

## **СЕКЦИЯ 17**

# **«ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ И ИНЖЕНЕРНО- ФИЗИЧЕСКОГО ОБРАЗОВАНИЯ»**

## СОДЕРЖАНИЕ

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ КОАГУЛЯЦИИ КОЛЛОИДНЫХ СИСТЕМ Алиджанов Э.К., канд. физ.-мат. наук, Лантух Ю.Д., канд. физ.-мат. наук, доцент, Раздобреев Д.А., канд. хим. наук.....	3357
СОЦИАЛЬНОЕ ПАРТНЕРСТВО КАК ОДИН ИЗ ФАКТОРОВ ФОРМИРОВАНИЯ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ КУЛЬТУРЫ БУДУЩИХ ИНЖЕНЕРОВ МЕДИКО-ТЕХНИЧЕСКОГО ПРОФИЛЯ Бакаев А.А., Маленкина К.А. ....	3365
РОЛЬ ТАЙМ-МЕНЕДЖМЕНТА В ПРОЦЕССЕ ОБУЧЕНИЯ ИНЖЕНЕРОВ Баклан А. А. ....	3369
ВОЗМОЖНОСТИ ТЕХНОЛОГИЙ ОБУЧЕНИЯ В КУРСЕ ФИЗИКИ ПРИМЕНЯЕМЫЕ В УНИВЕРСИТЕТСКОМ ОБРАЗОВАНИИ Белокопытова О.Г., канд. пед. наук .....	3373
ПРИМЕНЕНИЕ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ В КОМПЕТЕНТНО-ОРИЕНТИРОВАННОМ ПОДХОДЕ ПРИ ОБУЧЕНИИ СТУДЕНТОВ ЗАОЧНОЙ ФОРМЫ ОБУЧЕНИЯ Бурдова Е.В., канд. техн. наук, доцент, Галеева Э.И., канд. хим. наук.....	3378
НЕЛИНЕЙНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ЧИСЛА ДЕФЕКТОВ ДНК ОТ ДОЗЫ $\gamma$ -ОБЛУЧЕНИЯ Ворабаи Элвира Агустин Мая, Бердинский В.Л., д-р физ.-мат. наук, доцент, Сокабаева С.С. ....	3382
ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕПЛОГЕНЕРАТОРНЫХ УСТАНОВОК Еркибаев А.А. ....	3385
ЗНАЧЕНИЕ НРАВСТВЕННОГО ЗАКОНА Захаров А.В., канд. физ.-мат. наук, доцент, Узенбаев Ф.Г., канд. тех. наук, доцент.....	3391
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В СРЕДАХ, ОПИСЫВАЕМЫХ РАЗЛИЧНЫМИ УРАВНЕНИЯМИ СОСТОЯНИЯ Зверьков Е.А., Бердинский В.Л., д-р физ.-мат. наук, доцент .....	3398
ДЛИТЕЛЬНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЭРИТРОЗИНА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ БЫЧЬЕГО СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА Ишемгулов А.Т., канд. физ.-мат. наук, Летута С.Н., д-р физ.-мат. наук, профессор, Раздобреев Д.А., канд. хим. наук.....	3403
ОСОБЕННОСТИ ОРГАНИЗАЦИИ ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО САМООПРЕДЕЛЕНИЯ СТАРШЕКЛАССНИКА НА ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ УНИВЕРСИТЕТА Огерчук А.А., канд. пед. наук, Кучеренко М.А., канд. пед. наук, доцент .....	3407
СТРУКТУРА И ДИНАМИКА ДИПОЛЬНОГО НАНОЛАЗЕРА И СПАЗЕРА С ВНЕШНИМ СФЕРИЧЕСКИМ И СФЕРОИДАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ Кучеренко М.Г., д-р физ.-мат. наук, профессор.....	3417
ДВУХЧАСТИЧНЫЙ СПАЗЕР СО СТРУКТУРОЙ «КВАНТОВАЯ ТОЧКА – ПЛАЗМОННАЯ НАНОГЛОБУЛА» В МАГНИТНОМ ПОЛЕ Кучеренко М.Г., д-р физ.-мат. наук, профессор, Налбандян В.М., канд. физ.-мат. наук, доцент .....	3426

- МАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ ТРИПЛЕТ-ТРИПЛЕТНОЙ АННИГИЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В СТРУКТУРЕ АДСОРБИРОВАННОЙ МАКРОМОЛЕКУЛЫ Кучеренко М.Г., д-р физ.-мат. наук, профессор, Неясов П.П. .... 3435
- СЕНСИБИЛИЗИРОВАННАЯ СПИН-СЕЛЕКТИВНАЯ АКТИВАЦИЯ МОЛЕКУЛ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА В НАНОСТРУКТУРАХ АДСОРБИРОВАННЫХ МАКРОЦЕПЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ СФЕРИЧЕСКОЙ НАНОЧАСТИЦЫ Кучеренко М.Г., д-р физ.-мат. наук, профессор, Неясов П.П. .... 3444
- ФОРМИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПРОФИЛЯ ПРИ ИНДУКЦИОННОМ НАГРЕВЕ СФЕРИЧЕСКОЙ МИКРОЧАСТИЦЫ ПЕРЕМЕННЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ Кучеренко М.Г., д-р физ.-мат. наук, профессор, Русинов А.П., канд. физ.-мат. наук, доцент, Алимбеков И.Р. .... 3453
- СЛОИСТЫЙ КОНЦЕНТРИЧЕСКИЙ СПАЗЕР С ПЛАЗМОННЫМ КОРОМ-РЕЗОНАТОРОМ: КЛАССИЧЕСКИЙ И ВЫРОЖДЕННЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ГАЗ МЕТАЛЛА Кучеренко М. Г., д-р физ.-мат. наук, профессор, Чмерева Т.М., д-р физ.-мат. наук, доцент ..... 3461
- ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ БАКТЕРИОРОДОПСИНА Лантух Ю.Д., канд. физ.-мат. наук, доцент, Алиджанов Э.К., канд. физ.-мат. наук, Раздобреев Д.А., канд.хим.наук ..... 3470
- АНАЛИЗ КОЛОРИМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ КЕРАМИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА ДЛЯ СОЗДАНИЯ ЧЕРЕПИЦ Макаров В.Н., канд. физ.-мат. наук..... 3474
- ИННОВАЦИОННЫЕ РАЗРАБОТКИ МЕДИЦИНСКОЙ ТЕХНИКИ В СИСТЕМЕ СОВРЕМЕННОГО ЗДРАВООХРАНЕНИЯ Маленкина К.А., Бакаев А.А., Стрекаловская А.Д., канд. биол. наук, доцент ..... 3479
- СЕЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА СФЕРИЧЕСКИМИ И СФЕРОИДАЛЬНЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ Налбандян В.М., канд. физ.-мат. наук, доцент, Шихавцов М.А., Канчурина В.Р., Абдрахманова В.А..... 3482
- МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНФОРМАЦИЙ ХИТОЗАНА, АДСОРБИРОВАННОГО НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ НАНОЧАСТИЦЕ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ: МЕТОД БРОУНОВСКОЙ ДИНАМИКИ И ПРИБЛИЖЕНИЕ ИДЕАЛЬНОЙ ГАУССОВОЙ ЦЕПИ Неясов П.П., Кучеренко М.Г., д-р физ.-мат. наук, профессор..... 3491
- МАГНИТОЗАВИСИМАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ НАНОКРИСТАЛЛОВ ТЕТРАЦЕНА Пеньков С.А., Кучеренко М. Г., д-р физ.-мат. наук, профессор ..... 3500
- РЕАЛИЗАЦИЯ МЕЖПРЕДМЕТНЫХ СВЯЗЕЙ ПРИ ИЗУЧЕНИИ ДИСЦИПЛИН «ФИЗИКА» И «ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА» СТУДЕНТАМИ ИНЖЕНЕРНЫХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ Пискарёва Т.И., канд.техн.наук, Анисина И.Н., канд.техн.наук, доцент, Огерчук А.А., канд.пед.наук ..... 3507
- ИЗУЧЕНИЕ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛУПРОВОДНИКА В ЛАБОРАТОРНОМ ПРАКТИКУМЕ ПО РАДИОЭЛЕКТРОНИКЕ Исеркепов Т.А., Шихавцов М.А., Русинов А.П., канд. физ.-мат. наук, доцент..... 3511

ВЛИЯНИЕ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА И СЕРЕБРА НА ГЕНЕРАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСТВОРОВ ЛАЗЕРНОГО КРАСИТЕЛЯ РОДАМИН 6G Русинов А.П., канд. физ.-мат. наук, доцент, Кучеренко М.Г., д-р физ.-мат. наук, профессор, Степанов В.Н., канд. физ.-мат. наук, доцент.....	3518
К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ АЛЬТЕРНАТИВНОЙ ПРИЧИНЫ КОСМОЛОГИЧЕСКОГО КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ Садыков А.Р. ....	3526
ПРОЕКТ УЧЕБНОЙ УСТАНОВКИ МРТ Садыков А.Р. ....	3532
ПРОБЛЕМЫ ПРЕПОДАВАНИЯ КУРСА ФИЗИКИ ДЛЯ БАКАЛАВРОВ, ОБУЧАЮЩИХСЯ ПО СПЕЦИАЛЬНОСТЯМ НЕФТЕХИМИЧЕСКОГО ПРОФИЛЯ Садыкова А.Ю., канд. физ.-мат. наук, доцент .....	3537
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФИЛОСИЛИКАТОВ Сокабаева С.С.....	3542
ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ТОЧЕЧНЫХ ЗАРЯДОВ С ПОМОЩЬЮ КОМПЬЮТЕРНОЙ МОДЕЛИ Ткачева И.А., канд. пед. наук, Кучеров А.С., Трунова А.А., Широкова В.П.....	3546
СПЕЦИФИКА ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ ИНОСТРАННЫМ ГРАЖДАНАМ В ОГУ Цветкова Е.В. ....	3550
СТРУКТУРНЫЕ ТРАНСФОРМАЦИИ КАК ПРОЯВЛЕНИЕ САМООРГАНИЗАЦИИ В КЕРАМИЧЕСКОМ МАТЕРИАЛЕ Каныгина О.Н., д-р физ.-мат. наук, профессор, Четверикова А.Г., канд. физ.-мат. наук, доцент, Четверикова Д.К. ....	3554
ГЕНЕРАТОР ОДНОМЕРНЫХ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ Чмерева Т.М., д-р физ.-мат. наук, доцент, Кучеренко М.Г., д-р физ.-мат. наук, профессор, Мушин Ф.Ю. ....	3559
ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ЦИЛИНДРЕ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СЕРДЕЧНИКОМ Мушин Ф.Ю., Чмерева Т.М., д-р физ.-мат. наук, доцент .....	3568
АКТУАЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ ИЗУЧЕНИЯ ФИЗИКИ В ВУЗЕ Якупов Г .С....	3577
ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МЕТОДИКИ ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ СТУДЕНТАМ ИТ-СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ Якупов Г .С. ....	3584

# МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ КОАГУЛЯЦИИ КОЛЛОИДНЫХ СИСТЕМ

Алиджанов Э.К., канд.физ.-мат.наук,  
Лантух Ю.Д., канд.физ.-мат.наук, доцент,  
Раздобреев Д.А., канд.хим.наук

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»

## Введение

Одним из ключевых аспектов коллоидной физхимии является изучение стабильности коллоидов и кинетики их коагуляции [1]. Все характеристики коллоидных систем заметно изменяются при переходе от дисперсного состояния к агрегированному. Константа скорости коагуляции (КСК) является важным параметром, характеризующим стабильность и кинетику коагуляции коллоидных систем, позволяя эффективно манипулировать их состоянием для конкретных применений. Экспериментальное определение скорости коагуляции требуется для различных задач, начиная от чисто теоретических и заканчивая прикладными. Абсолютные значения КСК обычно необходимы для сравнения теоретических предсказаний кинетики агрегации с экспериментальными результатами, а также для получения информации о характере взаимодействия между частицами коллоида [2]. Для экспериментального определения скорости коагуляции проводятся прямые и косвенные измерения.

## Методы светорассеяния

Подробное обсуждение различных методов исследования коллоидных систем, основанных на рассеянии света, приведено в литературе [3,4].

Рассмотрим простейший случай дисперсионной системы, изначально состоящей из идентичных сферических частиц. На самой ранней стадии процесса коагуляции необходимо учитывать только столкновения одиночных частиц, которые образуют димеры. Следовательно, изменение концентрации количества частиц может быть приблизительно выражено следующим образом [5]:

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right) = -k_{11}N_1^2, \quad (1)$$

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right) = \frac{k_{11}N_1^2}{2}, \quad (2)$$

где  $N_1$  и  $N_2$  - концентрация одиночных частиц и димеров,  $t$  - время, а  $k_{11}$  - константа скорости коагуляции (КСК).

Когда световой луч проходит через коллоидную суспензию, часть света будет рассеиваться во всех направлениях (рис. 1). Характеристики света, рассеянного частицами, зависят от их размера, формы, показателя преломления, длины волны света, угла рассеяния  $\Theta$ . Различные методы

измерения скорости коагуляции основаны на изучении эволюции характеристик рассеянного коллоидными частицами света в процессе их коагуляции.

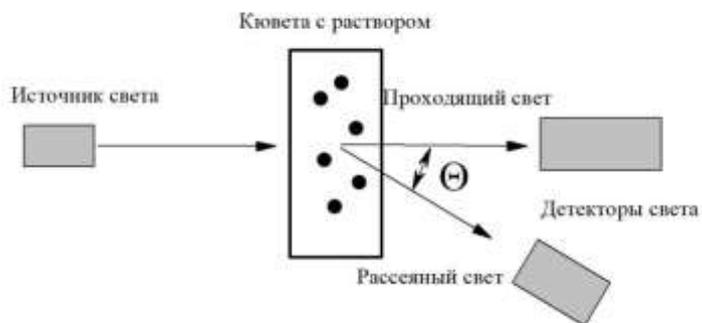


Рисунок. 1 Измерение характеристик проходящего и рассеянного света.

### Измерение скорости коагуляции малых частиц методом статического светорассеяния

На ранней стадии агрегирования общая интенсивность рассеяния света  $I(q,t)$  ( $q$  - вектор рассеяния) в момент времени  $t$  может быть записана как [6]:

$$I(q,t) = N_1 I_1(q) + N_2 I_2(q), \quad (3)$$

где  $I_1(q)$  и  $I_2(q)$  - интенсивность рассеяния света одиночными частицами и димерами,  $q = (4\pi/\lambda)\sin(\Theta/2)$ , где  $\lambda$  - длина волны падающего света, а  $\Theta$  - угол рассеяния. Следовательно:

$$\frac{dI(q,t)}{dt} = \frac{dN_1}{dt} I_1(q) + \frac{dN_2}{dt} I_2(q). \quad (4)$$

После подстановки уравнений (1) и (2) в уравнение (4) получим:

$$[dI(q,t)/dt]_0 = -k_{11} N_1^2 I_1(q) + k_{11} N_1^2 I_2(q)/2. \quad (5)$$

Как следствие:

$$k_{11} = \frac{[dI(q,t)/dt]_0 / I(q,0)}{[I_2(q)/2I_1(q) - 1]N_1}, \quad (6)$$

где  $I(q,0)$  - общая интенсивность рассеяния при  $t=0$ , а  $I(q,0) = N_1 I_1(q)$ , потому что в системе есть только одиночные частицы. Для того чтобы вычислить  $k_{11}$  с использованием уравнения (6), необходимо знать значения  $I_2(q)$  и  $I_1(q)$ .

Светорассеивающие свойства сферических частиц и дублетов определяются относительным показателем преломления и параметром размера  $\alpha = 2\pi a/\lambda$ . При этом величины  $I_2(q)$  и  $I_1(q)$  можно оценить исходя из теории рассеяния [7].

Классическим приближением для решения задач рассеяния частиц является уравнение Рэлея–Ганса–Дебая (RGD) [8]. Поскольку теория RGD разработана на основе теории Рэлея, она справедлива только для малых ( $\alpha \ll \lambda$ ) частиц. При исследовании коагуляции сильно разбавленной суспензии обычно пренебрегают влиянием на светорассеяние структурного фактора  $S(q)$  [9]. Влияние разрешающей способности прибора также обычно игнорируется [10].

Используя теорию RGD, интенсивность рассеяния света агрегатами может быть выражена следующим образом [6]:

$$I_i(q) \propto V_i^2 P_i(q), \quad (7)$$

где  $V_i$  - объем совокупности  $i$  первичных частиц, а  $P_i(q)$  – их так называемый форм-фактор [7], который равен  $I_i(q)/I_i(0)$ . Используя приближение RGD, форм-фактор  $i$ -кратного агрегата имеет вид [14]:

$$P_i(q) = \frac{P_1(q)}{i^2} \left[ \sum_{i,j} \frac{\sin(r_{\mu\nu}q)}{(r_{\mu\nu}q)} \right], \quad (8)$$

где  $r_{\mu\nu}$  - расстояние между частицами  $\mu$  и  $\nu$  в агрегате. Для одиночной частицы форм-фактор  $P_1(q)$  равен:

$$P_1(q) = \frac{9}{(qa)^6} [\sin(qa) - qa \cos(qa)]^2. \quad (9)$$

Из уравнений (8) и (9), используя приближение RGD [8], можно найти, что  $[I_2(q)/2I_1(q) - 1]$  приблизительно равно  $[\sin(2aq)/2aq]$ . Следовательно, уравнение (6) может быть переформатировано следующим образом:

$$k_{11} = \frac{[dI(q,t)/dt]_0/I(q,0)}{[\sin(2aq)/2aq]N_1}, \quad (10)$$

где  $a$  - радиус первичной частицы. Уравнение (10) может быть использовано для оценки константы  $k_{11}$  после того, как величина  $[dI(q,t)/dt]_0/I(q,0)$  будет измерена методом статического рассеяния света при фиксированном  $q$  (или  $\Theta$ ). Для повышения точности измерений применяется многоугловое рассеяние света [11], в котором для определения  $k_{11}$  используются линии аппроксимации  $[dI(q,t)/dt]_0/I(q,0) \sim \sin(2aq)/2aq$ .

Для дальнейшего упрощения при измерении скорости коагуляции предлагается использовать метод малоуглового рассеяния света [12]. В этом случае член  $[\sin(2aq)/2aq]$  в уравнении (10) можно принять равным единице.

### **Измерение скорости коагуляции малых частиц методом динамического светорассеяния**

В методе динамического рассеяния света (ДРС) [13], также известном как фотонная корреляционная спектроскопия, размер частиц связан с их броуновским движением и доплеровским сдвигом света, рассеянного частицами. Счетчик фотонов измеряет флуктуации интенсивности рассеянного света, частота которых зависит от размеров частиц, поскольку их коэффициенты диффузии различны. Коагуляция частиц вызывает изменения среднего гидродинамического радиуса частиц, что может быть использовано для оценки  $k_{11}$ .

На ранней стадии агрегации среднее значение коэффициента диффузии  $D$ , измеренное методом динамического рассеяния света, может быть выражено следующим образом [8]:

$$\bar{D} = \frac{N_1 I_1(q) D_1 + N_2 I_2(q) D_2}{N_1 I_1(q) + N_2 I_2(q)}, \quad (11)$$

где  $D_1$  и  $D_2$  - коэффициенты диффузии для одиночной частицы и дублета соответственно.

Согласно уравнению Стокса–Эйнштейна, гидродинамический радиус частицы  $r_h$  связан с коэффициентом диффузии следующим образом [14]:

$$r_h = \frac{k_B T}{6\pi\eta D}, \quad (12)$$

где  $k_B$  - постоянная Больцмана,  $T$  - температура, а  $\eta$  - коэффициент вязкости. Следовательно, уравнение (11) можно переписать в следующем виде [6]:

$$\frac{1}{r_h(t)} = \frac{N_1 I_1(q)/r_{h,1} + N_2 I_2(q)/r_{h,2}}{N_1 I_1(q) + N_2 I_2(q)}, \quad (13)$$

где  $r_{h,1}$  и  $r_{h,2}$  - гидродинамические радиусы для одиночной частицы и дублета соответственно, а  $r_h(t)$  - средний гидродинамический радиус в момент времени  $t$ .

