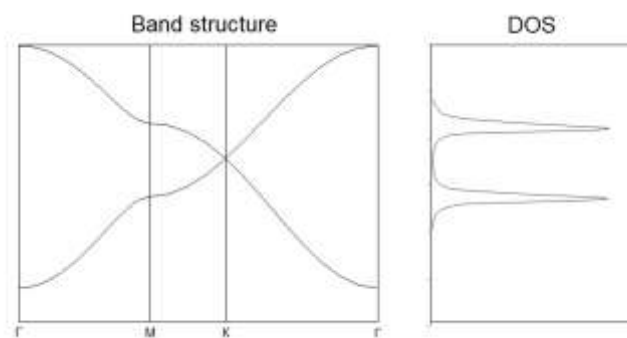
Целью данной работы является описание электронных свойств графеноподобных материалов с помощью простой универсальной модели, без использования подгоночных параметров.

В ее основу был положен метод потенциалов нулевого радиуса (ПНР). Он заключается в замене потенциала ионного остова в уравнении Шредингера для волновой функции π - электрона системой граничных условий в узлах решетки графеноподобного соединения.

Изменяемыми параметрами в данной модели являются длина σ - связи, энергия ионизации изолированного атома соответствующего элемента и эффективная масса π - электрона, отклонение которой от массы свободного электрона обусловлено обменными взаимодействиями в двухмерном газе π - электронов.

Для расчета эффективной массы была использована модель «желе» (jellium model) в приближении Хартри-Фока: положительные заряды ионов кристалла заменяются однородным заряженным фоном, компенсирующим заряд электронов. В указанном приближении, эффективная масса зависит только от импульса Ферми, и, соответственно, только от плотности π - электронов, в конечном счёте от длины σ - связи в решетке соответствующего соединения.

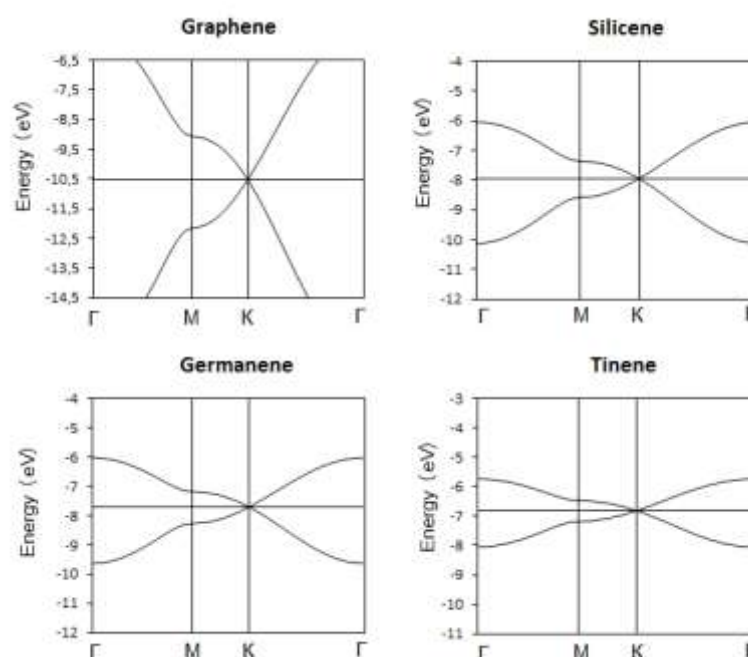
Этим методом были найдены дисперсионные кривые (зонная структура) и плотность электронных состояний.



Зонная структура графена и его плотность состояний.

В М-точках зоны Бриллюэна (седловых точках) плотность состояний имеет сингулярности – особенности (точки) Ван Хофа. Оптические переходы между точками Ван Хофа являются разрешенными, энергетический зазор между ними – величина, непосредственно определяемая в эксперименте – соответствует максимуму спектра поглощения.

Простота и универсальность модели позволили получить зонные структуры для всех графеноподобных соединений из элементов главной подгруппы четвертой группы.