Следовательно:

$$\frac{r_h(t)}{r_h(0)} = \frac{N_1 I_1(q) + N_2 I_2(q)}{N_1 I_1(q) + N_2 I_2(q) (r_{h,1}/r_{h,2})} = 1 + \left(1 - \frac{r_{h,1}}{r_{h,2}}\right) \frac{I_2(q)}{I_1(q)} \frac{N_2}{N_1 + N_2 \left(\frac{I_2(q)r_{h,1}}{I_1(q)r_{h,2}}\right)}. \quad (14)$$

Здесь  $r_{h,0} = r_{h,1}$  поскольку в начале агрегации существуют только первичные частицы. Дифференцируя уравнение (14) по  $t$ , и комбинируя с уравнением (2) (с учетом что при  $t = 0$   $N_2 = 0$ ) можно получить [6]:

$$k_{11} = \frac{[d(r_h(t)/r_h(0))/dt]_0}{(1 - r_{h,1}/r_{h,2}) [I_2(q)/2I_1(q)] N_1}. \quad (15)$$

Используя приближение RGD, уравнение (15) можно представить в виде:

$$k_{11} = \frac{[d(r_h(t)/r_h(0))/dt]_0}{(1 - r_{h,1}/r_{h,2}) [\sin(2aq)/2aq + 1] N_1}. \quad (16)$$

Для расчета константы скорости коагуляции  $k_{11}$  в уравнении (16) необходимо определить значение гидродинамического коэффициента -  $(1 - r_{h,1}/r_{h,2})$ . В работе [6] показано, что для двух сфер в жидкости с низким числом Рейнольдса, соотношение  $r_{h,1}$  и  $r_{h,2}$  равно  $r_{h,2}/r_{h,1} \approx 1,38$ . В случае если две сферы могут свободно вращаться, то  $r_{h,2} \approx 1,35r_{h,1}$ .

**Измерение скорости коагуляции малых частиц путем комплексного применения методов статического и динамического рассеяния света (SSDLS)**

Можно видеть, что как метод статического, так и метод динамического рассеяния света требует оценки величины  $I_2(q)/2I_1(q)$ , что осуществляется с использованием RGD-приближения. Но применение RGD-теории некорректно для частиц большого размера. Для решения этой проблемы Холтофф и др. [6] предложили подход, в котором уравнения (6) и (15) объединяются таким образом, что  $I_2(q)/2I_1(q)$  исключается из выражения для определения КСК (метод SSDLS). В результате получаем:

$$k_{11} = \{[d(r_h(t)/r_h(0))/dt]_0 / [1 - r_{h,1}/r_{h,2}] - [dI(q,t)/dt]_0 / I(q,0)\} / N_1. \quad (17)$$

Теперь уравнение (17) не ограничивается только случаем агрегации мелких частиц при измерении КСК [15].

**Усовершенствованные подходы к расчету форм-фактора**

Поскольку приближение RGD некорректно для крупных частиц, было разработано несколько различных теоретических подходов снимающих

ограничение на их размер. Это методы использующие приближение дискретного диполя (DDA) [16], модальный анализ (МА) [7] и метод Т-матрицы [17]. Возможности DDA и МА в работе с крупными частицами были проверены в ходе измерений КСК путем сравнения форм-факторов, рассчитанных с использованием методов DDA и МА, с экспериментальными результатами, полученными с помощью метода SSDLS [7].

Метод Т-матрицы [17] обладает расширенными возможностями для точного вычисления форм-фактора светорассеяния одиночными и составными сферическими частицами без ограничений по размеру или форме. Галлетто и др. [10] сравнили экспериментальные форм-факторы с расчетами, полученными соответственно методом Т-матрицы и RGD-аппроксимацией. Их измерения форм-факторов, основанные на методе SSDLS, были выполнены на разбавленных агрегирующих водных суспензиях, содержащих асимметричные дублеты частиц, состоящие из противоположно заряженных частиц полистирольного латекса. Они показали, что приближение RGD является надежным только до диаметров частиц около 250 нм, в то время как метод Т-матрицы очень точен для всех типов исследованных дублетов. Полученные результаты подтвердили пригодность метода Т-матрицы для точной оценки оптических свойств коллоидных частиц в микрометровом диапазоне [10].

#### **Концепция фрактальной размерности и подхода масштабирования**

Несмотря на очень хорошо разработанную область обратимой агрегации малых молекул в растворе, в литературе отсутствует информация относительно определения констант агрегации для крупных ( $R > 100$  нм) фрактальных кластеров, за исключением нескольких теоретических работ [18, 19, 20]. Покажем возможность экспериментального изучения процессов агрегации крупных кластеров на основе концепции фрактальной размерности и подхода масштабирования [21]. Рассмотрим случай монодисперсного коллоидного раствора крупных агрегатов состоящих их малых ( $a \ll \lambda$ ) мономеров. Интенсивность светорассеяния раствором элементарных рассеивателей (мономеров) пропорциональна их концентрации  $I(q) \propto N_0$ . Для фрактальных кластеров состоящих из  $N$  частиц интенсивность рассеяния света описывается формулой [22]:

$$I(q) = N^2 P_q S_q, \quad (18)$$

где  $S_q = (qR)^{-D_f}$  - структурный фактор,  $P_q$  - форм-фактор, который для малых частиц, размер которых много меньше длины волны рассеиваемого света ( $a \ll \lambda$ ), можно положить равным единице.

Если  $N$  частиц в кластере группируются в области меньшей обратной величины вектора рассеяния ( $R < q^{-1}$ ), то структурный фактор такого кластера тоже можно положить равным единице ( $S_q = 1$ ).

В рамках концепции фрактальной размерности количество элементарных рассеивателей в кластере определяется как:  $N = \left(\frac{R_k}{a}\right)^{D_f}$ , здесь  $R_k$  - радиус кластера,  $a$  - радиус элементарных рассеивателей,  $D_f$  -фрактальная

размерность кластера. В случае формирования из раствора мономеров концентрации  $N_0$  системы *малых* ( $R < q^{-1}$ ) фрактальных кластеров интенсивность светорассеяния изменится следующим образом:

$$I(q) \propto N_0 \rightarrow I(q) \propto N_k N^2 \rightarrow I(q, R) \propto \frac{N_0}{\left(\frac{R_k}{a}\right)^{Df}} \left(\frac{R_k}{a}\right)^{2Df} = N_0 \left(\frac{R_k}{a}\right)^{Df}. \quad (19)$$

То есть имеет место изменение интенсивности сигнала светорассеяния (по отношению к раствору в мономолекулярном состоянии) в  $\left(\frac{R_k}{a}\right)^{Df}$  раз. При этом интенсивности сигнала светорассеяния увеличивается с ростом размера кластера.

В случае формирования из раствора мономеров концентрации  $N_0$  системы *больших* ( $R > q^{-1}$ ) фрактальных кластеров интенсивность светорассеяния изменится следующим образом:

$$I(q) \propto N_0 \rightarrow I(q) \propto N_k N^2 S_q \rightarrow I(q, R) \propto \frac{N_0}{\left(\frac{R_k}{a}\right)^{Df}} \left(\frac{R_k}{a}\right)^{2Df} (qR_k)^{-Df} = N_0 \frac{1}{(aq)^{Df}}. \quad (20)$$

При этом имеет место изменение интенсивности сигнала светорассеяния (по отношению к раствору в мономолекулярном состоянии) в  $\frac{1}{(aq)^{Df}}$  раз. Для больших кластеров интенсивность сигнала светорассеяния перестает зависеть от их размера.

Используем сформированные закономерности для оценки скорости агрегации коллоидного раствора. Проведем измерение кинетики изменения величины гидродинамического радиуса кластеров  $R_h(t)$  в процессе их агрегации методом динамического светорассеяния. Параллельно, методом многоугольного статического светорассеяния, измерим кинетику изменения интенсивности светорассеяния  $I_q(t)$ . Интенсивность светорассеяния складывается из сигнала от кластерной и мономерной компоненты раствора  $I_0 = I_k + I_M$ .

Для малых кластеров ( $R < q^{-1}$ ) усиление сигнала светорассеяния в процессе агрегации связано как с процессом перехода части свободных мономеров в кластерную форму, так и с увеличением размера кластера.

Для больших кластеров ( $R > q^{-1}$ ) усиление сигнала светорассеяния в процессе агрегации связано только с процессом перехода части свободных мономеров в кластерную форму.

Согласно предложенной модели:

$$I_t \propto \left(1 - \frac{N_M(t)}{N_0}\right) \left(\frac{R_k(t)}{a}\right)^{Df} + \frac{N_M(t)}{N_0} \quad \text{для } (R < q^{-1}), \quad (21)$$

$$I_t \propto \left(1 - \frac{N_M(t)}{N_0}\right) \frac{1}{(aq)^{Df}} + \frac{N_M(t)}{N_0} \quad \text{для } (R > q^{-1}), \quad (22)$$

здесь  $N_0$  - полная концентрация мономеров,  $N_M$  - доля незакомплексованных мономеров. Вторые слагаемые с правой стороны в выражениях (21) и (22) имеют второй порядок малости и ими можно пренебречь. При этом кинетика

изменения концентрации кластеров  $N_k$  в растворе определяется отношением общего количества мономеров в кластерной форме к количеству мономеров в отдельном кластере.

Согласно (21) для *малых* кластеров:

$$N_k(t) = N_0 \left(1 - \frac{N_M(t)}{N_0}\right) \left(\frac{R_k(t)}{a}\right)^{-Df} = \frac{N_0 I(t)}{\left(\frac{R_k(t)}{a}\right)^{2Df}}. \quad (23)$$

Для случая *больших* кластеров, согласно (22):

$$N_k(t) = \frac{N_0 \left(1 - \frac{N_M(t)}{N_0}\right)}{\left(\frac{R_k(t)}{a}\right)^{Df}} = \frac{N_0 I(t) (aq)^{Df}}{\left(\frac{R_k(t)}{a}\right)^{Df}}. \quad (24)$$

Кинетика агрегации кластеров описывается уравнением Смолуховского:

$$\frac{dN_k}{dt} = \frac{k_{nn}}{2} N_k^2. \quad (25)$$

Тогда константу скорости агрегации можно представить в виде:

$$k_{nn} = \frac{2 \frac{dN_k}{dt}}{N_k^2}. \quad (26)$$

Производную  $\frac{dN_k}{dt}$  получаем графически путем построения касательной к кинетической кривой  $N_k(t)$ . Концентрация кластеров также определяется из вида кинетической кривой  $N_k(t)$  [21].

### Заключение

В работе продемонстрирована возможность контроля агрегационной устойчивости коллоидных растворов с помощью методов статического и динамического светорассеяния. Показано, что при использовании одной отдельной методики необходимо дополнительно производить расчет форм-фактора светорассеяния, как отдельных частиц, так и их агрегатов. Для расчета форм-фактора предлагается использовать несколько теоретических методов, включая RGD, DDA, MA и метод Т-матрицы. При одновременном использовании двух методов светорассеяния (методика SSDLS) необходимость расчета величины форм-фактора отпадает.

Также продемонстрирована возможность экспериментального изучения процессов агрегации крупных кластеров на основе концепции фрактальной размерности и подхода масштабирования.

### Список литературы

1. Марков В. Ф. Поверхностные явления и дисперсные системы: учеб. пособие / В. Ф. Марков, Л. Н. Маскаева, Т. А. Алексеева, Т. В. Виноградова, Л. А. Брусницына. Екатеринбург: УрФУ, 2010. 110 с.
2. R. Folkersma, A. J. G. van Diemen and H. N. Stein// J. Colloid Interface Sci. 1998, 206, p.482–493.
3. W. L. Yu, E. Matijevic and M. Borkovec// Langmuir, 2002, 18, p.7853– 7860.
4. J. Gregory// Adv. Colloid Interface Sci., 2009, 147–148, p.109–123.

5. M. von Smoluchowski// *Z. Phys. Chem.*, 1917, 92, p.129–168.
6. H. Holthoff, S. U. Egelhaaf, M. Borkovec, P. Schurtenberger and H. Sticher// *Langmuir*, 1996, 12, p.5541–5549.
7. H. Holthoff, M. Borkovec and P. Schurtenberger// *Phys. Rev. E: Stat. Phys., Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top.*, 1997, 56, p. 6945– 6953.
8. J. W. T. Lichtenbelt, C. Pathmamanoharan and P. H. Wiersema// *J. Colloid Interface Sci.*, 1974, 49, p. 281–285.
9. H. Matsuoka, H. Murai and N. Ise // *Phys. Rev. B*, 1988, 37, p. 1368– 1375.
10. P. Galletto, W. Lin, M. I. Mishchenko and M. Borkovec// *J. Chem. Phys.*, 2005, 123, p. 064709.
11. J. H. van Zanten and M. Elimelech// *J. Colloid Interface Sci.*, 1992, 154, p.1–7.
12. W. D. Young and D. C. Prieve, *Langmuir*, 1991, 7, 2887–2892. Z. W. Sun// *J. Liu and S. H. Xu, Langmuir*, 2006, 22, p. 4946–4951.
13. G. Gillies, W. Lin and M. Borkovec// *J. Phys. Chem. B*, 2007, 111, p. 8626–8633.
14. P. Galletto, W. Lin and M. Borkovec// *Phys. Chem. Chem. Phys.*, 2005, 7, p. 1464–1471.
15. M. Berka and J. A. Rice// *Langmuir*, 2004, 20, p. 6152–6157
16. B. T. Draine and P. J. Flatau// *J. Opt. Soc. Am. A*, 1994, 11, p. 1491– 1499.
17. A. Quirantes and A. Delgado// *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 2003, 78, p. 179–186.
18. X. Zhao, A. Striolo, P.T. Cummings. // *Biophys. J.* 2005,89, 6, p. 3856.
19. D.P. Voronin, A.S. Buchelnikov, V.V. Kostjukov, S.V. Khrapatiy, D. Wyrzykowski, J. Piosik, M.P. Evstigneev// *J. Chem. Phys.* 2014, 140, 10, p.104909-1 – 104909-5.
20. Y.I. Prylutskyy, A.S. Buchelnikov, D.P. Voronin, V.V. Kostjukov, U. Ritter, J.A. Parkinson, M.P. Evstigneev// *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2013,15, 23, p.9351-9360.
21. Э.К. Алиджанов, И.Е. Кареев, В.П. Бубнов, А.И. Котов, С.Н. Летута, Ю.Д. Лантух, Д.А. Раздобреев. Кинетика самосборки кластеров эндодральных металлофуллеренов в полярном растворителе// *Физика твердого тела*, 2023, том 65, вып.9, с. 1618-1625.
22. В.И.Ролдугин . Свойства фрактальных дисперсионных систем.//*Успехи химии* 2003, 72 (11), с. 1027-1054

# **СОЦИАЛЬНОЕ ПАРТНЕРСТВО КАК ОДИН ИЗ ФАКТОРОВ ФОРМИРОВАНИЯ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ КУЛЬТУРЫ БУДУЩИХ ИНЖЕНЕРОВ МЕДИКО-ТЕХНИЧЕСКОГО ПРОФИЛЯ**

**Бакаев А.А., Маленкина К.А.**

**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»**

В настоящее время тенденция развития российской экономики обуславливает необходимость выстраивания партнерских отношений между организациями высшего образования и производственными предприятиями. Особо значительно эта проблема проявляется в процессе подготовки инженерных кадров в условиях «новой индустриализации» и импортозамещения.

В основе оценки результатов обучения будущих инженеров лежат прямые требования работодателей, что определяет необходимость участия предприятий-заказчиков кадров в процессе формирования у студентов профессиональных компетенций. Анализ практического опыта и научных работ по данной проблеме позволил сделать вывод о том, что взаимодействие с работодателями по подготовке кадров осуществляется наиболее эффективно на уровне выпускающей кафедры в рамках социального партнерства [1; 2; 3].

Социальное партнерство в рамках профессиональной подготовки инженерных кадров становится одним из главных аспектов управления в образовательных системах, поскольку такая форма взаимодействия направлена на повышение результативности профессионального образования, когда «происходит согласование интересов сторон на основе соблюдения равноправия сторон, заинтересованности, добровольности, учета интересов партнеров, приоритета примирительных методов и процедур, соблюдения образовательных стандартов, обязательности исполнения договоренностей и др.» [4].

Взаимодействие образовательных учреждений с работодателями может осуществляться с помощью различных форм сотрудничества. Одна из распространенных – заключение договоров о практической подготовке специалистов. В рамках этих договоров предприятия и образовательные учреждения сотрудничают в разработке образовательных программ, проведении производственных и преддипломных практик для студентов, а также приеме их на работу после окончания обучения. Это позволяет студентам получить практический опыт работы в выбранной сфере деятельности, ознакомиться с производственными процессами и технологиями, а также приобрести необходимые навыки и умения. Предприятия могут принимать участие в днях открытых дверей, которые организуются образовательными учреждениями в рамках профориентационной работы. Еще одной формой взаимодействия является участие специалистов в учебном процессе.

Специалисты предприятий могут проводить семинары, мастер-классы, преподавать специальные дисциплины, участвовать в разработке методических материалов и учебных пособий.

Работодатели принимают участие в определении требований к выпускникам в части их умений и компетенций, что позволяет образовательным учреждениям корректировать свои образовательные программы в соответствии с потребностями рынка труда. В свою очередь, образовательные учреждения могут привлекать представителей предприятий к итоговой оценке качества выпускников.

Целенаправленное взаимодействие с партнерами обуславливает расширение способов профессиональной деятельности преподавателей образовательных учреждений. В связи с этим одной из форм взаимодействия становится стажировка преподавателей на предприятиях. Стажировки преподавателей позволяют им ознакомиться с производственными процессами и технологиями, современным оборудованием и инструментами, а также приобрести практические навыки и умения, необходимые для подготовки студентов. По итогу, взаимодействие образовательных учреждений с работодателями - это взаимовыгодный процесс, который способствует подготовке специалистов, соответствующих требованиям рынка труда, а также повышению качества и эффективности образовательного процесса.

В современных условиях кафедра медико-биологической техники Оренбургского государственного университета выстраивает с организациями – базами практик среду партнерских отношений (рис.1), которая ориентирована на совместную подготовку специалистов и проведение совместных научных исследований, разработок и проектов.

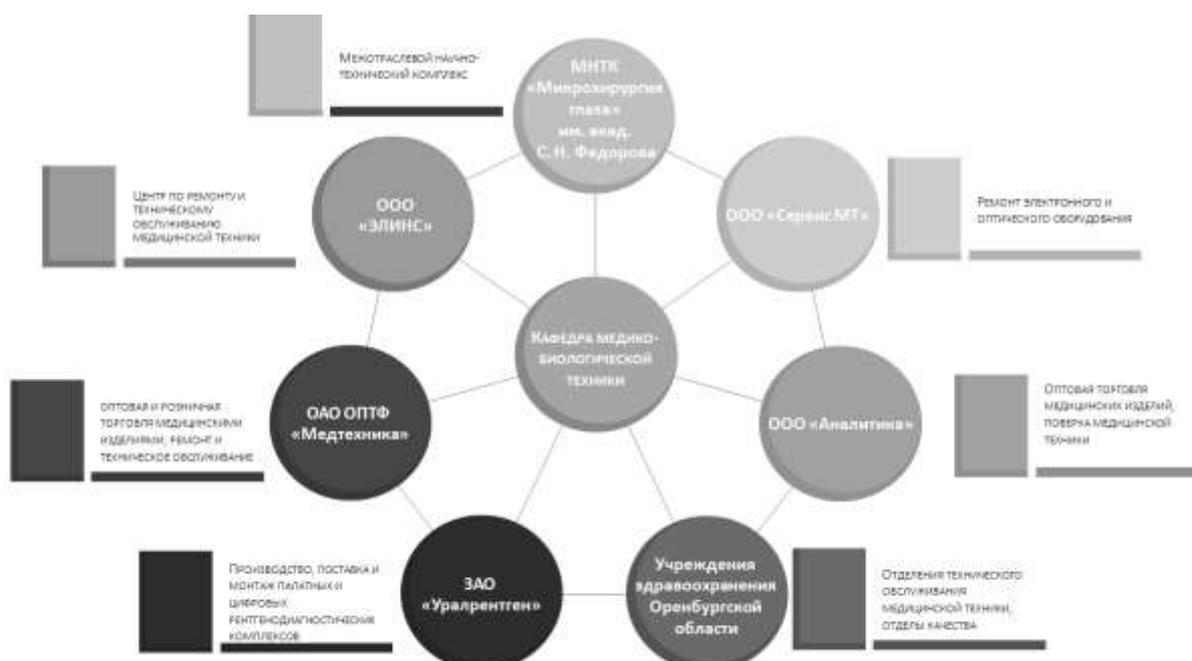


Рисунок 1 – Среда партнерских отношений с предприятиями-работодателями кафедры медико-биологической техники Оренбургского государственного университета

Результаты научно-исследовательских работ студентов выносятся на научно-практические конференции, представляются для участия в конкурсах различного уровня. Совместно с работодателями периодически проводятся научно-практические мероприятия, в которых принимают участие студенты. Необходимо отметить, что инновационные задачи, разрабатываемые студентами на старших курсах в курсовых проектах и при прохождении производственной практики, имеют практическое применение и становятся темой для дальнейшего исследования, которое завершается выпускной квалификационной работой.

Во всех представленных предприятиях студенты кафедры медико-биологической техники плодотворно работают над научно-исследовательскими проектами по заказу предприятий.

Производственные предприятия заинтересованы в таком сотрудничестве, поскольку оно позволяет:

- повысить эффективности процессов кадрового обеспечения региональной экономики;
- развивать кадровый потенциал на долгосрочную перспективу, привлекать и удерживать кадровые ресурсы,
- осуществлять подготовку и переподготовку высококвалифицированных кадров, в том числе в соответствии с мировыми стандартами и требованиями рынка.

Основными результатами сотрудничества между кафедрой и работодателем являются:

- формирование взаимных требований к системе профессионального образования и к новым проектам, актуальным для конкретного региона;
- формирование взаимных требований к качеству подготовки будущих специалистов, к ее формам и содержаниям;
- непрерывная актуализация знаний представителей кафедры, обсуждение насущных проблем в конкретных областях профессиональной деятельности.

Таким образом, предприятие и высшее учебное заведение являются двумя сторонами образовательного процесса. Взаимодействие между высшими учебными заведениями и предприятиями в реальном секторе экономики играет ключевую роль в повышении качества подготовки высококвалифицированных кадров. Однако, для успешного сотрудничества между ними требуются значительные организационные усилия. В этом контексте, важным шагом в рамках политики занятости является разработка четкой системы взаимодействия между университетами и работодателями, особенно на региональном уровне. Такой подход поможет снизить напряженность на рынке труда, уменьшить уровень безработицы. От эффективности обратной связи между ними зависит степень соответствия качества подготовки специалистов

требованиям работодателя, формирование устойчивой исследовательской культуры, что в конечном итоге способствует трудоустройству выпускников вуза.

#### Список литературы

1 Вадова, Л. Ю. Система взаимодействия вуза и работодателей в подготовке будущих специалистов / Л. Ю. Вадова // Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований. – 2016. – № 5-2. – С. 311-315.

2. Пупенкова Т.П. Социальное партнерство в среднем профессиональном образовании [Электронный ресурс]//Гуманитарные научные исследования. – 2013.— № 5.

3. Технологии организации образовательной деятельности в инновационном вузе/под ред. А.В. Князевой.— Тольятти: Тольяттинский гос. ун-т, 2007.— 375 с.

4 Шипилина, Л. А. Взаимодействие сотрудников кафедры с работодателями при подготовке магистров: опыт реализации практико-ориентированной модели обучения / Л. А. Шипилина // Профессиональное образование в России и за рубежом. – 2013. – № 4(12). – С. 58-63.

# **РОЛЬ ТАЙМ-МЕНЕДЖМЕНТА В ПРОЦЕССЕ ОБУЧЕНИЯ ИНЖЕНЕРОВ**

**Баклан А. А.**

**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования**

**«Оренбургский государственный университет»**

В нынешний век технологий время стало более скоротечно. Каждый день человечество изобретает что-то новое, а мир претерпевает изменения. Студенты ВУЗов одни из первых ощущают эти изменения на себе, они ежедневно должны успевать за нововведениями для успешного выполнения своих задач в учебной среде.

В свою очередь, компетентному инженеру в текущих реалиях необходим навык правильной расстановки приоритетов, как при решении текущих личных задач, так и задач в учебной и трудовой деятельности. Такой подход становится наиболее важным, поскольку у современных студентов очевидна тенденция совмещения учебных занятий и работы для приобретения опыта и практических навыков. Вместе с этим не стоит забывать, что студенты занимаются спортом, имеют хобби, семью и друзей. Поэтому изучение методик и способов управления временем на основе индивидуального тайм-менеджмента, представляется на наш взгляд, актуальным и будет способствовать повышению самоорганизации и личностному развитию [1].

Значительный вклад в изучение технологии тайм-менеджмент был внесен О.Н. Азаровой, Г.А. Архангельским, С.В. Бехтеревым, С.И. Калининим, С. Кови, М.А. Лукашенко, А.Макензи, Т.В. Телегиной. Под самоорганизацией учебной деятельности С.С. Котова понимает: «деятельность студента, побуждаемую и направляемую целями самоуправления и саморегулирования своей профессионально значимой учебной работы, осуществляемую посредством системы интеллектуальных операций, ориентированных на решение задач самостоятельной рациональной организации своего учебного труда» [2].

Тайм-менеджмент представляет собой набор методов, помогающих организовать личное время человека таким образом, чтобы достичь максимальной производительности в работе и учебном процессе. Используя эти методы можно вовремя достичь поставленных целей и задач, повысить эффективность и результативность. Именно такой инструмент в руках студента, стремящегося стать квалифицированным инженером, позволит достичь всех поставленных целей. Тем более не просто достичь, а сделать это наиболее эффективно, приложим оптимальное количество усилий, как этого и требует его будущая профессия.

Основная задача, которую ставит перед собой тайм-менеджмент – это повышение продуктивности. Ведь как известно, человек использует лишь малую долю своего рабочего потенциала. При правильном планировании

можно распределять время так, что количество времени, которое уходит на работу, будет меньшим, а эффективность труда станет выше.

В основу тайм-менеджмента входит управление временем, включающее в себя планирование, управление приоритетами, делегирование, самоконтроль, анализ эффективности и постоянное совершенствование. Планирование включает в себя как определение задач для выполнения, описание временных рамок и приоритетов, так и разработку плана отдыха, повышающего продуктивность за счет снижения усталости. Управление приоритетами подразумевает выбор наиболее значимых задач для достижения поставленных целей. Делегированием является распределение обязанностей в несколько этапов с учетом наиболее эффективной работы. Контроль включает процесс отслеживания использования временных рамок в течение дня или недели для выявления областей, нуждающихся в доработке. Под анализом эффективности понимается процесс оценки достижения личных и профессиональных целей, а постоянное совершенствование подразумевает улучшение производительности с помощью развития определенных навыков и методов [3].

Становится очевидна необходимость и важность технологий тайм-менеджмента для последующего личностного и профессионального роста студентов. Личностно-профессиональный рост рассматривается как непрерывный процесс раскрытия личностно-профессионального потенциала, влияющего на педагогическую деятельность. Университет в таком случае выступает как один из источников профессионального роста, именно здесь происходит становление ценностных ориентаций будущего специалиста.

К тому же, стоит учитывать, что в последнее время в связи с принятием и реализацией новых федеральных государственных образовательных стандартов (ФГОС) прослеживается тенденция в увеличении объема самостоятельной работы, предусмотренной учебными планами. Такой подход к образовательному процессу накладывает дополнительную необходимость в изучении студентами технических специальностей технологий тайм-менеджмента. Те полезные навыки, которые они смогут при этом приобрести, позволят им не только покорять карьерные высоты в будущей профессиональной деятельности, но и большим успехом решать задачи во время учебного процесса.

Как результат – студент, владеющий методиками тайм-менеджмента:

1. постоянно развивается в разных сферах деятельности;
2. правильно распоряжается собственным временем;
3. продуктивно работает в любых, даже самых нестандартных ситуациях;
4. четко выделяет цели в порядке приоритетности;
5. справляется с делами в минимальные сроки;
6. менее других подвержен стресс-факторам.
7. более четко определяет свое будущее.

Всё это даёт будущему инженеру дополнительное конкурентное преимущество на рынке труда. Такой специалист будет выгодно отличаться среди других сотрудников в организации, что позволит ему быстрее

продвигаться по карьерной лестнице, получать различные премии и поощрения. Именно практика изучения технологий тайм-менеджмента в процессе обучения в университете даёт возможность стать по-настоящему успешным человеком.

Для эффективного управления временем предлагают множество методик и технологий, которые на практике показали свое успешное применение. Рассмотрим самые известные методики тайм-менеджмента.

Матрица Эйзенхауэра. Суть матрицы заключается в обобщении принципа Парето, основная идея которого заключается в отделении важных дел от второстепенных и избавление от ненужных. Структура матрицы состоит из двух осей и делится на четыре квадрата. Оси показывают важность и срочность дел, согласно которым дела распределяются по квадратам [4]. Данную методику, легко реализовать в учебной деятельности студента. Для этого требуется изобразить данную таблицу и распределить свои виды работ, которые нужно выполнить. Пример использования матрицы Эйзенхауэра представлен в таблице 1.

Таблица 1 – Пример использования матрицы Эйзенхауэра.

	Срочно	Не срочно
Важно	Экзамен через 2 дня Подготовка к семинару завтра	Защита доклада через 2 недели Выбор организации для прохождения практики
Не важно	Помощь в организации студенческой осени Посещение университетского чемпионата по шахматам	Поход с одногруппниками в библиотеку Чтение внеучебной литературы

При подобном анализе работ у студента появляется точное представление о важности и срочности его дел и обязанностей. Распределив свои дела в соответствии с данными критериями, студент может четко и ясно распоряжаться своим временем.

Принцип Парето. Принцип Вильфредо Парето заключается в том, что 20 процентов затрат своего времени достаточно для того, чтобы получить 80 процентов от желаемого результата. И, наоборот, 80 процентов затрат времени могут дать лишь 20 процентов результата. Данная методика подразумевает отсечение ненужных задач и правильное расставление приоритетов. Малоэффективные задачи, а также задачи, требующие большого объема времени, но не приносящие нужного результата, следует отбросить и заниматься более важными делами [5]. Если студент сможет сочетать принцип Парето и матрицу Эйзенхауэра, его результаты будут расти в геометрической прогрессии и приближаться к значению 20/80, что повысит уровень успеваемости студента.

При овладении этими навыками успеваемость студента значительно повысится, поскольку подготовка к сессии начнется задолго до ее начала, а ежедневные навыки студента по организации и вдумчивому распределению

времени помогут лучше осваивать и применять полученные знания и навыки не только в процессе учебы, но и в будущей трудовой деятельности. При всех преимуществах подобных методов, они к тому же, не требуют сверх усилия для их выполнения, и нет необходимости в дополнительном оборудовании.

Таким образом, применение различных инструментов тайм-менеджмента для самоорганизации, даёт будущим инженерам возможность развить в себе способности к более эффективному использованию резервов личного времени и других необходимых ресурсов с целью достижения определённых целей и саморазвития на протяжении всей жизни. В контексте студенческой жизни эффективный тайм-менеджмент помогает студентам не только успешно учиться, но и иметь время на личные интересы, социальные активности и отдых. Человек, чувствуя, что это он управляет временем, а не время им, меньше тревожится. Он больше уверен в собственных силах, способен строить долгосрочные и реалистичные планы. Такие люди отличаются позитивом, энтузиазмом, горящими глазами. В день они решают огромное количество задач, но при этом не выглядят измученными или уставшими. Наоборот, их энергия бьет через край. Секрет прост – они умеют грамотно распоряжаться каждой секундой своей жизни. Именно такие специалисты нужны нашему государству.

#### Список литературы

1. Карпова, И.С. Тайм-менеджмент как важнейшая технология организации времени студентов университета // Прогрессивные технологии развития. – 2018. – № 12. – С. 95-97.
2. Котова, С.С. Самоорганизация учебно-профессиональной деятельности студентов: монография: Екатеринбург: Изд-во Рос. гос. проф. – пед. ун-та. – 208 с.
3. Психологические аспекты тайм-менеджмента Сергеев И.В., Шакирова Д.М. В сборнике: Государство, общество, личность: история и современность. Сборник статей IV Международной научно-практической конференции. Пенза, 2021. С. 149-151.
4. Гений, А. Высокоэффективный тайм-менеджмент по Матрице Эйзенхауэра / А. Гений. – М.: АСТ, 2018. – 308-320 с.
5. Александр Горбачев. Тайм-менеджмент в два счета. — С-Пб.: Питер, 2009. – 139-142 с.

## **ВОЗМОЖНОСТИ ТЕХНОЛОГИЙ ОБУЧЕНИЯ В КУРСЕ ФИЗИКИ ПРИМЕНЯЕМЫЕ В УНИВЕРСИТЕТСКОМ ОБРАЗОВАНИИ**

**Белокопытова О.Г., канд.пед.наук**

**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования**

**«Оренбургский государственный университет»**

Институт является специализированной школой, где для получения выбранного направления надо познавать всеобщие законы развития природы, общества и мышления, изучать многие науки и, наконец, стать Человеком, знать и умело использовать связи между физикой и математикой, физикой и химией, физикой и биологией и другие.

Современное общество нуждается в активных, мобильных, деятельностных людях, которые могли бы адаптироваться в меняющихся условиях труда, способных к самообразованию, саморазвитию и самовоспитанию. Для выполнения данного социального заказа педагоги обращаются к различным технологиям и методам обучения, которые сочетают интересы общества и личности.

Мы – педагоги, должны помнить, что выпускаем из университета не только специалиста, определенной отрасли народного хозяйства, но и человека, одной из отличительных черт которого является развитое мировоззрение.

Решая повседневные узкоспециальные задачи вузовской работы, нам необходимо одновременно со студентами, не стихийно, а строго продуманно развивать у них определенные взгляды, убеждения, идеалы, ценности и т.д. Много в этом деле зависит от педагога, хотя обучение не односторонний процесс, а студент не только объект, но и субъект, действующий активно, самостоятельно и, что очень желательно, творчески.

Преподаватель, прежде всего, стремится вызвать интерес к изучаемой науке и к процессу познания вообще. Отведенные для занятия часы должны проходить увлекательно, энергично, захватывать студентов решением практических задач, ответом на поставленные жизнью вопросы.

Физика – очень сложная наука, которая взаимосвязана со многими изучаемыми в университете дисциплинами. Поэтому мы считаем, что одной из обязанностей преподавателя является то, что он должен показывать связь рассматриваемого вопроса с тем или другим разделом своей науки, а также изученных ранее других областей познания. И на наш взгляд, только тогда появляется у студентов интерес и более объективное и осознанное суждение по рассматриваемой теме.

Правильное взаимоотношение преподавателя и студента, продуманная организация учебного процесса способствуют развитию логичности мышления у студентов, воспитывают вкус к изучаемым наукам, развивают естественнонаучное мировоззрение и предпосылки для его реализации в поведении будущих специалистов. Какой бы ни был опытный преподаватель,

он обязан продумывать каждое свое занятие. Методы обучения и воспитания не должны отставать от времени и умения их совершенствовать – один из главных признаков творчества педагога, требования жизни к уровню и развитию которого быстро возрастают в современную эпоху.

Мы считаем, что содержание дисциплины физики должно способствовать тому, чтобы процесс обучения был динамичным и систематизированным, чтобы на каждом занятии проходило активное действие всех познавательных способностей и эмоциональных чувств студентов, а усвоение знаний способствовало всестороннему их развитию. Для этого мы специально отбираем и систематизируем учебный материал, постепенно увеличиваем объем сложных понятий и теорий, требующих активного внимания, памяти, наблюдательности, мышления. Для самостоятельной работы студентов нами предусмотрены много различных наблюдений, экспериментальных, конструктивных и графических работ, разных расчетов, построений и т.д., значительно усиливающих развитие познавательных интересов и способностей ребят.

«Технология» происходит от греческого *techne* – искусство, мастерство и *logos* – наука, закон. Слово «технология» пришло в педагогику с производства и означает следующее:

- это характеристика целостного, завершенного процесса;
- это система методов и средств целенаправленного изменения состояния объекта;
- обеспечивает устойчивую, гарантированную эффективность некоторой производственной деятельности.

Современная педагогическая наука использует термин «технология» и в таком сочетании, как «технология обучения образовательного процесса» [2]. В образовательных технологиях подразумевается еще и воспитательный аспект, связанный с формированием и развитием личности.

Представление о педагогической технологии в исторической ретроспективе впервые было представлено в исследованиях Фрадкина Ф.А. и его единомышленников: Богомоловой Л.И., Рогачевой Е.Ю., Мезенцевой С.И., Осуховой Н.Г., Плоховой М.Г., Кирсановой Л.А. и др.

В последнее время все чаще появляются комплексные образовательные технологии, которые охватывают психологические, общепедагогические, дидактические, частнометодические процедуры взаимодействия преподавателей, научных сотрудников и студентов. Функциональное объединение таких технологий создает благоприятные условия для целенаправленного формирования у обучаемых взаимосвязанных разносторонних знаний, свойств, навыков и умений, определяющих высокий творческий уровень профессиональной деятельности.

Сегодня наиболее продуктивными и перспективными в вузах являются профессионально-ориентированные образовательные технологии, которые позволяют организовать учебный процесс с учетом профессиональной направленности обучения, а также личности обучающегося.

Исходными данными для проектирования профессионально-ориентированной технологии выступают образовательные и профессиональные стандарты с учетом целей и содержания обучения, а также положительный потенциал и творческие возможности личности. Методика такого обучения студентов высшей школы предполагает:

- учет межпредметных связей;
- ориентацию на индивидуальные возможности студентов;
- тесную взаимосвязь теории и практики (контроль и коррекцию аудиторной и самостоятельной работы студентов);
- возможность видоизменять, варьировать соотношение объема и последовательности выполнения заданий;
- опору на достижения дидактики, отражающие взаимосвязанную деятельность педагога и студента.

Технологии, какими бы они не были, нужно применять согласно подходам исследования в образовании.

Мы в своей работе часто используем следующие подходы:

1) Личностно-деятельностный подход (В.А.Сластенин, Е.Н.Шиянов и др.): его реализация предполагает моделирование в учебной деятельности студентов задачной структуры педагогической деятельности, которая обеспечивает возможность непрерывного погружения студентов в контекст их будущей профессиональной деятельности. Основной тип управления — рефлексивное управление. Суть его в том, что студент становится субъектом собственной деятельности, благодаря которой у него формируется способность к самоуправлению (саморегуляции, самоорганизации, самоконтролю). Основная форма организации ситуативного взаимодействия педагога и студента в педагогическом процессе — диалог.

Исследование рефлексивного компонента мышления - одно из активно разрабатываемых направлений современной психологии мышления. В исследованиях И.Н.Семенова, С.Ю.Степанова, В.К.Зарецкого рефлексия рассматривается как структурный элемент мышления. Общим механизмом познавательной деятельности является рефлексивно-личностная регуляция мыслительного процесса как способ устранения различных разрывов в предметно-операционном поиске мышления. Поскольку рефлексия имеет диалогическую природу и структуру, то мы считаем, что в учебный процесс должны быть включены задания на упражнения по рефлексии и ее развитию.

Никто и ничто не может приспособить человека к жизни лучше, чем он сам. Поэтому правы В.В.Давыдов и Д.Б.Эльконин, разработав концепцию развивающего обучения, в том, что придают решающее значение в обучении собственной активности ребят, считая, что воспитание и обучение достигают своей цели – развития обучаемого – при умелом направлении его собственной деятельности. А учебная деятельность – это деятельность по самоизменению, ее продуктом являются те изменения, которые произошли в ходе выполнения в самом субъекте.

2) Личностно-ориентированный подход (В.В.Сериков и др.): основой такого образования является учебная ситуация. Ее конструирование предполагает использование трех типов технологии:

- представления элементов содержания образования в виде разноуровневых личностно-ориентированных задач (технология задачного подхода);
- усвоение содержания в условиях диалога как особой дидактико-коммуникативной среды, обеспечивающей субъектно-смысловое общение, рефлекссию, самореализацию личности (технология учебного диалога);
- имитации социально-ролевых и пространственно-временных условий, обеспечивающих реализацию личностных функций в ситуациях внутренней конфликтности, коллизийности, состязания (технология имитационных игр).

В данном случае совокупность факторов «задача — диалог — игра» образует базовый технологический комплекс личностно-ориентированного обучения.

Мы согласны с точкой зрения Ш.А.Амонашвили, который писал: «Цель личностно-ориентированного образования не сформировать и даже не воспитать, а найти, поддержать, развить человека в человеке и механизмы самореализации, саморазвития, адаптации, саморегуляции, самозащиты, самовоспитания и другие, необходимые для становления самобытного личностного образа и диалогического и безопасного взаимодействия с людьми, природой, культурой, цивилизацией». А это все, в свою очередь, лежит в основе педагогики сотрудничества (Ш.А.Амонашвили, В.Ф.Шаталов, Е.Н.Ильина и др.), где рассматривается совместный труд педагогов, взаимодействие учащихся друг с другом, с преподавателем, с внешней средой.

Диалог в разных сферах человеческой деятельности подчиняется определенным правилам, без которых эта деятельность не может состояться. Любая игра лишь тогда «играется», когда ее участники добровольно соглашаются соблюдать принятые в этой игре правила.

На основе диалога мы стараемся создать условия, при которых студенты "прожили" бы обучение, а не "отбыли" его. Диалог "учитель-учитель", "ученик - ученик" - это диалог человека с человеком, а не просто обучающего и обучающегося, хотя обучение на уроке свело их друг с другом.