Количественно результаты имеют небольшое расхождение с экспериментом, однако модель полностью отражает качественные изменения зонной структуры двумерных графеноподобных материалов с увеличением атомного номера.

[1] Novoselov, K. S.; Geim, A. K.; Morozov, S. V.; Jiang, D.; Zhang, Y.; Dubonos, S. V.; Grigorieva, I. V.; Firsov, A. A. (2004). Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films (PDF). *Science* **306** (5696): 666–669.

- [2] Aufray, B.; Kara, A.; Vizzini, S. B.; Oughaddou, H.; LéAndri, C.; Ealet, B.; Le Lay, G. (2010). "Graphene-like silicon nanoribbons on Ag(110): A possible formation of silicene". *Applied Physics Letters* **96** (18): 183102.
- [3] Li, L., Lu, S.-z., Pan, J., Qin, Z., Wang, Y.-q., Wang, Y., Cao, G.-y., Du, S. and Gao, H.-J. (2014), Buckled Germanene Formation on Pt(111). *Adv. Mater.*, **26**: 4820–4824.
- [4] Dávila, M. E.; L. Xian, S. Cahangirov, A. Rubio, G. Le Lay (2014). "Germanene: a novel two-dimensional germanium allotrope akin to graphene and silicene". *New Journal of Physics* **16** (9): 095002.

СЕКЦІЯ АСТРОНОМІИ (кафедра астрономии)

ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ АПРОКСИМАЦІЙ ЕКСТРЕМУМІВ ЗМІННИХ ЗІР

Андрич К.Д.

*Наукові керівники – проф. Андронов І.Л. (кафедра «Вища та прикладна математика» Одеського національного морського університету),
доц. Марсакова В.І. (кафедра астрономії ОНУ)*

Одним з найпоширеніших методів дослідження змінності періодів змінних зір є аналіз моментів характерних подій (мінімумів блиску затемнюваних зір, максимумів пульсуючих зір, рідчише - перетинання фазовою кривою середнього чи будь якого іншого значення, горбів і т.і.) [1]. Це суттєво зменшує обсяг інформації, яка зводиться до одного параметра та оцінки його статистичної точності. Методи пошуку періоду у випадку малих та більших змін розглянуті [2,3]. Методи визначення характеристик екстремумів розглянуті [4,5]. Нами було створено програму на мові програмування VBA у середовищі Microsoft Excel, що дозволяє проводити локальні апроксимації кривих блиску у інтервалах, що охоплюють екстремум по часу, або по фазі. Було досліджено апроксимації із застосуванням різних базисних функцій: алгебраїчний поліном ступеня s загального вигляду; "симетричний" алгебраїчний поліном із використанням лише парних ступенів відхилення аргументу від положення симетрії; "симетрична" та "асиметрична" гіпербола; "симетричний" та "асиметричний" гіперболічний секанс [4]; "асимптотична парабола" [5]; гаусіана та її модифікація із використанням гіперболічного косинусу [6]. Симетричні наближення більш ефективні для затемнень (мінімумів) класичних затемнюваних зір, але для визначення параметрів максимумів блиску пульсуючих зір необхідно враховувати асиметрію. Після обчислення статистично оптимальних апроксимацій для кожного класу функцій та виводу результатів на графіки та у файл, проводився вибір оптимальної апроксимації (включаючи симетричні) за критерієм найкращої оцінки статистичної точності моменту (аргументу) екстремуму. В програмі реалізована пакетна обробка вибраних інтервалів для окремих зір. Програму застосовано для групи змінних зір різних типів.

1. Цесевич В.П. // Переменные звезды и их наблюдение. М., Наука, 1980.– 176с.
2. Андронов И.Л. // Кинематика и физика небесных тел. – 1991, Т. 7, № 2. – С. 78–86
3. Andronov I.L., // Astronomische Nachrichten, 1988. – Bd. 309, N 2. – S. 121–131 :
4. Andronov I.L., // Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., 2003.– V.292. – P. 391-400.
5. Андронов И.Л., Марсакова В.И. // Астрофизика, 2006. – Т. 49, № 3. – С. 433–451.
6. Mikulášek Z. // Astronomy & Astrophysics, 2015. – Vol. 584, id.A8, 13 pp.