При обучении естественнонаучным дисциплинам мы придерживаемся мнения А.В.Усовой, что более эффективные результаты дают методы рационального обучения, обладающие свойствами широкого переноса. Они способствуют усвоению системы знаний, а также вооружению ребят целым рядом умений и навыков, многие из которых являются общими для естественнонаучных дисциплин.

К настоящему времени уже ясно видно, что ни одна технология в процессе ее проектирования и внедрения в практику вуза не сохраняет свою «стерильность»: конкретные педагогические условия, накладывая свой отпечаток, делают ее комплексной, политехнологичной. Преподаватель, ориентируясь на наиболее часто встречающиеся в его практике ситуации,

отбирает различные приемы, методы, средства из нескольких обобщенных технологий, создавая тем самым свою, конкретную технологию преподавания данного предмета.

Академик Г.С.Ландсберг указывал, что «преподавание не может быть, конечно, исчерпывающим, однако его необходимо строить таким образом, чтобы в дальнейшем учащийся мог и должен был бы доучиваться, но никогда не был бы вынужден переучиваться».

#### Список литературы

- 1) Активизация познавательной деятельности учащихся при изучении физики: по-соб. для учителей. – М.: Просвещение, 1983. – 160 с.
- 2) Андреев В.И. Педагогика: Учебный курс для творческого саморазвития. – 2-е изд. – Казань: Центр инновационных технологий, 2000. – 608 с.
- 3) Кларин, М.В. Педагогическая технология в учебном процессе / М.В. Кларин. – М.: Педагогика, 1989. – 225 с.
- 4) Педагогика. Учебное пособие для студентов педагогических вузов и педагогических колледжей / Под ред. П.И. Пидкасистого. – М.: Педагогическое общество России, 2004. – 608 с.
- 5) Савельев А.Я. Новые информационные технологии в обучении // Современная высшая школа. – Варшава. 1990. №3-4.
- 6) Селевко Г.К. Современные образовательные технологии / Г.К. Селевко: учеб. пособ. для пед. ВУЗов и институтов повышения квалификации. – М.: Народное образование, 1998.
- 7) Словарь-справочник по педагогике / Авт.-сост. В.А. Мижериков; Под общ. ред. П.И. Пидкасистого. – М.: ТЦ Сфера, 2004. – 448 с.
- 8) Современный словарь по педагогике / Сост. Рапацевич Е.С. – Мн.: «Современное слово», 2001. – 928 с.
- 9) Фрадкин Ф.А. Введение в педагогическую специальность [Текст]: Лекции-диалоги / Ф.А. Фрадкин, Л.И. Богомолова. – М.: ТЦ "Сфера", 1996. – 60 с.

# **ПРИМЕНЕНИЕ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ В КОМПЕТЕНТНО-ОРИЕНТИРОВАННОМ ПОДХОДЕ ПРИ ОБУЧЕНИИ СТУДЕНТОВ ЗАОЧНОЙ ФОРМЫ ОБУЧЕНИЯ**

**Бурдова Е.В., канд.техн.наук, доцент,  
Галеева Э.И., канд.хим.наук**

**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Казанский национальный исследовательский технологический  
университет»**

Одной из основных целей системы высшего образования является обеспечение подготовки высокообразованных людей и высококвалифицированных специалистов, способных к профессиональному росту и профессиональной мобильности в условиях информатизации общества и развития новых наукоемких технологий. Применение компетентно-ориентированного подхода способствует достижению поставленной цели, а также помогает более глубокому и комплексному освоению знаний и способов практической деятельности, обеспечивающих успешное функционирование человека в ключевых сферах жизнедеятельности в интересах как его самого, так и государства и общества [1].

Дисциплина «Физика» является основой высшего технического образования. Она относится к базовой части математического и естественнонаучного профессионального цикла ООП и направлена на расширение и углубление познания общего физического мировоззрения, фундаментальных законов и закономерностей, необходимых для успешного освоения специальных дисциплин и применения этих знаний в избранной профессии, а также приобретение навыков использования различных методик физических измерений и обработки экспериментальных данных; обучение способам применения методов физико-математического анализа к решению конкретных естественнонаучных и технических проблем. В результате происходит формирование набора специальных знаний и компетенций, необходимых для выполнения научно-исследовательской, инновационной, производственно-технологической, организационно-управленческой, проектно-конструкторской и проектно-технологической профессиональной деятельности.

Данная дисциплина является обязательной для многих специальностей технического профиля как очной, так и заочной форм обучения. Однако, в последнем случае есть ряд сложностей, поскольку «преподаватель и студент в буквальном смысле дистанцированы во времени и пространстве» [2]. Заочная форма обучения требует от студента большого количества времени для самостоятельной работы, а от преподавателя – проводить регулярный тщательный контроль. Руководителям же вуза приходится подбирать преподавателей не только с теоретическими, но и с практическими знаниями и навыками, поскольку многие заочники совмещают учебу с работой [3]. И,

несмотря на то что педагоги отмечают более низкую успеваемость заочников в сравнении со студентами очных отделений, эффективность обеих форм обучения оценивается как одинаковая. Данный факт позволяет экспертам сделать предположение о дальнейшем развитии заочной формы без отрыва от работы [4].

Сформировать у студентов в процессе обучения требуемые компетенции – довольно сложная задача. Это связано, во-первых, с отсутствием у обучаемых системно-эволюционного стиля мышления и навыков самостоятельной работы, а также внутренней мотивации студентов, низким уровнем знаний физики и математики, которые студент должен знать в пределах программы средней школы как минимум на базовом уровне. Так, по итогам экзаменационной компании в Татарстане в 2023 году доля выпускников, сдающих физику, уменьшилась на 2,9 %, а профильную математику – на 0,3 %. Средний балл по физике в Татарстане составил 58,94, а лучший результат – 75,9 балла. Согласно данным Рособнадзора количество школьников, сдающих ЕГЭ по физике неуклонно снижается. Если в 2020 году было 139,5 тыс. человек, в 2021 году – 128 тыс. человек, в 2022 году – 100 тыс. человек, то в 2023 году всего 89 тыс. человек, что составило только 14 % от всех выпускников школ, закончивших 11 классов. Это очень мало, поэтому в последнее время все чаще наблюдается тенденция зачисления абитуриентов на основании тестов по информатике, химии и даже по биологии и английскому языку. Во-вторых, со сложностью самой дисциплины. И, наконец, с проблемами, связанными с самой заочной формой обучения, такими как:

- ограниченность традиционно-дидактических подходов;
- отсутствие практики построения адаптированных фундаментально-целостных курсов физики, способствующих развитию системно-эволюционного стиля мышления студентов;
- отсутствие оперативных консультаций при выполнении контрольных работ в период между сессиями;
- отсутствие контакта между преподавателем и студентом;
- слабый контроль со стороны преподавателей;
- недостаток доступных учебных пособий для студентов заочной формы.

Последняя проблема является немаловажной, так как обычно в качестве учебных пособий студентам-заочникам предлагают литературу, предназначенную для студентов дневных отделений. Заочникам же нужны учебники, способные заменить отсутствующего преподавателя [5], поскольку это основной источник информации для обучающегося. В учебнике, как правило, в полном объеме последовательно излагается содержание, подлежащее усвоению. При этом особое внимание уделяется четкости, ясности и доступности его изложения. Язык и стиль учебника являются наиболее значимыми факторами при определении его функциональной пригодности как основного источника информации.

На кафедре физики КНИТУ для решения вышеизложенных проблем проводится активная методологическая работа по совершенствованию и

развитию педагогических методов и подходов для успешного освоения студентами заочной формы обучения дисциплины «Физика»:

- разработаны и изданы учебные и учебно-методические пособия для студентов, изучающих данный предмет как в течение 1, так и в течение 2-х и 3-х семестров, в которых рассмотрены основные разделы физики. Помимо теоретического материала в данных пособиях приводятся вопросы для самоконтроля, а также алгоритмы и примеры решения типовых задач, что позволяет активизировать самостоятельную работу студентов заочной формы обучения (проверка качества усвоения материала проводится посредством выполнения контрольных заданий);

- подготовлен электронный курс лекций, где вся информация обобщена, структурирована и представлена в виде таблиц, схем. Такой общедоступный формат представления информации позволяет студентам с низким уровнем довузовской подготовки начать изучать дисциплину с нуля, не взирая на отсутствие базовых знаний школьной программы. Использование в учебном процессе активных и интерактивных форм проведения занятий с целью формирования развития профессиональных навыков обучающихся облегчает восприятие достаточно сложной дисциплины, дает возможность включить видеозаписи реальных физических экспериментов, видеозадач [5].

В настоящее время существует множество инструментов персональной учебной среды такие как: электронная почта, обеспечивающая письменные коммуникации; программное обеспечение, обеспечивающее текстовую, голосовую и видеосвязь через Интернет между компьютерами для проведения консультаций со студентами; различные коммуникативные инструменты, позволяющие преподавателям консультировать территориально удаленных студентов в режиме видеоконференций. Таким образом, можно решить проблемы отсутствия оперативных консультаций при выполнении контрольных работ и контакта между преподавателем и студентом.

Кроме того, на сегодняшний день существуют различные образовательные онлайн-платформы, предлагающие онлайн-курсы по базовым дисциплинам, изучаемым в российских университетах, на которых в открытом доступе размещают видеолекции ведущих университетов России. Например, онлайн-платформа Лекториум. Это просветительский проект, имеющий самый большой видеоархив образовательных материалов на русском языке. В открытом доступе уже опубликовано более 5500 лекций. С Лекториумом сотрудничает более 100 партнеров, включая университеты, лучшие школы России, ассоциации специалистов и профессиональные центры педагогического образования.

Использование лекций онлайн-курсов дает возможность ввести в процесс обучения новейшие образовательные технологии, стимулировать самостоятельную поисковую работу, индивидуализировать процесс обучения в удобной для них форме и в удобное время.

В рамках реализации приоритетного проекта «Современная цифровая образовательная среда РФ» на портале-агрегаторе [online.edu.ru](http://online.edu.ru) был организован

доступ к 39 платформам, к 1176 онлайн-курсам по десяткам направлений подготовки, например, к таким, как «Открытое образование», «Лекториум», «Универсариум», «Открытый политех». Такие ресурсы облегчают поиск онлайн-курсов и позволяют оценить их качество.

В настоящее время интерактивные технологии развиваются быстрыми темпами. Преимущества их очевидны: использование в учебной деятельности интерактивных технических средств стимулирует коллективную работу учащихся, делает более значительным взаимодействие с преподавателем; дает возможность использовать мультимедийные объекты, текст, аудиофайлы, графику, видео, построение таблиц, диаграмм в одном приложении. Использование в учебном процессе широкого спектра инструментов персональной учебной среды с поисковыми системами и коммуникативными инструментами позволяет индивидуализировать, дифференцировать процесс обучения, стимулировать самообучение.

#### Список литературы

1. Бурдова, Е.В. Педагогические условия формирования профессиональных компетенций у студентов заочной формы обучения технических направлений / Е.В. Бурдова, А.Р. Ефимова, В.С. Минкин // Казанская наука. – 2016. – №4. – С. 107–109.
2. Бадмаев, Б.Ц. Методика преподавания психологии / Б.Ц. Бадмаев // Учебн.-метод. пособие для преподавателей и аспирантов вузов. – М. Гуманит. Изд. центр ВЛАДОС. – 2001. – 304 с.
3. Криволицкая, О. Учить заочно должны специализированные вузы / О. Криволицкая // РИА «Новости». – 2010. – 12 марта.
4. Новиков, А. Методология учебной деятельности / А. Новиков // Москва «ЭГВЕС». – 2005. – 176 с.
5. Бурдова, Е.В. Проблемы и пути решения внедрения Федерального Образовательного стандарта третьего поколения для заочной формы обучения / Е.В. Бурдова, А.Р. Галимзянова, А.А. Иванова // Вестник Казанского технологического университета. – 2013. – Т. 16, №15. – С. 205–208.

# НЕЛИНЕЙНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ЧИСЛА ДЕФЕКТОВ ДНК ОТ ДОЗЫ $\gamma$ -ОБЛУЧЕНИЯ

Ворабаи Элвира Агустин Мая,  
Бердинский В.Л., д-р физ.-мат. наук, доцент, Сокабаева С.С.  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»

Лучевая терапия – мощный метод лечения онкологических заболеваний [1,2]. Он заключается в раковых новообразованиях  $\gamma$ -излучением с энергией квантов  $E \approx 6 - 30$  МэВ. В биологических тканях это излучение генерирует химически активные ОН-радикалы, способные «повреждать» любые биологические макромолекулы, включая ДНК раковых клеток. Раковые клетки с поврежденными молекулами ДНК теряют способность делиться; таким образом происходит подавление роста раковых опухолей и их уничтожение.

Обычные представления о биологических механизмах действия  $\gamma$ -излучения предсказывают линейный рост числа дефектов ДНК от дозы облучения. Современные методы регистрации хромосомных aberrаций и дефектных молекул ДНК из облученных раковых и нормальных клеток позволили обнаружить новое общее свойство – нелинейные зависимости числа дефектов ДНК  $N(D)$  от дозы облучения  $D$  [3–5]. Пример такой экспериментальной зависимости показан на рисунке 1.

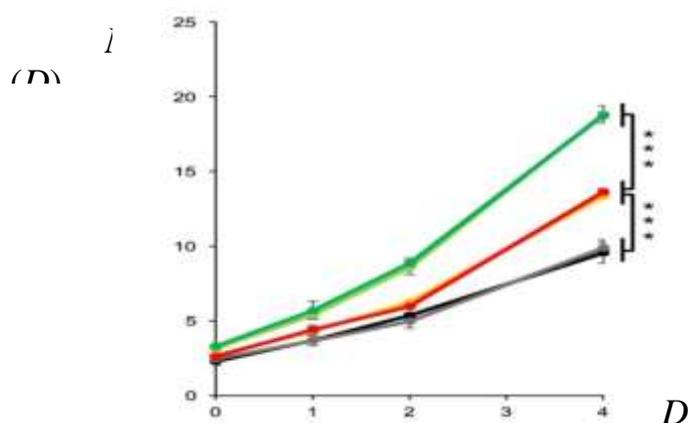


Рисунок – 1 Зависимость числа  $N(D)$  дефектных ДНК клеточной культуры от дозы  $\gamma$ -облучения  $D$  [3].

Нелинейная зависимость  $N(D)$  означает повышение эффективности  $\gamma$ -облучения биологических тканей с увеличением дозы. Подобные эффекты в некоторых полимерных материалах объяснялись цепными процессами, индуцированными  $\gamma$ -квантами. Отсутствие разумного физико-химического объяснения наблюдаемого биологического эффекта заставило описывать

экспериментально наблюдаемые зависимости простыми полиномиальными функциями типа

$$N(D) = N_0 + \alpha D + \beta D^2 + \gamma D^3,$$

где  $N_0$  – начальное число дефектных ДНК,  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  – подгоночные коэффициенты, не имеющие физико-химического толкования.

Для описания нелинейных эффектов радиационных повреждений ДНК предложена кинетическая модель, которая включает несколько стадий.

1. Образование радиационных дефектов ДНК.
2. Устранение первичных радиационных дефектов ДНК действием репарирующих ферментов (репараз) [6].
3. Разрушение белковых молекул – репараз – действием ионизирующего излучения и снижение их эффективности в облучаемых клетках [7].

Для описания всей последовательности процессов были проанализированы несколько кинетических схем. В результате такого анализа предложена кинетическая схема и система нелинейных кинетических уравнений, описывающая появление радиационных дефектов ДНК, действие репараз и их разрушение под действием  $\gamma$ -излучения. Феноменологическими параметрами теории являются вероятности радиационных повреждений ДНК и репараз на единицу интенсивности  $\gamma$ -излучения, константы скорости действия репараз и их относительная концентрация (количество репараз на одну молекулу ДНК). Составлены системы кинетических уравнений, описывающих кинетику накопления радиационных дефектов ДНК и репараз. Получены приближенные решения кинетических уравнений, описывающих экспериментальные данные.

Анализ полученных решений кинетических уравнений показал, что с экспериментальными данными согласуется модель, предполагающая радиационные повреждения ферментных систем – репараз, - устраняющих радиационные повреждения ДНК. Получены соотношения, позволяющие по экспериментальным данным определять вероятности радиационных повреждений репараз и ДНК. Например, коэффициенты  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  экспериментальных зависимостей  $N(D)$  позволяют определить вероятности  $w_D$  и  $w_R$  радиационных повреждений ДНК и репараз. Анализ опубликованных экспериментальных данных вместе с теоретическим анализом доказывают, что  $\gamma$ -излучение способно подавлять способность раковых клеток и клеточных культур восстанавливать радиационные повреждения ДНК.

#### Список литературы

1. Ярмоненко С.П., Вайнсон А.А. Радиобиология человека и животных. — М.: Высшая школа, 2004. — 549 с. — [ISBN 5-06-004265-0](https://doi.org/10.1007/978-5-06-004265-0).
2. Климанов В.А. Радиобиологическое и дозиметрическое планирование лучевой и радионуклидной терапии. Национальный

исследовательский ядерный университет «Московский инженерно-физический институт», 2011, 604 с. ISBN 978-5-7262-1491-7.

3. Tomioka K., Miyamoto T., Akutsu S.N., Yanagihara H., Fujita K., Royba E. Nature. Scientific Reports. 2021, 11 (1), 19661

4. Hall E.J. Radiobiology for the Radiologist. Williams & Wilkins, 2000, 540 p.

5. McMahon S.J. Phys.Med. Biol. 2019, v. 64, 01TR01

6. Lodish H, Berk A, Matsudaira P, Kaiser CA, Krieger M, Scott MP, Zipursky SL, Darnell J. Molecular Biology of the Cell (5th ed.). New York: WH Freeman. (2004). 963 p.

7. Daly M.J. DNA Repair. (2012), V. 11, P. 12-21.

## **ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕПЛОГЕНЕРАТОРНЫХ УСТАНОВОК**

**Еркибаев А.А.**

**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»**

В статье изучается пакетно-конвективный котел-утилизатор ПКК-75/24, предназначенный для сжигания отбросных газов битумного производства, рассматриваются вопросы повышения эффективности его работы с помощью внедрения в линию отбросных газов сепарационной ёмкости.

В зависимости от роли котлоагрегатов в основном технологическом процессе различают котлы-утилизаторы и котлы энерготехнологические.

К котлам-утилизаторам относятся установки, без которых основной технологический процесс может протекать без изменений. К ним относятся котлы-утилизаторы, работающие на запечных газах.

К энерготехнологическим котлам относятся установки, без которых основной технологический процесс не может протекать или претерпевает существенные изменения при их отключении. К таким относятся системы принудительного охлаждения технологических агрегатов, а также котлы для охлаждения продукционных потоков. Во всех без исключения установках одним из основных факторов является выбор вида и параметров охлаждающей среды.

В котлах, использующих вторичные энергоресурсы, осуществляют подогрев сетевой воды. Котлы вырабатывают насыщенный или перегретый пар.

Выбор параметров пара определяется свойствами теплоносителя, его химическим составом (запыленность, коррозионная активность), а также количеством тепла, содержащегося в отходящих газах; возможностями использования тепла на месте (тепловой схемой технологического процесса) на технологические нужды, теплоснабжение или выработку электроэнергии.

В связи с этим выбору параметров пара для каждого объекта использования должно быть уделено большое внимание.

Разработка мер по использованию пара за счет вторичных энергоресурсов на технологические нужды, выработку электроэнергии, теплоснабжение и в комбинированных схемах требует детального изучения тепловых балансов производств и разработки типовых решений с учетом технико-экономического обоснования по использованию пара от котла.

Параметры пара также зависят от стабильности работы (технологического режима) основного агрегата - печи. Технико-экономическое обоснование должно производиться при выборе типа котла для каждого конкретного случая.

Таким образом, использование вторичных энергоресурсов любых видов в технологических процессах связано с повышением энергетической

эффективности, улучшением показателей технологических процессов и условий защиты окружающей среды, то есть в единый процесс сведены технология и энергетика.

Пакетно-конвективный котел-утилизатор ПКК-75/24 (рис.1) предназначен для сжигания отбросных газов битумного производства и получения пара энергетических и технологических параметров.