Термальна активність Енцеладу

Костюк Вадим Миколайович

Науковий керівник – Базей Олександр Анатолійович

Апаратом Кассіні було виявлено велику кількість тепла на супутнику Сатурна Енцеладі, яке суттєво перевищує значення, що випливають з умови теплової рівноваги сонячного опромінення [3]. Завдяки ньому в південній полярній області супутника існує внутрішній океан води, який є джерелом гейзерів [4].

Ціллю роботи є динамічне дослідження гейзерів Енцеладу, речовина з яких є основним джерелом Е-кільця Сатурну, обчислення приливного прискорення та порівняння з приливними прискореннями інших фізично схожих супутників планет-гігантів [1]. Крім того ми зробили спробу визначити характерні траєкторії частинок, що вилітають з гейзерів південного полюсу Енцеладу та частково потрапляють в Е-кільце Сатурну. Для цього, виходячи з інтегралу енергії, що пов'язує швидкість руху на орбіті з кривоцентричною відстанню та ширини Е-кільця, ми визначили [2] відповідний вектор швидкості викидів речовини з гейзерів Енцеладу.

Крім того, спираючись на інтеграл моменту імпульсу ми зробили спробу оцінити можливі нахили орбіт частинок речовини, виверженої з гейзерів Енцеладу поблизу його південного полюсу [1,2].

Для ілюстрації можливих траєкторій руху частинок після виходу з поля тяжіння Енцеладу ми побудували комп'ютерну модель на базі класичної задачі двох тіл.

Також, з використанням програмного пакету Origin 8.1, були побудовані ізофоти зображень виверження гейзерів, отриманих космічним апаратом Кассіні. Для кожної ізофоти була знайдена висота над поверхнею Енцеладу. Виходячи з цього ми отримали оцінку найменшої швидкості виверження речовини з гейзеру. [3]

1. Динаміка Сонячної системи – К. Мюррей, С. Дермотт.
2. Небесна механіка – У. М. Спарт.
3. <http://www.nasa.gov/subject/3159/enceladus/>
4. http://osiktakan.ru/saturn/sat_moons_14.html

Затмения в системе карликовой планеты Плутон

Горбачева А.С.

Научный руководитель к.ф.-м.н. Базей А.А.

Плутон был открыт в 1930 году [1]. В 2006 году решением Международного Астрономического Союза был отнесен к классу карликовых планет. Карликовая планета это небесное тело, которое: обращается по орбите вокруг Солнца; имеет достаточную массу для того, чтобы под действием сил гравитации поддерживать гидростатическое равновесие и иметь близкую к сферической форму; не является спутником планеты; не может расчистить район своей орбиты от других объектов [2].

Самый большой спутник Плутона был открыт в 1978 году, когда карликовая планета приближалась к перигелию на расстоянии 29.7 а.е. Еще 4 спутника было открыто к лету 2012 года [1],[3].

Эта далекая система недоступна для качественных наблюдений с Земли. Поэтому в июле 2015 года космический аппарат «Новые горизонты» прошел на минимальном расстоянии 12,5 тыс. км. от поверхности Плутона. Было подтверждено наличие атмосферы у Плутона, найден химический состав поверхности и атмосферы, уточнены элементы орбиты системы Плутона. Благодаря этому, стало возможно качественное описание затмений в системе Плутона [4].

Орбиты спутников Плутона расположены так, что затмения возможны только вблизи перигелия и афелия карликовой планеты. Периоды затмений Плутона Хароном длились с февраля 1985 года по октябрь 1990 года, следующая серия затмений состоится с 2109 года по 2114 год [1].