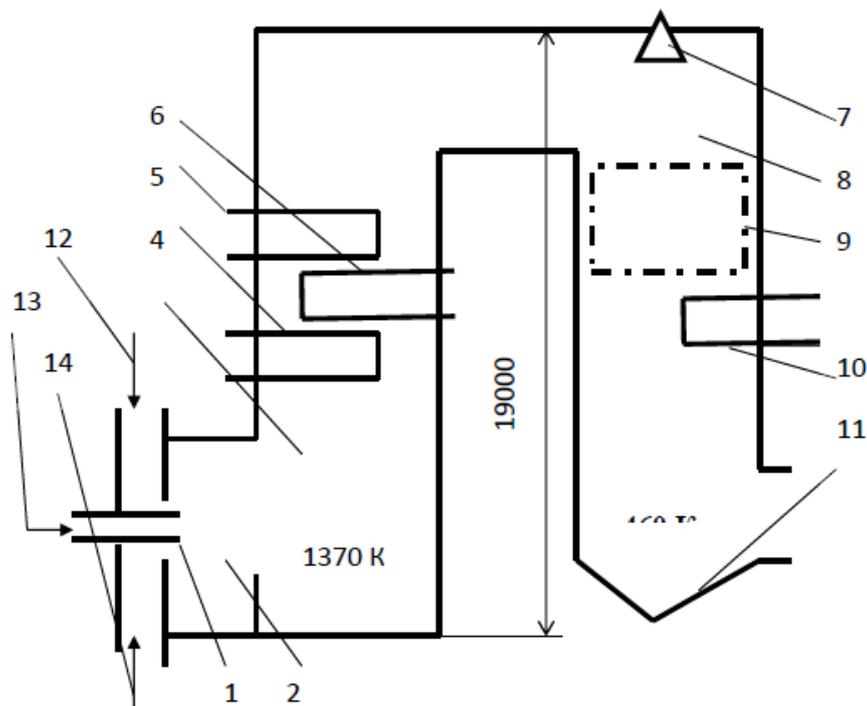


Рисунок 1 – Схема продольного разреза унифицированного котла-утилизатора ПКК 75/24: 1 - газомазутная горелка; 2 – предтопок; 3 – подъемный газоход; 4 – пароперегреватель; 5 – длинные ширмы испарительной поверхности; 6 – короткие ширмы испарительной поверхности; 7 – дробеструйная установка; 8 – опускной газоход; 9 – воздухоподогреватель; 10 – экономайзер; 11 – бункер для сбора пылевидных загрязнений; 12 – газ окисления, 13 – топливный газ; 14 ~ воздух

Максимальная паропроизводительность котла – 20,6 кг/с (~ 75 т/ч), расчетная паропроизводительность – 15,7 кг/с, давление перегретого пара 2,4 МПа, температура перегретого пара 540 К.

Котел одnobарабанный, конвективного типа, с естественной циркуляцией, выполнен в П-образной компоновке.

Отбросные газы вместе с высококалорийным топливом – мазутом сжигаются при помощи специального газогорелочного устройства 1 в неэкранированном горизонтальном предтопке 2.

Из предтопка продукты сгорания поступают в подъемный газоход 3, в котором размещены длинные ширмы 5 и короткие ширмы 6 испарительной поверхности, выполненной в виде конвективного пучка.

Секции конвективного пучка образованы из труб диаметром 38x3 мм (Сталь 20), имеют волнистую, изогнутую форму и объединены индивидуальными входными и выходными коллекторами. Испарение двухступенчатое.

В пространстве, образованном изгибом длинных испарительных секций, расположен пароперегреватель 4, выполненный одноступенчатым с прямоточным направлением движения сред.

Тепловоспринимающая поверхность пароперегревателя изготовлена из труб 38x3 мм, из стали 20.

В опускном газоходе 8 находится воздухоподогреватель 9 и водяной экономайзер 10. Воздухоподогреватель трубчатый, вертикальный, выполнен из труб диаметром 40x1,6 мм (материал – сталь Ст. 3).

Экономайзер изготовлен гладкотрубным в виде трех пакетов из труб диаметром 28x3 (Сталь 20) с шахматным расположением.

Для очистки поверхностей нагрева в подъемном газоходе предусмотрены обдувочные приборы типа ОГ, а в опускном –дробеструйная установка 7.

Сбор и удаление загрязняющих отложений производится в опускном газоходе при помощи бункера 11.

Котёл однобарабанный, П-образной компоновки с естественной циркуляцией, оснащён четырьмя горелками ГМ - 10, предназначен для сжигания газов окисления совместно с топливным газом с получением перегретого пара давлением 2,4 кгс/см<sup>2</sup> и температурой 370 °С, используемого для технологических нужд предприятия.

Основной топливной средой является топливный газ, состав которого приведен в таблице 1 и основные характеристики в таблице 2.

Таблица 1 – Содержание топливного газа

Наименование	Массовое содержание, %	Объемное содержание, %
Водород Н <sub>2</sub>	1,594	12,400
Метан СН <sub>4</sub>	81,094	79,250
Этан С <sub>2</sub> Н <sub>6</sub>	13,617	7,100
Пропан С <sub>3</sub> Н <sub>8</sub>	2,953	1,050
Изобутан Іс <sub>4</sub> Н <sub>10</sub>	0,371	0,100
Бутан nС <sub>4</sub> Н <sub>10</sub>	0,371	0,100

Таблица 2 – Характеристика взрывопожароопасных и токсичных свойств веществ в топливном газе

Наименование	Класс опасности (ГОСТ 12.1.007-76)	Группа горючести (ГОСТ 12.1.044-89)	Предел воспламенения нижний, %	Предел воспламенения верхний, %	Предел воспламенения верхний, %
Водород H <sub>2</sub>	4	ГГ	4,75	15,65	15,65
Метан CH <sub>4</sub>					
Этан C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>					
Пропан C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>					
Изобутан C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>					
Бутан nC <sub>4</sub> H <sub>10</sub>					

Газы окисления, образующиеся в процессе производства битумов, используются в качестве резервного топлива для экономии топливного газа и подаются по трубопроводу на дожег в топку котла ПКК-75/24, где происходит их сжигание в факеле топливного газа.

Состав газов окисления приведены в таблице 3

Таблица 3 – Содержание отходящего газа

Наименование	Массовое содержание, %
Водород H <sub>2</sub>	0,001
Вода H <sub>2</sub> O	10,242
Кислород O <sub>2</sub>	3,592
Азот N <sub>2</sub>	73,634
Диоксид углерода CO <sub>2</sub>	2,049

Оксид углерода CO	0,284
Сероводород H <sub>2</sub> S	0,093
Метантиол CH <sub>3</sub> SH	0,005
Фенол C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> OH	0,001
Метан CH <sub>4</sub>	0,052
C <sub>2</sub> H <sub>3</sub>	0,037
Пропан C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	0,062
Бутан C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	0,050
C <sub>6</sub> <sup>+</sup>	0,861

В топке котла устанавливаются четыре многотопливные горелки, имеющие четыре кольцевых канала, в которые (начиная от центра) подается топливный газ, воздух для сжигания топливного газа, газы окисления, воздух для дожига присутствующей в газах окисления органики.

При использовании резервного газа окисления наблюдалось нестабильное горение из-за большого содержания в составе газа жидкой фазы.

При уносе жидкой фазы печь дожига выводится из строя, происходит выгорание труб печей дожига.

Для решения данной проблемы и снижения содержания жидкой фазы, на линии трубы, проводящей газы окисления, предлагается внедрить газожидкостный реактор, разделяющий газы окисления на газовую и жидкостную среду с помощью кавитационно-вихревого аппарата.

В сепарационной емкости происходит отделение и вывод образующегося конденсата из газов окисления.

Конструкцией сепарационной емкости предусмотрены отбойное устройство и сетчатый каплеуловитель.

Отбойное устройство на входе газа окисления применяется для предварительного сепарирования жидкости от газа, которая стекает вниз по отбойному листу для дальнейшего выхода из аппарата.

Сетчатый каплеуловитель на выходе газа применяется для сепарации уносимой жидкости из потока газа в сепараторе.

Каплеуловитель состоит из верхней и нижней частей разъемного корпуса и самого сетчатого сборного каплеуловителя (каплеотбойника), который вставляется в нижнюю часть корпуса и опирается своей опорой на опорный столик корпуса и соединяются крепежом.

Верхняя часть корпуса каплеуловителя приваривается к корпусу аппарата. Две части корпуса каплеуловителя так же соединяются крепежом.

Накопленная сконденсированная жидкость из сепарационной емкости по трубопроводу периодически дренируется при достижении уровня 80%, уровень в емкости необходимо держать от 20% до 80%.

Полученный в данной статье материал будет применен в выпускной квалификационной работе на тему: «Повышение эффективности теплогенераторных».

### Список литературы

1. Мисбахов Р.Ш., Мизонов В.Е., Ветренко Т.Г. Ячеечная модель теплопроводности в среде с эндотермической реакцией. // Информационная среда вуза. 2015. № 1. С. 688-691.
2. Мисбахов Р.Ш., Москаленко Н.И., Ермаков А.М., Гуреев В.М. Интенсификация теплообмена в теплообменном аппарате с помощью луночных интенсификаторов. // Известия высших учебных заведений. Проблемы энергетики. 2014. № 9-10. С. 31-37.
3. Гуреев В.М., Ермаков А.М., Мисбахов Р.Ш., Москаленко Н.И. Численное моделирование кожухотрубного теплообменного аппарата с кольцевыми и полукольцевыми выемками. // Промышленная энергетика. 2014. № 11. С. 13-16
4. Суханов В.П. Каталитические процессы в нефтепереработке. М., Химия, 1973. 344 с
5. Смидович Е.В. Технология переработки нефти и газа. Часть 2. М., Химия, 1968. 328 с.
6. Крель Э. Руководство по лабораторной перегонке. – Пер. с нем. / Под ред. В.М. Олевского. М., Химия, 1980. 520 с.
7. Ясавеев Х.Н., Лаптев А.Г., Фарахов М.И. Модернизация установок переработки углеводородных смесей. Казань, КГЭУ, 2004. 307 с.
8. Кузеев И.Р., Тукаева Р.Б., Баязитов М.И. Основное оборудование технологических установок НПЗ. Уфа, 2013. 129 с

## **ЗНАЧЕНИЕ ПРАВСТВЕННОГО ЗАКОНА**

**Захаров А.В., канд. физ.-мат. наук, доцент,**

**Узенбаев Ф.Г., канд. тех. наук, доцент**

**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования**

**«Уфимский университет науки и технологий»,**

**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования**

**«Оренбургский государственный университет»**

Показана роль нравственного воспитания и пропаганды семьи на демографию и экономику государства. Для этого построена математическая модель, связывающая социальные, психологические и экономические факторы с динамикой населения страны и национального валового продукта.

### **1.Идеология.**

Среди факторов, влияющих на экономику и демографию объединяющим и исходным является официальная идеология государства. Карл Генрих Маркс – человек второго тысячелетия в своем основном труде Капитал писал, что экономических моделей может быть столько сколько различных целей и задач ставит перед экономикой правящий класс. [1] Так Иосиф Висарионович Джугашвили принял активнейшее участие в разработке экономической теории социализма. [2-3] Сталин указал правильную цель экономики – улучшение благосостояния семьи для воспроизводства и развития молодого поколения!!! Идеология государства концентрированно выражает экономическую цель и раскрывает ее аспекты. Экономическая модель Социализма, будучи единственно правильной для всестороннего развития государства и роста населения предоставила возможности для роста ВВП до 30% в год – недостижимый рекорд и значительный рост населения после разрухи во время гражданской войны и ВОВ. После перехода к идеологии монетаризма – цель в накоплении денег, - извращенные смыслы и ценности, - экономика и демография остановились и стоят на месте до сих пор. [4]

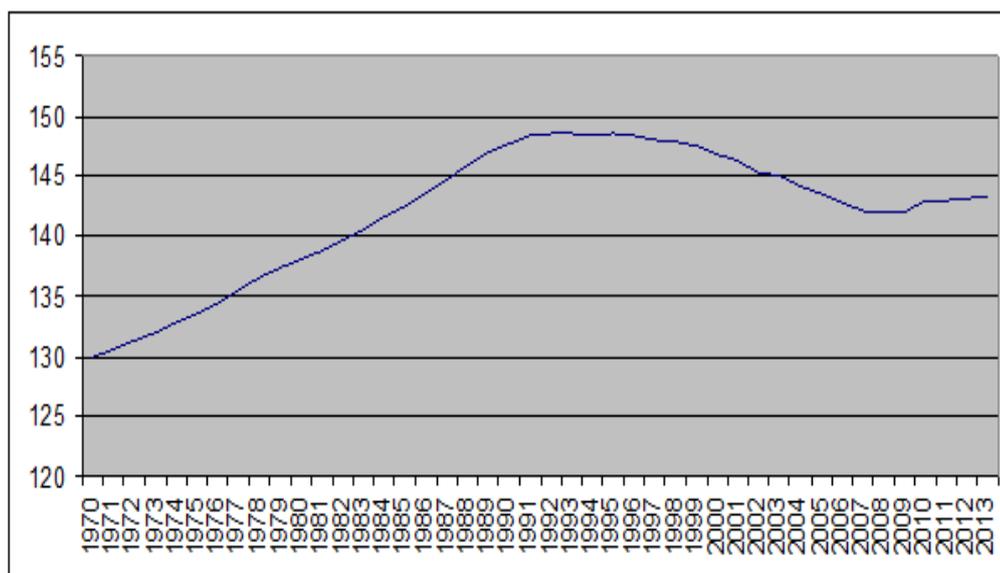


Рисунок 1 – Динамика изменения численности населения России

Первая основная цель жизни любого здорового человека - продолжение своей жизни в своих детях в новых поколениях через передачу генетического кода, через воспитание и заботу, через предоставление материальных ресурсов и благ, необходимых для становления способности продолжения рода у своих детей. Идеология Социализма Сталина основывается на стремлении обеспечить максимальную возможность в реализации основной жизненной цели для большинства населения России. В этом и состоит нравственный закон.

## 2. Общие демографические закономерности

**2.1. Основным психологическим фактором**, влияющим на развитие экономики и населения одновременно, является фактор *продолжение рода*, а не жизнь *индивидуальной личности*. И в этом ключ решения проблемы. Люмпен не создает валового продукта, как и проститутки. Это и Марксу было известно. Многие исследователи считают работу Маркса Капитал учебником психологии. Маркс искал связь экономики и психологии. В монографии [4] впервые дается иерархическая систематизация смыслов человека, которые управляют его стремлениями, поведением, трудовыми действиями. Самый верхний уровень, управляющий смыслами более низкого уровня, являются смысловые ценности. Они располагаются на одной оси измерения и эту ось возможно факторизовать – выразить численно. Именно, мы вводим в рассмотрение параметр  $X(t)$  - смысловая ценность продолжения рода. Данный фактор у человека приобретает смысловое воплощение, в отличие от инстинктивной формы у животных. Он проявляется в стремлении иметь детей, в заботе о детях, в самопожертвовании ради детей. *А главное, в стремлении трудиться на благо детей, а не ради удовлетворения своих жизненных потребностей или своей жадности и эгоизма.* Так же мы предлагаем фактор ценности личности  $Y(t)$  - смысловая ценность самой личности в результате самооценки. Эта ценность наполняет стремление человека жить ради себя - получать удовольствия от комфорта, богатства, власти над другими людьми, секса, наркотиков, острых ощущений, азартных

игр, алкоголя, жизни в иллюзиях компьютерных миров. Нормируем этот фактор условием

$$X(t) + Y(t) = 1, X(t) > 0, Y(t) > 0. \quad (1)$$

Эти психологические факторы связаны с экономикой параметром удовлетворенности  $u(t)$ , равный отношению получаемых благ  $Z(t)$  к фактору социальных ожиданий  $C(t)$ :  $u(t) = \frac{z(t)}{C(t)}$ . Например, я хочу купить автомобиль за 2 миллиона рублей, а заработная плата 4 миллиона рублей за месяц. Тогда фактор удовлетворенности будет равен двум  $u(t) = 2$ , если заработная плата составляет один миллион в месяц, то  $u(t) = \frac{1}{2}$ . Если фактор социальных ожиданий определяется только одним желанием, то оставшиеся деньги я буду тратить на себя с легкостью, что повышает смысловую ценность личности  $Y(t)$  и понижает смысловую ценность продолжения рода  $X(t)$  в силу равенства (1). Во втором случае я вынужден экономить и копить деньги на автомобиль. При этом в первую очередь я сокращаю лишние траты на себя, тем самым уменьшаю фактор ценности личности и автоматически повышается фактор продолжения рода  $X(t)$ , который не только повышает мое желание иметь семью и детей, но и заставляет меня более результативно трудиться ради повышения фактора удовлетворенности  $u(t)$ . При создании семьи и появлении детей фактор социальных ожиданий увеличивается, так как к моим желаниям добавляется, кроме покупки автомобиля, материальная забота о семье и детях, и оно является главенствующим. Следовательно, забота о семье и детях являются основными психологическими силами, заставляющего человека трудиться с максимальной эффективностью или с максимальной производительностью труда, а позволяют знания, умения, навыки и передовое оборудование, инструменты, организация труда и логистика.

## 2.2. Математическая модель динамики населения и ВВП.

Введем параметр  $n(t)$  - численность населения государства и ВВП -  $z(t)$ . Это активная часть накопленного валового продукта государства в абсолютном денежном выражении и на душу населения в среднем по социуму  $Z(t) = \frac{z(t)}{n(t)}$ .

Идеологический фактор, который формируется пропагандой СМИ, воспитанием в семье и в школе, от демонстрации смысловой ценности личности у процветающего элитарного класса, от национальных традиций и принципов религии –  $s(t)$ . Фактор социальных ожиданий (притязаний)  $C(t)$ , (параметр недавно появившийся в социологии). Фактор производительности труда  $K(t)$  - продукт в денежном выражении, производимый одним работником в течении одного года. Фактор агрессивности -  $C_1(t)$  в обществе (гибель и травматизм на дорогах, в вооруженных конфликтах, на производстве, от

болезней и от уровня детской смертности). Фактор миграционных потоков, который в рамках данной модели мы не учитываем. Для его учета нужна модель двух государств с системой взаимных потоков под действием градиента экономических факторов.

К второстепенным факторам относятся неоднородности в значениях основных параметров модели по социальному различию, по интеллектуальному различию, по территориальному различию. Учет второстепенных факторов не приводит к качественному изменению демографической картины, но на фоне общих тенденций изменения численности населения, второстепенные факторы уточняют локальные участки демографической кривой. При сильных градиентах они становятся так же значимыми, как и основные факторы.

### 3. Основная математическая модель

Пусть средняя продолжительность жизни составляет  $T$  лет. Тогда ежегодно в среднем умирает  $dn(t) = -\frac{n(t)}{T}$  человек естественной смертью в результате старения.

Кроме смерти по старости происходит убыль населения по причине агрессивности экологической ниши: войны, гибель на транспорте, эпидемии и катастрофы техногенного характера. В первом приближении уровень агрессивности  $C_1(t)$  пропорционален уровню экономического развития  $Z(t)$ :  $C_1(t) = a_1 \frac{z(t)}{n(t)}$ .

Больше автомобилей на дорогах, больше численность армии и вооружений, больше градиент материальных средств и. как следствие, уровень преступности. Вообще говоря, градиент материального благополучия прямо не связан с национальным доходом и в более точных моделях требует отдельного рассмотрения. Агрессивность экологической ниши человека дополнительно повышает убыль населения:  $dn(t) = -a_1 z(t)$ .

Определим средний возраст деторождения с 18 лет до 40 лет. Всего 22 года. Будем считать, что доля мужского населения и доля женского одинаковы. Тогда в принципе  $\frac{11n(t)}{T}$  женщин могут рожать ежегодно по одному ребенку. Но рожают только желающие, и коэффициент определяется смысловой ценностью продолжения рода - психологическим фактором  $X(t)$ . Тогда число родившихся за один год составит  $dn(t) = X(t) \frac{11n(t)}{T}$ .

Ценность личности зависит от уровня материального благосостояния и материальных притязаний и эту зависимость мы в нашей модели представим, как  $Y(t) = \tanh\left(a_0 \frac{z(t)}{n(t)} - a_1 \frac{z(t)}{n(t)} - s(t)\right)$ .

Данная математическая формула выражает факты, что при стремлении материального благополучия к большим числам, ценность личности стремится

к единице, высокая смертность во время войны или во время эпидемий обесценивает ценность личности, как и пропаганда семьи и материнства в СМИ, культуре, религии, искусстве  $s(t) > 0$  и пропаганда ценности личности увеличивает этот фактор.

Складывая прибыль и убыль населения за один год, получим уравнение

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{11}{T} \left( 1 + a_1 \frac{z(t)}{n(t)} + s(t) - \tanh \left( \frac{z(t)}{C_0 n(t)} \right) \right) n(t) - a_1 z(t) \quad (2)$$

Уравнение динамики ВВП учитывает, что производительность труда зависит от смысловой ценности продолжения рода

$$\frac{dz(t)}{dt} = K \frac{z(t)}{n(t)} \left( 1 + a_1 \frac{z(t)}{n(t)} + s(t) - \tanh \left( \frac{z(t)}{C_0 n(t)} \right) \right) n(t) - a_1 z(t) n(t) - a_2 \frac{z(t)}{n(t)} \quad (3)$$

Здесь коэффициент  $K$  – производительность труда в процентах от ВВП на душу населения, определяет темпы экономического развития. Он равен среднему заработку на 1 человека в год, который определяется количеством произведенной и проданной потребителям продукции. Параметр  $a_2$  определяет процент произведенного ВВП на душу населения, потраченный на содержание семьи. Так же учтено, что агрессивность снижает валовой национальный продукт. Во втором уравнении реализуется основная психологическая идея в экономике, выражающая то, что основной задачей труда человека является продолжение рода. Это та психологическая мотивация труда, которую не смог найти Маркс в своих исследованиях. Прибыль в обществе в целом создают только те, кто трудится во имя продолжения рода, а не ради удовлетворения каких-либо своих личностных потребностей. Остальные работают на себя и паразитируют в обществе. Наркоманы, например, воруют, а не создают валовой продукт.

**4. Численный анализ основной модели для России при отрицательном факторе пропаганды  $s = -0.04$  и при пропаганде семейных ценностей  $s = 0.04$  за 30 лет**

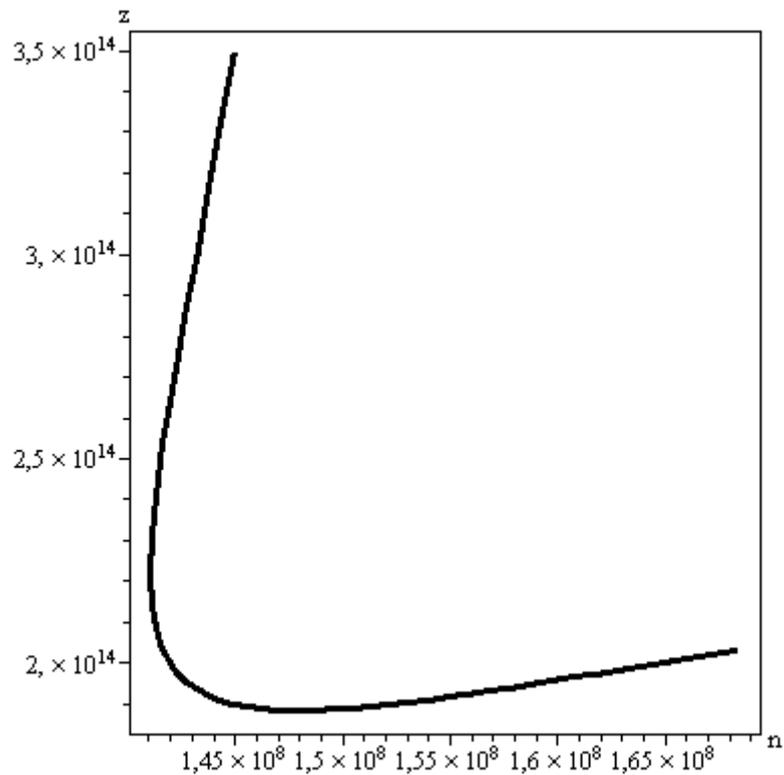


Рисунок 2 – Динамика населения  $n$  и ВВП  $z$  при пропаганде разврата  $s = -0.04$

Мы видим, что первоначально, после отмены нравственного закона ВВП упало с 349 триллиона рублей до 186 триллионов, а затем наступил медленный рост до 228 триллионов. Численность населения первоначально упала со 150 миллионов до 143 миллионов с последующим медленным ростом за 30 лет до 165 миллионов. При сохранении нравственного закона – пропаганде семейных ценностей была бы картина, отображенная графиком рисунка 3.

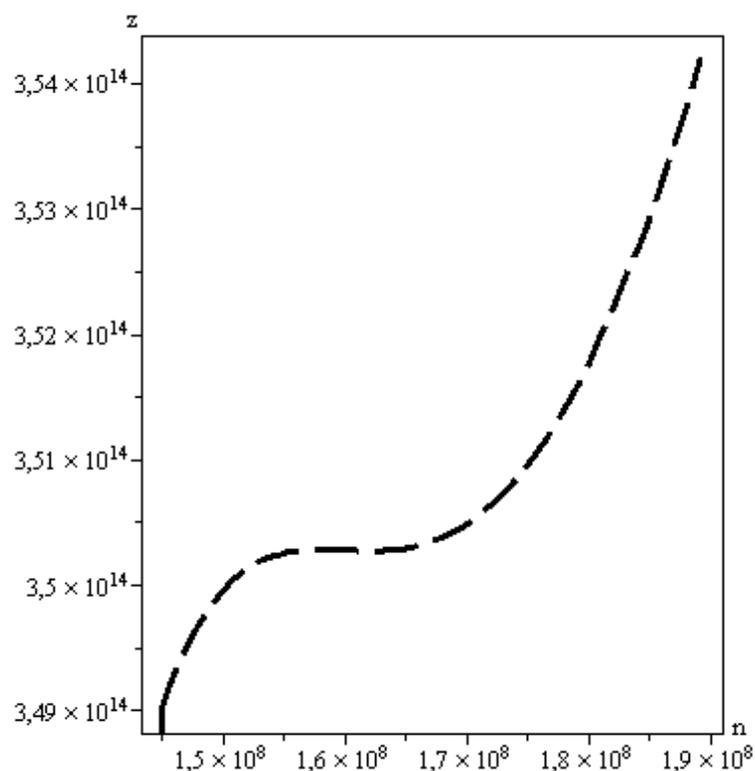


Рисунок 3 – Динамика ВВП и численности населения при сохранении нравственного закона  $s = 0.04$

График рисунка 3 нам показывает почти застойный, но монотонный рост ВВП с 349 триллионов рублей до 354 триллиона и численности населения с 150 миллионов до 188 миллионов. Таким образом «невинный и нейтральный» идеологический фактор обошелся России в потерю 154 триллиона ВВП и 20 миллионов населения за 30 лет. Тот, кто кричал в начале перестройки, что идеология вредна для экономики и от неё (идеология Социализма) нужно отказаться – тот прямой враг России.

#### Список литературы

1. Маркс, К. Г. Капитал. – М.: Госполитиздат, 1936 г. – 779 с.
2. Сорова, Ю.О. Прогноз демографического развития России // Научное сообщество студентов XXI столетия. ТЕХНИЧЕСКИЕ НАУКИ: сб. ст. по мат. XVIII междунар. студ. науч.-практ. конф. – 18 марта 2014 г., № 3(18). – С. 150-156.
3. Беседа Сталина И.В. по вопросам политической экономии // Запись 29-го января 1941 г., 1947 г., 1948 г., 1952 г.
4. Леонтьев, А.А Психология смыслов – М.: Наука, 1991. – 340 с.

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В СРЕДАХ, ОПИСЫВАЕМЫХ РАЗЛИЧНЫМИ УРАВНЕНИЯМИ СОСТОЯНИЯ

**Зверьков Е.А., Бердинский В.Л., д-р физ.-мат. наук, доцент  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»**

**Актуальность исследования:** Разработка математических моделей и программного кода для моделирования газодинамических течений в сплошной среде является сложной задачей, но весьма важной и перспективной для решения множества практических и теоретических проблем. Она позволяет изучить поведение вещества в экстремальных условиях, вызванных динамическим ударно-волновым воздействием, без необходимости проведения физического эксперимента.

В основе разработки такой модели лежит метод Ньютона, который является одним из основных методов численного решения дифференциальных уравнений и позволяет адекватно и точно описывать физические процессы в материалах и газах. Этот метод основан на аппроксимации функции нелинейной системы уравнений степенным рядом и итерационном переходе от одного приближенного решения к другому до достижения необходимой точности.

Разработка вычислительного алгоритма на основе метода Ньютона требует внимательного анализа и интерпретации данных, полученных в ходе физических экспериментов, чтобы обеспечить правильное описание физических процессов в материалах и газах. Это позволяет проводить численные эксперименты, имитирующие реальные условия, и получать результаты, которые можно сравнивать с экспериментальными данными.

Одной из целей исследования является создание адекватной и точной модели, которая позволит проводить различные численные эксперименты и изучать поведение газодинамических течений в различных условиях. Такой вычислительный алгоритм может быть использован для решения реальных практических задач, связанных с аэродинамикой, гидродинамикой, метеорологией, а также в других областях, где требуется анализ и моделирование сложных физических процессов в материалах и газах.

Исследование газодинамических течений и моделирование ударных волн в различных средах является важной задачей, поскольку позволяет изучить различные физические процессы и их воздействие на материалы. В рамках этого исследования решаются следующие задачи:

1. Изучение численных методов моделирования ударных волн: требуется изучить и проанализировать существующие численные методы для моделирования ударных волн в различных средах, таких как жидкости, газы и материалы. Это включает изучение различных моделей и подходов,

используемых в литературе, и выбор наиболее подходящих для конкретной задачи.

2. Реализация численного алгоритма: на основе выбранной модели требуется разработать и реализовать численный алгоритм, который позволит проводить численные расчеты ударных волн. Это включает разработку программного кода, который будет решать систему дифференциальных уравнений, описывающих газодинамические течения.

3. Валидация алгоритма: для подтверждения точности и адекватности разработанного алгоритма требуется провести его валидацию. Это может быть достигнуто путем сравнения результатов численных расчетов с экспериментальными данными или аналитическими решениями, если таковые имеются.

4. Решение модельных задач: разработанный алгоритм может быть использован для решения различных модельных задач, связанных с распадом произвольного разрыва. Это позволяет изучать динамику ударных волн и их воздействие на материалы в различных условиях.

5. Расчеты для конкретной модельной задачи: исследователь может выполнить расчеты для конкретной модельной задачи, чтобы проверить эффективность разработанного метода моделирования. Это позволяет получить качественное и количественное представление о поведении вещества в ударной волне.

6. Освоение новых подходов: в ходе исследования возможно освоение новых подходов для расчета ударно-волновых процессов в материалах и полимерных материалах. Развитие и применение новых методов моделирования может привести к более точному и эффективному описанию физических процессов и их влияния на материалы.

Таким образом, исследование газодинамических течений и моделирование ударных волн являются многоаспектными задачами с большим потенциалом для научного и прикладного применения. Они могут быть полезными в различных областях, таких как авиация, оборона, материаловедение, медицина и многое другое.

Важно отметить, что научные исследования направлены на разработку более точных и надежных методов моделирования физических явлений. Использование газодинамических уравнений и решение их с использованием методов Ньютона и прогонки позволяют получить высокую точность результатов.

Искусственная вязкость является одним из способов предотвращения осцилляций термодинамических величин на контактных границах. Она интегрируется в систему уравнений и помогает достичь более стабильного решения.

Важным аспектом является выбор подхода для описания распространения ударных волн. Подход Лагранжа позволяет следить за фиксированной частицей среды, используя ее начальное положение как независимые переменные. В

подходе Эйлера мы наблюдаем за точками в пространстве и используем координаты наблюдения как переменные.

Оба подхода эквивалентны и дополняют друг друга. Они позволяют получить полную картину движения среды и выразить ее с использованием законов сохранения массы, импульса и энергии. В одномерном случае в переменных Лагранжа мы можем сформулировать систему дифференциальных уравнений с произвольной симметрией.

Эти исследования имеют важное значение для понимания и моделирования различных физических явлений, особенно в экстремальных условиях. Результаты этих исследований могут иметь практическое применение в различных областях, таких как аэродинамика, астрофизика, обработка материалов и другие.

Система уравнений газовой динамики включает функции, представляющие давление ( $P$ ), плотность ( $\rho$ ) и скорость ( $U$ ). Мы ввели дополнительное термодинамическое уравнение состояния для закрытия системы уравнений. Отметим, что уравнение состояния может быть представлено в различных формах, допуская разнообразные условия.

Система дифференциальных уравнений для пространственно одномерного случая с произвольной симметрией **в переменных Лагранжа** в отсутствие диссипативных процессов, внешних сил и источников может быть записана в виде:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -r^n \frac{\partial P}{\partial S'} \quad (1)$$

$$\frac{\partial r}{\partial t} = U,$$

(2)

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial}{\partial S} (r^n U), \quad (3)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -P \frac{\partial}{\partial S} (r^n U), \quad (4)$$

$$p = F(\rho, \varepsilon) , \quad (5)$$

где  $n = 0, 1, 2$  для плоского, цилиндрического и сферического случаев соответственно,  $U$  – скорость,  $\rho$  – плотность,  $P$  – давление,  $\varepsilon$  – удельная внутренняя энергия,  $S$  – координата в переменных Лагранжа,  $t$  – время,  $r$  – радиус вектор некоторой фиксированной частицы.

Подчеркнем, что при использовании уравнений в подходе Лагранжа увеличивается количество неизвестных переменных, так как требуется определить положение частиц среды в пространстве на каждом временном шаге. В связи с этим, мы дополнительно ввели уравнение для координат частиц среды, чтобы сбалансировать систему.

Мы сформулировали замкнутую систему уравнений газовой динамики, включающую три закона сохранения, уравнение состояния и уравнение для координат частиц среды. Помимо результатов вычислительных экспериментов,

мы провалидировали наше решение, сравнив его с аналитическими решениями четырех тестовых задач, таких как задача Сода, задача Лакса, задача Ноха и задача Эйнфельдта. Эти тесты включают в себя как визуальное, так и количественное (L1-норма) сравнение, обеспечивая обширную проверку качества разработанного решения.

Моделирование ударно-волновых процессов в различных средах является активной областью научных исследований, так как такие процессы могут возникать в различных условиях, начиная от аэродинамических и баллистических приложений до геофизических исследований. Для описания этих процессов используются уравнения состояния, которые описывают зависимость между давлением, плотностью и температурой в среде в условиях ударных волн.

Одним из примеров уравнения состояния, широко используемого в газодинамике, является уравнение состояния идеального газа:

$$P = \rho RT \quad (6)$$

где:  $P$  - давление,  $\rho$  - плотность,  $R$  - универсальная газовая постоянная,  $T$  - температура.

Однако, в условиях ударных волн часто необходимо использовать более сложные уравнения состояния, учитывающие неидеальности газа. Например, уравнение состояния вида:

$$P = \rho RT + B - \frac{A}{v_m^2} \quad (7)$$

где:  $B$  - параметр, связанный с притяжением молекул,  $A$  - параметр, связанный с размером молекул,  $V_m$  - молярный объем.

Это уравнение состояния может использоваться для моделирования ударных волн в неидеальных газах, таких как газы с высокой концентрацией молекул.

Для более сложных сред, таких как твердые или жидкие материалы, могут использоваться другие уравнения состояния, такие как уравнение состояния Мишеляса-Моргана для металлов.

Важно отметить, что точный выбор уравнения состояния зависит от конкретных характеристик среды и условий, в которых происходят ударно-волновые процессы.

В целом, наша работа имеет хороший потенциал для применения в различных областях, требующих анализа газодинамических процессов и поведения материалов при воздействии ударных волн. Разработанный алгоритм и код на Python могут быть легко адаптированы для решения более сложных задач и расширены на двумерные и трехмерные пространства с учетом различных симметрий. Визуализации полученных результатов обогащают понимание процессов газовой динамики и могут быть использованы для наглядного представления результатов.

Основные результаты нашего исследования являются перспективными для дальнейших расчетов при новых условиях и тестирования различных задач в области газовой динамики. Методы, которые мы рассмотрели, реализовали и

успешно провалидировали, могут быть обобщены на случаи процессов распространения ударных волн в различных материалах. Это расширяет применимость разработанных методов и открывает новые возможности для анализа возмущений в таких средах.

Исследование также представляет детальное описание алгоритма решения, включая вывод необходимых соотношений и задание начальных и граничных условий. Этот алгоритм представляет интерес для моделирования возмущений в средах с учетом реального уравнения состояния и может быть адаптирован для более точного и адаптивного моделирования поведения материалов при воздействии ударных волн.

Таким образом, наши результаты не только предоставляют базовый фреймворк для решения газодинамических задач, но и открывают возможности для дальнейших исследований в области динамического взаимодействия среды с ударными волнами. Это имеет важное значение для прогнозирования и анализа поведения материалов в условиях экстремальных воздействий и может быть полезным в таких областях, как аэродинамика, оборонные технологии и безопасность, создание и улучшение различных материалов.

#### Список литературы

1. Годунов С. К., Рябенький В. С. Разностные схемы. - М.: Наука, 1977
2. Самарский А. А. Теория разностных схем. - М.: Наука, 1977
3. Самарский А. А., Николаев Е. С. Методы решения сеточных уравнений. - М.: Наука, 1978
4. Самарский А. А. Разностные методы решения задач газовой динамики: [учебное пособие для студентов вузов, обучающихся по специальности "Прикладная математика"] / А. А. Самарский, Ю. П. Попов. - Изд. стер. - Москва: ЛИБРОКОМ, 2016. - 422, [1] с.: ил.
5. Разностные схемы в задачах газовой динамики на неструктурированных сетках / К. Н. Волков, Ю. Н. Дерюгин, В. Н. Емельянов, А. С. Козелков; под редакцией В. Н. Емельянова, К. Н. Волкова. — Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2015. - 416 с. - ISBN 978-5-9221-1609-1.

## **ДЛИТЕЛЬНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЭРИТРОЗИНА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ БЫЧЬЕГО СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА**

**Ишемгулов А.Т., канд. физ.-мат. наук,  
Летута С.Н., д-р физ.-мат. наук, профессор,  
Раздобреев Д.А., канд. хим. наук**

**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»**

Эффективный мониторинг содержания кислорода в живых тканях в режиме реального времени – важная задача как для научных исследований, так и для рутинной хирургической практики. Уровень кислорода в тканях удобно определять с помощью люминесцентных методов [1], в частности, с помощью замедленной флуоресценции (ЗФ), возникающей после аннигиляции молекул триплет-возбуждённого фотосенсибилизатора (ФС) и синглетного кислорода (СК) (для замедленной флуоресценции обусловленной синглет-триплетной аннигиляцией (СТА) будем использовать аббревиатуру - СТАЗФ). В ходе исследования методом флэш-фотолиза особенностей кинетики затухания ЗФ некоторых ФС (нами изучены анионные ксантеновые красители эритрозин, эозин, бенгальский розовый) в некоторых тканях животных и человека, при импульсно-периодическом возбуждении наблюдалось обратимое снижение интенсивности СТАЗФ [2, 3]. Наблюдаемый эффект зависит от частоты следования возбуждающих импульсов и обусловлен различием скоростей потребления СК в тканях и восстановлением уровня молекулярного кислорода, поступающего из внешней среды. Кроме того, в кинетических кривых ЗФ красителей обнаружены участки, свидетельствующие о наличии в тканях молекул ФС недоступных для кислорода. Высказано предположение, что обнаруженные особенности ЗФ анионных красителей возникают из-за взаимодействия молекул в тканях с межклеточными или внутриклеточными белками. Для проверки этого предположения исследована ЗФ эритрозина в физиологическом растворе в присутствии белка. В качестве модельного белка выбран бычий сывороточный альбумин (БСА) – глобулярный белок плазмы крови, выполняющий транспортную функцию и потому имеющий большое число различных центров связывания низкомолекулярных соединений.

Исследования проведены методами стационарной и динамической спектрофотометрии и флуориметрии. На рис. 1 представлены спектры поглощения эритрозина (0,1 мМ) в физрастворе при различной концентрации БСА (концентрации указаны во врезке). При добавлении БСА в раствор красителя коэффициент экстинкции уменьшается, а максимум поглощения эритрозина смещается в длинноволновую область (сдвиг составляет около 10 нм). Величина смещения максимума поглощения не зависит от концентрации белка. Белковые растворы становятся более прозрачными: связывание белка с красителем уменьшает рассеяние света раствором.

В спектрах быстрой флуоресценции также происходит сдвиг максимума свечения. С ростом концентрации БСА интенсивность флуоресценции сначала падает, затем начинает расти (рис. 2). По-видимому, число мест связывания красителя белком лимитировано и при малой концентрации белка эти места быстро заполняются, а в результате кооперативного взаимодействия молекул красителя образуются не люминесцирующие ассоциаты. При увеличении количества мест связывания в растворе добавляется число флуоресцирующих центров и интенсивность свечения повышается.

Результаты спектрофотометрических исследований указывают на активное взаимодействие красителя и белка.