Нами были найдены угловые диаметры всех небесных тел, участвующих во взаимных затмениях как вблизи перигелия, так и афелия орбиты Плутона. Мы определили возможность наступления повторяющихся кратных затмений, то есть таких, в которых участвуют более трех небесных тел. Пользуясь результатами миссии «Новые горизонты» мы определили, что три спутника движутся вблизи резонансов Харон:Гидра - 6:1 и Харон:Кербер - 5:1. Мы определили продолжительность солнечных затмений и построили модель изменения температуры поверхности Плутона в течение затмений.

В демонстрационных целях мы построили трех мерную компьютерную интерактивную модель системы Плутона.

1. http://www.allplanets.ru/solar_sistem/pluto/history_Pluto.htm
2. <http://www.iau.org/news/pressreleases/detail/iau0603/>
3. <http://galspace.spb.ru/index408.html>
4. <http://www.nasa.gov/feature/methane-snow-on-pluto-s-peaks>

ОРБІТАЛЬНИЙ РЕЗОНАНС В СИСТЕМІ СУПУТНИКІВ САТУРНА

Войтко А.С.

Науковий керівник – Троянський В.В.

Сатурн – шоста планета Сонячної системи. Велика піввісь планети 9.582 астрономічних одиниць. Це друга за розмірами планета, її середня густина 0.687 грам на сантиметр кубічний, а маса в 95 разів більша земної.

У Сатурна, як у всіх планетах гігантів, є система яскравих кілець. Кільця, складаються з льоду та пилу різноманітних розмірів, лежать в площині екватора планети. Виділяють найяскравіші кільця А, В, С, які складаються з багатьох менших кілець. Окрім кілець, на даний момент відомі 62 супутники. З них 23 регулярних і 38 нерегулярних супутників.

За допомогою явища орбітального резонансу [1], ми проаналізувати рух цих супутників в системі. Орбітальний резонанс – це явище, при якому сидеричні періоди двох супутників відносяться, як невеликі цілі натуральні числа.

$$T_1 \times N_1 - T_2 \times N_2 \approx 0 \quad (1)$$

T_1, T_2 - сидеричні періоди двох супутників у земних добах [2];

N_1, N_2 - невеликі цілі натуральні числа.

Формулу (1) ми використали для розрахунку резонансів у парах супутників. Нами були розглянуті усі можливі комбінації: 252 пари серед регулярних і 703 пари серед нерегулярних супутників. Резонанс серед нерегулярних супутників не знайдено, а для регулярних ми отримали: відношення сидеричних періодів 1:1 мають Тефія – Телесто, Тефія – Каліпсо, Каліпсо – Телесто, Діона – Єлена, Діона – Полідевк, Полідевк – Єлена; відношення 1:2: Полідевк – Енцелад, Єлена – Енцелад, Діона – Енцелад. Сидеричні періоди Егеона та Мефони відносяться як 5:4, а Пан та Єпіметей 6:5.

Супутники Діона – Єлена – Полідевк і Тетіс – Телесто – Каліпсо рухаються спільним орбітам відповідно, оскільки їх періоди компонентів в цих потрійних системах рівні. Це можливо, тому що, Єлена, Телесто, Полідевк і Каліпсо знаходяться в точках Лагранжа.

Окрім цього авторами було виділено 111 пар регулярних супутників, які наближаються до резонансу. Пари відносились до цієї групи, якщо N_1 і N_2 менші 10, а різниця за формулою (1) виміряна в земних добах належить у проміжку [0.1; 0.1]. Дані критерії запропоновані авторами.

Розрахунки показують наявність резонансів в системі Сатурна лише серед регулярних супутників. Результати роботи будуть використані для подальшого вивчення руху супутників Сатурна.

1. Cart D. Murray, Stanley F. Dermot // Solar System dynamics // Cambridge, 2010.

2. <http://home.dtm.ciw.edu/users/sheppard/satellites/satsatdata.html>.

ОБРОБКА ТІСНИХ ЗОБРАЖЕНЬ ПРОГРАМОЮ "GAUSS2D"

Бобров О.А.,

Науковий керівник – д.ф.-м.н., проф. Андронов І.Л.