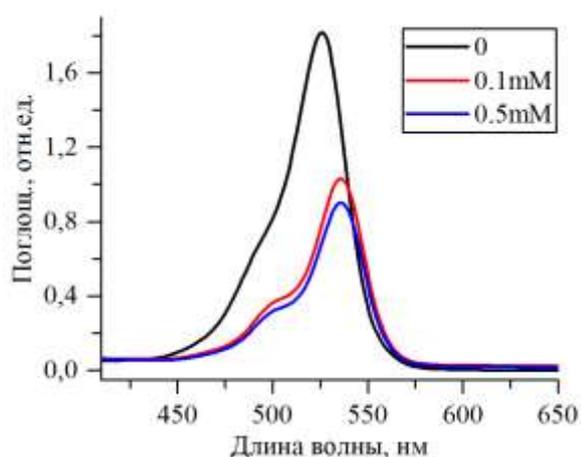


Рисунок 1 – Спектры поглощения эритрозина (0,1 мМ) в физрастворе в присутствии БСА различной концентрации (указаны во врезке)

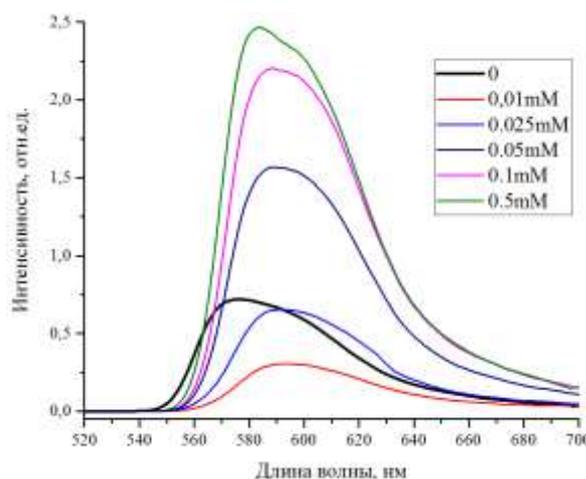


Рисунок 2 – Спектры быстрой флуоресценции эритрозина (0,1 мМ) в физрастворе в присутствии БСА различной концентрации (указаны во врезке)

Кинетика затухания длительной люминесценции эритрозина существенно зависит от концентрации БСА (рис. 3).

В растворе эритрозина без белка наблюдается ЗФ с характерной длительностью послесвечения 2-3 мкс и очень слабая фосфоресценция. Кинетическая кривая ЗФ формируется в результате суперпозиции двух сигналов – свечения обусловленного СТА и термостимулированного свечения. При обычных условиях в отсутствие белка фактически регистрируется только короткоживущая ЗФ обусловленная СТА. Интенсивность термостимулированной ЗФ и фосфоресценции при этом очень низкие, поскольку возбужденные триплетные состояния молекул эритрозина эффективно тушатся растворенным в жидкости кислородом.

При добавлении БСА (0.1 мМ) в раствор сначала наблюдается резкое уменьшение интенсивности ЗФ эритрозина. По мере роста концентрации белка в растворе кинетика свечения изменяется - возрастают и интегральная интенсивность, и продолжительность ЗФ. Одновременно с ростом концентрации белка растёт продолжительность и интенсивность

фосфоресценции (на рис. 3 показаны кинетические кривые при концентрации БСА 1 мМ).

Это экспериментальные факты можно объяснить двумя причинами. С появлением комплексов краситель-белок, квантовый выход свечения которых несколько ниже, чем у «чистого» раствора эритрозина, общий сигнал сначала снижается. По мере увеличения количества светящихся центров интенсивность люминесценции растет.

Растворы краситель-белок представляют собой среду с различной кислородопроницаемостью. Часть молекул красителя не связаны белком и легкодоступны для кислорода как в обычном растворе. Некоторая часть молекул находится в области белковой глобулы, в которой содержится кислород, но его растворимость меньше, чем в чистом физрастворе. Наконец имеются молекулы красителя недоступные для кислорода. Такая модель раствора позволяет объяснить особенности экспериментальных кинетических кривых затухания ЗФ и фосфоресценции красителя.

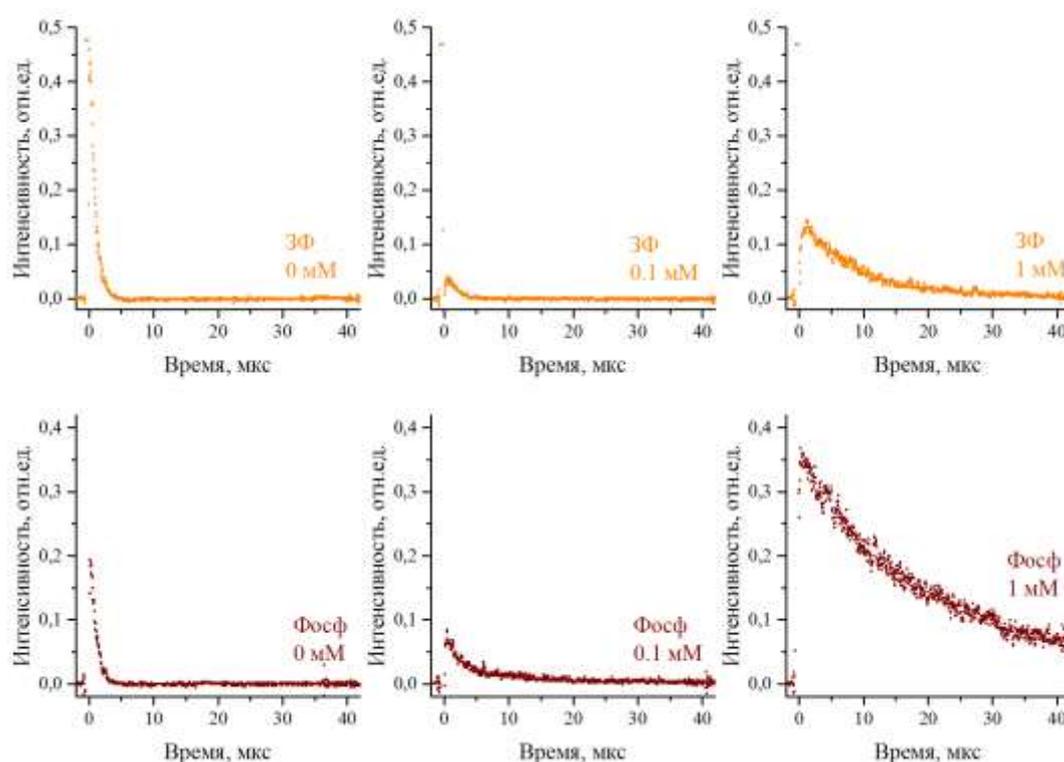


Рисунок 3 – Кинетика затухания ЗФ (верхний ряд) и фосфоресценции (нижний ряд) эритрозина (1 мМ) в растворах БСА различной концентрации (указаны на рисунке) при моноимпульсном возбуждении.

Модель среды с различной кислородопроницаемостью позволяет истолковать наблюдаемые закономерности в кинетике ЗФ эритрозина при импульсно-периодическом возбуждении. При возбуждении растворов эритрозина (1 мМ) с БСА (0,5 мМ) серией импульсов, следующих с частотой 10 Гц, имеет место обратимое тушение СТА свечения и одновременное увеличение интенсивности термостимулированной ЗФ (рис. 4, слева),

аналогичное наблюдавшемуся в тканях животных [2, 3]. Изменения в кинетике затухания ЗФ и флуоресценции (рис. 4, справа) позволяют констатировать «переключение» порядка реакций - после воздействия 10 импульсами, кривые становятся монотонными и близкими к моноэкспоненциальным.

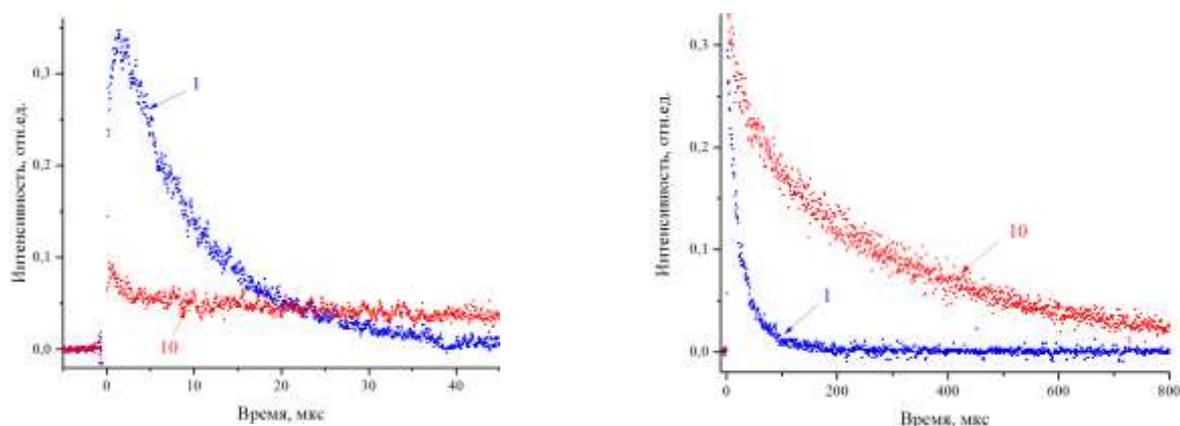


Рисунок 4 – Кинетика затухания ЗФ (слева) и флуоресценции (справа) эритрозина (1 мМ) и БСА (1 мМ) в водном растворе при импульсно-периодическом возбуждении с частотой 10 Гц, показаны кривые после 1-го и 10-о импульсов.

Уменьшение интенсивности свечения на начальном (до 10 мкс) участке кинетической кривой обусловлено тушением СТАЗФ из-за «выжигания» кислорода в областях с ограниченной растворимостью обусловленное повышенной активностью СК. Вклад СТАЗФ в интегральный сигнал снижается по мере роста содержания белка в растворе. В растворе увеличивается количество молекул красителя недоступного для реакции с кислородом. Кроме того, необходимый для СТАЗФ синглетный кислород может реагировать с отдельными сайтами белка, и эта вероятность увеличивается с ростом концентрации БСА.

Из представленных данных следует, что особенности длительной люминесценции эритрозина в растворах БСА и в биологических тканях идентичны. Возможно, кинетика затухания ЗФ в тканях животных и человека зависит именно от типа и вида белков, которые связывают сенсibilизаторы.

#### Список литературы

1. Тучин, В.В. Оптическая биомедицинская диагностика / Под ред. В.В. Тучина. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. – 560 с.
2. Летута, С.Н. Непрерывный мониторинг содержания кислорода в тканях *in vivo* / С.Н. Летута, А.Т. Ишемгулов, У.Г. Летута, С.Н. Пашкевич // Биофизика. – ОГУ, 2018. – том 63. № 5. – 997-1003 с.
3. Ишемгулов, А.Т. Длительная люминесценция сенсibilизаторов в условиях дефицита кислорода в тканях при фотодинамическом эффекте / А.Т. Ишемгулов, С.Н. Летута, С.Н. Пашкевич, Э.К. Алиджанов, Ю.Д. Лантух // Оптика и спектроскопия. – 2017. – Т. 123. – Р. 818–824.

## **ОСОБЕННОСТИ ОРГАНИЗАЦИИ ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО САМООПРЕДЕЛЕНИЯ СТАРШЕКЛАСНИКА НА ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ УНИВЕРСИТЕТА**

**Огерчук А.А., канд.пед.наук, Кучеренко М.А., канд.пед.наук, доцент  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»**

Одна из ответственных жизненно-важных практических задач, которые приходится решать выпускнику школы – это выбор индивидуальной образовательно-профессиональной траектории. Очевидно, что от того, насколько осознанным и своевременным будет этот выбор, зависит качество последующей личной, социальной и профессиональной жизни человека. Для этого, как правило, на старшей ступени средней школы, ученик сосредотачивает образовательные усилия на выбранном профиле обучения и проявляет высокую активность в самостоятельном выстраивании предметной профессионально-образовательной траектории. Школьник, определившийся с выбором профессии, целенаправленно готовится к выбранным единым государственным экзаменам, используя возможности не только своего образовательного учреждения, но и Центров дополнительного образования, и некоторых из множества имеющихся в интернете онлайн-структур

Министерство просвещения Российской Федерации, с целью развития экономики и укрепления суверенитета, разработало и с 1 сентября 2023 г. начало в образовательных организациях Российской Федерации пилотную реализацию Единой модели профориентационной деятельности. Указанная модель касается обучающихся 6–11-х классов средних школ, включая детей со ограниченными возможностями здоровья (ОВЗ) и с инвалидностью различной нозологии.<sup>1</sup>

В документе определено, что Единая модель профессиональной ориентации (профминимум), как целостный универсальный набор профориентационных практик и инструментов для проведения мероприятий по профессиональному самоопределению обучающихся, включает в себя семь следующих направлений:

1. обучение в профильных предпрофессиональных классах;
2. урочная деятельность;
3. внеурочная деятельность;
4. практико-ориентированный модуль;
5. дополнительное образование;

---

<sup>1</sup> Письмо Министерства просвещения РФ от 1 июня 2023 г. N АБ-2324/05 "О внедрении Единой модели профессиональной ориентации": <https://www.garant.ru/products/ipo/prime/doc/406995316/>

6. профессиональное обучение по программам профессиональной подготовки к рабочим профессиям и должностям служащих;

7. взаимодействие с родителями или законными представителями.

Отметим, что представленная модель профессионального самоопределения учащихся, выступает своеобразным синтезом ряда личностных, метапредметных и предметных результатов освоения основных образовательных программ. Профминимум закладывает основу для создания соответствующих программ в рамках программ обучения, воспитания и социализации обучающихся в урочной и во внеурочной деятельности. Тем самым подчеркивается, что профессиональное самоопределение школьника — это не только выбор направления подготовки, но и нахождение личностного смысла в выбираемой будущей профессии и в самом процессе профессионального самоопределения.

Однако, при выборе учащимися индивидуальной образовательно-профессиональной траектории в современных условиях возникает целый ряд противоречий. Выделим наиболее явные из них:

– между важностью для подростка формирования образовательно-профессиональной траектории и возможностью прогнозировать развитие рынка труда и востребованность профессиональных навыков на горизонте 10-15-ти лет;

– между недостаточным составом личностных качеств, необходимых для овладения профессией, и ярко выраженной мотивацией родителей, которые чаще всего фактически обладают «решающим голосом» при выборе будущей профессии;

– между недостаточной мотивацией обучающихся и наличием личностных качеств для успешного овладения ею;

– между мотивацией выбора профессии и неодинаковыми образовательными и профессиональными возможностями для обучения и трудоустройства в своем регионе по данной профессии;

- высокой потребностью на региональном рынке труда определенной профессии и отсутствием мотивации обучающихся к овладению этой профессией [1], [2], [3].

Указанные противоречия и проблемы профессионального самоопределения школьников можно разрешить при условии создании системы профессиональной ориентации «и содействия профессиональному самоопределению обучающихся, в реализацию которой могут быть вовлечены не только школы, но и профессиональные образовательные организации, образовательные организации высшего образования, семья обучающегося, центры занятости населения, а также компании-работодатели... При построении профориентационной системы важно учитывать опыт внедрения региональных моделей профессиональной ориентации обучающихся, не перечеркивая его и не противореча ему, а, напротив, способствуя обогащению и систематизации этих подходов» [4].

Оренбургская область – это регион с развитой промышленной инфраструктурой, которой необходимы подготовленные профессионалы в научной, технической, химической и авиационной областях производства. Для обеспечения профессионального самоопределения выпускников общеобразовательных учреждений в рамках этих видов деятельности требуется серьезная естественнонаучная и математическая подготовка, особое место в которой занимает теоретическая и практическая эрудиция в области физики. Вместе с тем в области фиксируется снижение интереса школьников к физике и другим естественным фундаментальным наукам, к инженерно-техническому и естественнонаучному образованию [5]. В указанных условиях на физическом факультете Оренбургского государственного университета сложилась динамичная система профессиональной ориентации обучающихся, которая реализуется в образовательной, воспитательной, просветительской и других видах деятельности. В таблице 1 мы приводим результаты сравнительного анализа профориентационных мероприятий физического факультета с учащимися школ г. Оренбурга и Оренбургской области и содержания профминимума, заявленного в Письме Министерства просвещения РФ.

Таблица 1 – Сравнение профориентационных мероприятий в ОГУ (на физическом факультете) и в Единой модели профориентации

№	Направлени я реализации профминиму ма	Профориентацио нные мероприятия профминимума	Профориентац ионные мероприятия физического факультета ОГУ	Содержание мероприятий физического факультета
1	Профильные предпрофессиональные классы, созданные на основе партнерства с образовательными организациями и ВО	Классы: инженерные, медицинские, космические, ИТ, педагогические, предпринимательские, ориентированные на востребованные профессии на рынке труда	Физико-математические классы в филиалах ОГУ в г. Кумертау, г. Акбулаке, г. Соль-Илецке, г. Абдулино	Подготовка к ЕГЭ: занятия по авторским методическим разработкам.
				Подготовка к региональным и Межрегиональным олимпиадам по физике
				Собрания профориентационного характера с родителями учащихся
2	Урочная деятельность	Профориентационное содержание уроков по предметам общеобразовательного цикла, где рассматривается	Урочная деятельность по физике с профориентационным	Углубленное обучение физике учащихся 8-11-х классов по программам дополнительного образования

		значимость учебного предмета в профессиональной деятельности	содержанием в Университетской физико-математической школе	
			Школа-интенсив по физике для учащихся ОУ г. Оренбурга по программе «ОГУ. Приоритет-2030»	Углубленное изучение наиболее трудных разделов школьного курса по физике
3	Внеурочная деятельность	Беседы, консультации педагога, дискуссии, мастер-классы, экскурсии	Профориентационная работа в Неженском лицее, в МОАУ «Гимназия №1, в МОАУ «Лицее №1», в Акбулакской СОШ, в МОАУ «СОШ №62»	<p>Мастер-классы и индивидуальные консультации по физике с учащимися профильных классов образовательных учреждений</p> <p>Тематические экскурсии профориентационного характера на кафедры физического факультета (биофизики и физики конденсированного состояния; медико-биологической техники; радиофизики и электроники)</p>
			Университетские субботы на физическом факультете	<p>Тематические лекции профессорско-преподавательского состава физического факультета, имеющие профориентационный характер</p> <p>Тематические экскурсии профориентационного характера на кафедры физического факультета (биофизики и физики конденсированного состояния; медико-</p>

				биологической техники; радиофизики и электроники)
			Публичные лекции по физике в рамках Дня науки в ОГУ	Тематические лекции профессорско-преподавательского состава физического факультета, имеющие профориентационный характер
4	Практико-ориентированный модуль	Экскурсии на производство, экскурсии и посещение лекций в образовательных организациях СПО и ВО, посещение профориентационной выставки «Лаборатория будущего», посещение профессиональных проб, выставок и ярмарок профессий, дней открытых дверей в образовательных организациях СПО и ВО, открытых уроков технологии на базе колледжей,	Тематические экскурсии в Центр лазерной и информационной биофизики, Институт микро- и нанотехнологий	Формирование осведомленности учащихся-старшеклассников о современной физической науке и современных методах научного исследования
			Лабораториум в рамках программы «ОГУ. Приоритет - 2030»	Формирование методологических умений по физике у учащихся 10-х классов ОУ г. Оренбурга
			Профильная практика по физике учащихся 10-х классов школ г. Оренбурга	Формирование методологических умений по физике у учащихся 10-х классов ОУ г. Оренбурга Тематические лекции профессорско-преподавательского состава физического факультета, имеющие профориентационный характер

		встречи с представителями разных профессий	День открытых дверей на физическом факультете ОГУ	Тематические лекции профессорско-преподавательского состава физического факультета, имеющие профориентационный характер Экскурсии в научные лаборатории физического факультета (лаборатория синтеза наноструктур; лаборатория лазерного управления процессами в полимерах и нанокompозитах; лаборатория люминесцентной диагностики природных и синтетических наноструктур)
5	Дополнительное образование	Выбор и посещение занятий в рамках дополнительного образования с учетом склонностей и образовательных потребностей учащихся	Евразийская многопрофильная олимпиада старшеклассников в «Поиск» по физике	Рассылка информации по Оренбургской области, подготовка методической комиссией заданий для отборочного и заключительного туров олимпиады, проверка жюри выполнения заданий, работа апелляционной комиссии, организация отборочного и заключительного туров, награждение победителей и призеров
			XVII Конкурс исследовательских работ учащейся молодежи и студентов Оренбуржья	Руководство исследовательскими проектами, подготовка и рецензирование работ, докладов учащихся, работа жюри из профессорско-преподавательского состава физического факультета

			<p>Функционирование Университетской физико-математической школы как структурного подразделения физического факультета</p>	<p>Углубленное обучение физике учащихся 8-11-х классов по программам дополнительного образования</p>
			<p>Взаимодействие «Вуз-школа» по программе «ОГУ.Приоритет-2030» (для учащихся 9-11 классов).</p>	<p>Углубленное обучение физике учащихся 8-11-х классов по программам дополнительного образования (физика)</p>
6	<p>Профессиональное обучение по программам профессиональной подготовки по профессиям рабочих и должностям служащих</p>	<p>Получение профессии по образцу существовавших учебно-производственных комбинатов</p>	<p>Сотрудничество физического факультета с Оренбургским областным детско-юношеским многопрофильным центром</p>	<p>Формирование образовательно-профессиональной информированности в области физики у учащихся очно-заочной школы «Созвездие»</p>
7	<p>Взаимодействие с родителями или законными представителями</p>	<p>Родительские собрания, участие родительского сообщества во встречах с представителями разных профессий</p>	<p>Дни районов Оренбургской области в ОГУ</p> <p>Выезд в районы Оренбургской области (для обучающихся в средних учебных заведениях области)</p>	<p>Информационное сопровождение родителей в контексте профессионального самоопределения учащихся в области специалистов физики и радиофизики, инженеров, занимающихся медико-биологической техникой, биофизикой, физикой конденсированного состояния и материаловедением</p>

Конкретизируем пункты 2 и 4 таблицы 1. Школа-интенсив по вопросам углубленного изучения физики была организована физическим факультетом для учащихся 15-ти образовательных площадок-школ г. Оренбурга. В работе

школы приняли участие более 100 старшеклассников, мотивированных на получение естественнонаучного и инженерного образования, на подготовку в области современных информационных технологий. Можно констатировать, что кроме предметной компоненты, учебные занятия стали базой реализации проблематизации темы профессионального будущего школьников и приложения информационно-обучающего подхода в различных формах учебного взаимодействия. Сутью информационно-обучающего подхода для старшеклассника стало повышение его осведомленности в мире профессий, так или иначе связанных с физикой, проработка логики получения такого профессионального образования и дальнейшего трудоустройства в местном регионе и в других регионах России.