Для ПЗЗ фотометрії, важливо відділити внесок окремих зір, створюючи одне і те ж асиметричне зображення. Це властиво "тісним" полям у Чумацькому Шляху, але також, очевидно, спостерігається на великих галактичних відстанях. Для розв'язання задачі ми розробили математичну модель з двовимірною функцією Гауса з відносним зсувом: $I(x,y)=C_1+C_2\cdot G(x-x_1,y-y_1)+C_3\cdot G(x-x_2,y-y_2)$, де $G(x,y)=\exp(-C_4x^2-C_5xy-C_6y^2)$. Тут (x_1,y_1) та (x_2,y_2) - це координати центрів зоряних зображень. Коефіцієнти C_1, C_2, C_3 визначаються методом найменших квадратів, а $C_4, C_5, C_6, (x_1,y_1), (x_2,y_2)$ методами нелінійної оптимізації. Ми розробили програму, яка обробляє набір зображень та робить можливим використати параметри моделі для визначення блиску зорі. Програма використовує файли "Matching" програми MuniWin 1.1.30. Є можливість обробити всі FITS-зображення або деякі FITS-зображення окремо. Після роботи програми "Gauss2D", отримані параметри можуть бути використані програмою MCV [1, ст. 264-272]. В програмі є опція використовувати установку параметрів, які описують форму зображення (C_4, C_5, C_6) як для всіх зображень, так і для кожного зображення окремо (створює більший статистичний шум). Для обробки набору зображень ми використали наступний алгоритм. Програма обчислює розсіювання відносного зсуву "подвійної" зорі (тобто положення другої зорі відносно першої на зображенні). Якщо відносний зсув "подвійної" зорі у декілька разів більше, ніж це значення, тоді як початковий параметр апроксимації вибираються параметри відносного зсуву "подвійної" зорі на знімку порівняння. Програма названа "Gauss2D" та планується для використання у проектах "Міждовготна Астрономія" [2, ст.8] та "Українська Віртуальна Обсерваторія" [3, ст. 85-102].

1. Andronov I. L., Baklanov A. V. Astronomical School's Report, 2004, Volume 5, Issue 1-2.
2. Andronov I. L. at all. Odessa Astronomical Publications, vol. 23.
3. Vavilova, I. B. at all. Kinematics and Physics of Celestial Bodies, vol. 28, issue 2.

СОВРЕМЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ В РАДИОДИАПАЗОНАХ.

Горбунов А. А.

Научный руководитель - ст.н.с. Рябов М.И., проф. Андриевский С.М.

Наблюдения остатков сверхновых (ОСН) в радиоастрономии проводятся с момента её возникновения. Исследование остатков сверхновых представляет интерес в двух аспектах: с одной стороны, как проверка теоретических моделей по данным долговременных наблюдений, с другой стороны эти источники используются как калибровочные в различных радиоастрономических каталогах. В настоящее время существует два основных типа ОСН: плерионы и оболочки. Особый интерес представляют исследования ОСН Кассиопея А (Cas A) который был обнаружен 1948 году английскими радиоастрономами Райлом и Смитом в созвездии Кассиопея. Молодой ОСН Cas A является наиболее мощным источником космического радиоизлучения и часто используется наряду с другим мощным источником в качестве эталона при калибровке радиотелескопов. ОСН Cas A является оболочечным остатком, однако проявляет некоторые свойства плериона. В связи с этим его относят к классу комбинированных ОСН. По данным рентгеновских наблюдений в последние годы обнаружен точечный источник рентгеновского излучения в центре оболочки. Предположительно считается, что он может быть магнитаром.

В данной работе рассматриваются основные закономерности изменения потока в широком диапазоне радиочастот с учетом адиабатического расширения оболочки, изменения состояния космической среды и наличия компактного объекта в центре ОСН. Используются данные наблюдения источников на радиотелескопах системы «УРАН» в декаметровом диапазоне с 1987 года по настоящее время.

1. <http://chandra.harvard.edu/>
2. <http://www.nasa.gov/>