В работе лабораториума «Физика в экспериментах: реальный, виртуальный, научный» участвовало более 90-а выпускников основной и полной средней школы вместе со своими учителями физики. Лабораториум позволил обучающимся установить связь между получаемыми теоретическими знаниями и текущими и будущими приложениями этих знаний в профессиональной деятельности ученых и инженерно-технических работников, подготовил основу для развития внутренней мотивации в контексте осознанного выстраивания собственной образовательно-профессиональной траектории [6].

Профильная практика в учебных лабораториях физического факультета, в том числе в лаборатории физического практикума со сверхточным современным оборудованием, для более чем 60-ти ее участников, привлекла внимание к теме профориентации, пробудила у учащихся интерес к выбору профессиональных предпочтений в области естественнонаучных и инженерно-технических специальностей в Оренбургском государственном университете.

Следует признать, что несмотря на многолетнюю профориентационную работу сотрудников факультета, в Оренбургской области предмет «Физика» не является лидером в выборе выпускниками экзамена для итоговой государственной аттестации (ЕГЭ). Согласно отчетам Министерства образования Оренбургской области по итогам проведения государственной итоговой аттестации, наблюдается тенденция снижения количества выпускников, выбирающих ЕГЭ по физике. Так в 2022 г. году из 7276 учащихся выбрали физику 1533 (21% выпускников), в 2023 г. – из 6614 – только 1216 (18,3% выпускников). В 2023 г. доля высокобалльных результатов (81-100 тестовых баллов) существенно снизилась по сравнению с 2022 г.: с 13,8 % (206 чел.) в 2022 г. до 12,4 % (149 чел.) в 2023 г.. Доля участников экзамена, не преодолевших минимального порога по физике в 2023 году осталась на уровне 2022 года (6% выпускников). Стобалльные результаты по физике в 2023 г. получили 4 выпускника Оренбургской области, тогда как в 2022 г. – 6, в 2021г. – 8, а в 2020 г. – 9 [7].

Вместе с тем, очевидно, что сложившаяся динамичная система профориентационных мероприятий на физическом факультета университета, направленная главным образом на взаимодействие с учащимися, является

необходимым, но не достаточным условием для профессионального самоопределения выпускников Оренбургской области. Известно, что путь к выбору к той или иной профессии проходит, в том числе, и через развитие у школьника интереса к учебному предмету. Интерес к физике обусловлен, в частности, и практической значимостью дисциплины. Но одним из главных факторов для профессионального самоопределения ученика являются, на наш взгляд, личностные качества и профессионализм педагога, глубоко понимающего предмет и умеющего организовать понимание Другого в условиях современного обучения. Разработанная на физическом факультете модель профориентации дополняет работу учителя-предметника, который может системно (использование комплексного подхода) и систематично (в течение нескольких лет) реализовывать в образовательном процессе политехнический принцип, опираясь на дидактические принципы научности, сознательности усвоения знаний, связи теории с практикой и наглядности [8]. В этой связи физический факультет имеет материально-технические и человеческие ресурсы для разработки программы повышения квалификации учителя физики в области изучения основных направлений технического прогресса, в вопросах прикладной физики и техники (физика наноструктур и конденсированного состояния, биофизика, физика неорганических материалов).

Структурные и содержательные особенности профориентационной деятельности на физическом факультете Оренбургского университета обеспечивают школьникам снятие ситуации неопределенности и изменчивости, связанных с высокими темпами развития техники, информационных технологий и общества. Деятельность профессорско-преподавательского состава факультета защищает выпускников от завышенных ожиданий и обесценивания в области профессионального образования, помогает устойчивому становлению их образовательно-профессиональной траектории.

#### Список литературы

1. Кириллова О.А., Евдокимова В.Е. Профориентационная работа как одно из основных направлений деятельности педагогического вуза // Научное обозрение. Педагогические науки. – 2023. – № 5. – С. 21-25; URL: <https://science-pedagogy.ru/ru/article/view?id=2499> (дата обращения: 18.01.2024).

2. Землянухина Н.С., Кузнецов П.С. Профориентация в эпоху постмодерна // Профессиональная ориентация. - 2017. - № 1. - С. 92-100.

3. Безусова Т. А., Шестакова Л. Г. Методы профориентационной работы высшего учебного заведения. - №54-2-2016 URL: <https://novainfo.ru/article/8479> (дата обращения: 18.01.2024)

4. Методические рекомендации по реализации профориентационного минимума в образовательных организациях Российской Федерации,

реализующих образовательные программы основного общего и среднего общего образования [Электронный ресурс]. Режим доступа <https://docs.edu.gov.ru/document/id/3990>

5. Промышленность Оренбуржья испытывает кадровый голод [Электронный ресурс]. Режим доступа: <https://oren.mk.ru/social/2023/04/10/promyshlennost-orenburzhya-ispytyvaet-kadrovyy-golod.html>

6. Сотрудничество физического факультета с образовательными площадками г. Оренбурга [Электронный ресурс]. Режим доступа: <http://www.osu.ru/news/844>

7. Информация об итогах проведения государственной итоговой аттестации в 2023 году в Оренбургской [Электронный ресурс]. — Режим доступа <http://minobr.ortb.ru>

8. Разумовский В.Г., Бугаев А.И., Дик Ю.И. Основы методики преподавания физики в средней школе. – М.: Просвещение, 1984. – С.155-157

# СТРУКТУРА И ДИНАМИКА ДИПОЛЬНОГО НАНОЛАЗЕРА И СПАЗЕРА С ВНЕШНИМ СФЕРИЧЕСКИМ И СФЕРОИДАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

**Кучеренко М.Г., д-р физ.-мат. наук, профессор**  
**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение**  
**высшего образования**  
**«Оренбургский государственный университет»**

Наноразмерный генератор электромагнитного поля, локализованного в плазмонном резонаторе, получил название спазера (spaser) (Bergman D.J., Stockman M. I., 2003) [1-2]. Практически в то же время, и независимо от авторов [1-2] И.Е.Проценко с соавторами была предложена концепция дипольного нанолазера (ДНЛ) [3-6], близкая по духу и математическому описанию к спазеру. Работа обоих устройств, как спазера, так и ДНЛ, основана на использовании металлических наночастиц или нанооболочек в качестве плазмонных резонаторов [1-9], а различия в режимах генерации электромагнитного поля в устройствах обусловлены соотношениями между релаксационными параметрами компонентов этих систем. По этой причине мы будем использовать далее термин «спазер», имея в виду и ДНЛ, в том числе. В [10] были исследованы спектры динамической поляризуемости слоистых сферических нанокомпозитов с вырожденным электронным газом металла оболочки, используемых для концентрического спазера со структурой ядро-оболочка. Свойства магнитооптического спазера в виде двуслойной сферической наночастицы с проводящей оболочкой и невырожденным электронным газом были исследованы в [7].

В случае спазера с внешним, т.е. вынесенным наружу плазмонным резонатором, точные выражения для генерируемого поля получить сложнее, чем в случае симметричных концентрических систем [8-9], однако технологически системы с внешним плазмонным резонатором получить проще, а на практике они встречаются чаще [3-9]. К тому же их характеристики являются очень чувствительными к изменению расстояния между частицами, одна из которых содержит двухуровневые атомы и представляет собой активный элемент, а другая – проводящая, выполняет функцию плазмонного резонатора. Привлекательным свойством таких систем является их модульная структура, т.е. для них почти всегда есть возможность замены одного резонатора другим, с измененными характеристиками, путем варьирования лишь компонентного состава коллоидной смеси. Ранее, в серии работ [10-12], были исследованы плазмонные характеристики сферических, однородных и слоистых проводящих наночастиц (НЧ), в том числе и в магнитном поле индукции  $\mathbf{B}$ . В данной работе рассматриваются спазеры, резонаторы которых представляют собой отделенные от активной зоны генератора наночастицы различной структуры и формы: однородные и многослойные, сферические и сфероидальные. В ряде случаев активные

частицы с двухуровневыми атомарными системами (ДУС) также могут варьироваться по форме, изменяясь от сферической, до сфероидальной – вытянутой или сплюснутой. Такие активные элементы с ДУС будем называть здесь квантовыми точками (КТ), не вдаваясь подробно в детали их строения, а полагая важной для нас лишь их двухуровневую энергетическую структуру, возможность введения для среды КТ понятия диэлектрической проницаемости – стандартной и эффективной, т.е. полезависящей [8-9], а также форму КТ. Так, для спазера на основе сферической диэлектрической частицы с внедренными в нее ДУС атомами и анизотропной сферической НЧ получено точное решение задачи для квазистатического электрического поля НЧ не только в приближении ее дипольной поляризуемости, но и в общем случае мультипольной структуры формируемого поля внутри резонатора и в области размещения КТ. Нахождение точного решения оказалось возможным не только в случае однородных сферических проводящих тел, но и в случае многослойных металлических наночастиц. Если же резонаторы имеют сфероидальную форму, простое решение задачи для поля спазера возможно лишь в дипольном приближении, как для сплошных, так и для слоистых композитных наносфероидов.

В данной работе мы рассмотрим различные типы двухчастичных спазеров, созданных на основе активированной сферической (радиуса  $R_1$ ) или сфероидальной, с длинами полуосей  $a_1$  и  $b_1$ , квантовой точки с содержащимися в ней двухуровневыми атомами, и сфероидальной (сферической радиуса  $R_2$ ) металлической НЧ, с длинами полуосей  $a_2$  и  $b_2$  (радиуса  $R_2$  для сферической НЧ) – в роли плазмонного резонатора на расстоянии  $r > \max(a_1, b_1) + \max(a_2, b_2)$  от центра КТ (Рис. 1). На больших расстояниях от КТ ее поле совпадает с полем точечного диполя с моментом  $\mathbf{p}_g(t) = \mathbf{p}_g(\omega) \exp(-i\omega t)$ , где  $\omega$  – частота колебаний однородного поля  $\mathbf{E}_1$  спазера. Амплитуда  $\mathbf{p}_g(\omega)$  вектора дипольного момента сфероидальной КТ можем быть записана в виде

$$\mathbf{p}_g(\omega) = (\varepsilon_{gain} - \varepsilon_m) \frac{ab^2}{3} \mathbf{E}_1, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_{gain}(\omega)$  – эффективная диэлектрическая проницаемость КТ, зависящая от напряженности поля  $\mathbf{E}_1$  [7-9]. Прозрачная среда, в которую помещен спазер, имеет постоянную диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon_m$ . Неоднородное поле внутри плазмонного резонатора  $-\vec{\nabla}_r \delta\varphi_2(r, \theta) = \mathbf{E}_2(r, \theta)$ ,  $r < R_2$ , может быть определено в случае шаровой НЧ из решения задачи о диэлектрическом шаре в поле точечного заряда в точке  $r_0 > R_2$  с последующим дифференцированием по параметру  $r_0$ . Этот метод применим как для сплошных, так и для оболочечных сферических НЧ. Для сфероидальных однородных и особенно слоистых НЧ, с целью получения удобных для проведения расчетов

аналитических выражений приходится ограничиваться дипольным приближением независимо от степени вырожденности электронного газа металла.

Особенно простое описание принципа действия дипольного нанолазера или спазера может быть осуществлено в рамках классической концепции эффективной нелинейной диэлектрической проницаемости активной среды КТ. Так, в [7-9] была предложена точно решаемая классическая электродинамическая модель спазера с нелинейной полевой зависимостью диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{gain}(\omega)$  материала активированного кора с проводящим внешним слоем оболочечной глобулы.

Анализ структуры математических моделей различных типов спазеров и ДНЛ показывает, что на сегодняшний день могут быть получены приемлемые по точности решения для моделей генераторов, структура которых основана на бинарных комплексах «квантовая точка – плазмонная наночастица»:

1. Сферические КТ и НЧ в однородном внешнем магнитном поле (точное решение задачи и решение в приближении дипольной поляризуемости НЧ)

2. Сферическая КТ – оболочечная сферическая НЧ в магнитном поле (точное решение общей задачи и решение в приближении ДП НЧ)

3. Сферическая КТ – сфероидальная НЧ в магнитном поле (приближение дипольной поляризуемости НЧ)

4. Сферическая КТ – оболочечная сфероидальная НЧ в магнитном поле (приближение дипольной поляризуемости НЧ)

5. Сферическая КТ – сферическая НЧ с вырожденным электронным газом (приближение дипольной поляризуемости НЧ)

6. Сферическая КТ – оболочечная сферическая НЧ с вырожденным электронным газом (приближение дипольной поляризуемости НЧ)»

7. Сфероидальная КТ – оболочечная сферическая НЧ в магнитном поле (приближение дипольной поляризуемости НЧ)

8. «Сфероидальная КТ – сферическая НЧ с вырожденным электронным газом (приближение дипольной поляризуемости).

Кроме этих моделей и моделей, уже рассмотренных в [7-9], а также в [10], точное решение найдено для модели сферического слоистого концентрического спазера с плазмонным кором-резонатором в обоих вариантах: с классическим и вырожденным электронным газом металла (Кучеренко М. Г., Чмерева Т.М., настоящий сборник).

*Вариация дипольных переходных моментов молекул и КТ в поле наночастицы. Эффект самовоздействия донора при переносе энергии*

На наличие обратного эффекта дополнительной поляризуемости молекул в поле поляризованной наночастицы в наших работах было впервые указано в [12]. Этот эффект рассматривался там как дополнительный механизм активации межмолекулярного безызлучательного переноса энергии

электронного возбуждения от донора  $D$ , к акцептору  $A$ . Влияние поля наночастицы на процесс в этом случае заключается в том, что переходные электронные дипольные моменты  $\langle p_D \rangle$  и  $\langle p_A \rangle$  в молекулах  $D$  и  $A$  изменяются за счет наведенного поля проводника. Другими словами, в поле поляризованной наночастицы индуцируются дополнительные моменты  $\delta \mathbf{p}_D \sim \alpha_D(\omega) \nabla \varphi_3(\mathbf{r}_D)$  и  $\delta \mathbf{p}_A \sim \alpha_A(\omega) \nabla \varphi_3(\mathbf{r}_A)$ . Электронный диполь  $\langle p_D \rangle$  молекулы поляризует наночастицу, сообщая ей дипольный момент  $\mathbf{P}_{NP}$ . Именно этот диполь создает поле  $\nabla \varphi$  в точках расположения молекул  $D$  и  $A$ , участвующих в переносе. Поляризационный отклик проводника селективен по частоте, поскольку электронный газ наночастицы обладает спектром собственных частот (локализованных плазмонов). Это приводит к нетривиальной задаче вычисления скорости переноса  $U(r)$  с учетом наведенных дополнительных моментов  $\delta \mathbf{p}_D \sim \nabla \varphi \sim \mathbf{E}(r_D)$  и  $\delta \mathbf{p}_A \sim \nabla \varphi \sim \mathbf{E}(r_A)$  перехода у взаимодействующих молекул

$$\begin{aligned} \delta \mathbf{p}_D &= \alpha_D \mathbf{E}(r_D) \sim \alpha_D \alpha_{MP} \left[ 3(\mathbf{p}_D \mathbf{r}_D) \mathbf{r}_D / r_D^5 + \mathbf{p}_D / r_D^3 \right] = \xi(r_D) p_D, \\ \delta \mathbf{p}_A &= \alpha_A \mathbf{E}(r_A) \sim \alpha_A \alpha_{MP} \left[ 3(\mathbf{p}_A \mathbf{r}_A) \mathbf{r}_A / r_A^5 + \mathbf{p}_A / r_A^3 \right] = \eta(r_A) p_A, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\alpha_D, \alpha_A$  – электронные поляризуемости молекул донора и акцептора.

Если величины  $\xi_{\parallel}(r_D)$  и  $\xi_{\perp}(r_D)$  представляют собой продольную и поперечную компоненты вектора  $\xi(r_D)$  ( $(\mathbf{p}_D / p_D) \perp \mathbf{n}_{\perp}^D$  – единичные векторы ортогональны), НЧ –металлический наносфер радиуса  $R$

$$\xi_{\parallel}(r_D | \omega) = \frac{\alpha_D(\omega)}{r_D^3} \left( \frac{R}{r_D} \right)^3 \frac{\varepsilon(\omega) - \varepsilon_m}{\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_m} (3 \cos^2 \theta + 1), \quad (3)$$

$$\xi_{\perp}(r_D | \omega) = \frac{\alpha_D(\omega)}{r_D^3} \left( \frac{R}{r_D} \right)^3 \frac{\varepsilon(\omega) - \varepsilon_m}{\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_m} (3 \cos \theta \sin \theta). \quad (4)$$

где  $\varepsilon_m$  – диэлектрическая проницаемость внешней прозрачной среды.

Значимость самоиндуцированной электронной поляризуемости молекул и КТ может быть оценена на основе (3)-(4). Из этих выражений следует, что максимум величины эффекта достигается при квазиконтактном расположении молекул или КТ у поверхности шара, когда  $r_D \approx R$ . Тогда

$$|\xi(\omega)| \sim \frac{\alpha_D(\omega)}{R^3} \left| \frac{\varepsilon(\omega) - \varepsilon_m}{\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_m} \right|. \quad (5)$$

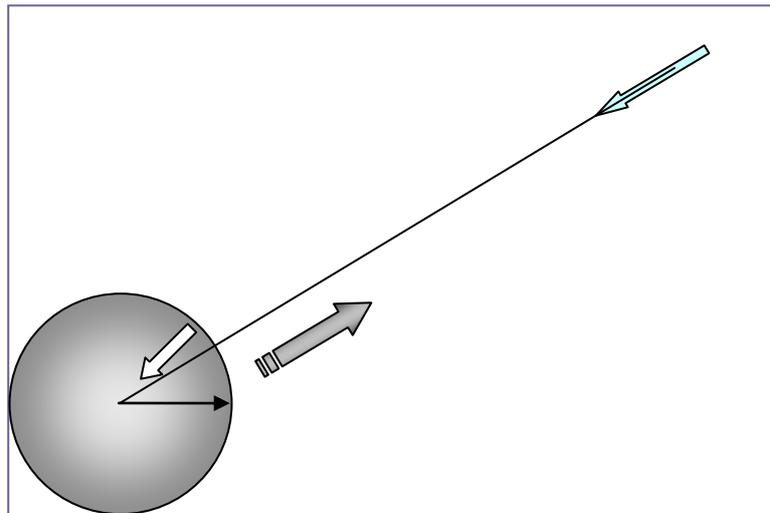
Для молекулы бензола средняя квазистатическая электронная поляризуемость составляет величину  $\alpha_{Benz} \approx 10,32 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$ . Для атома водорода в основном состоянии  $\alpha_H \approx 0,87 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$ . В единицах радиуса Бора  $a_0$  для водорода  $\alpha_H = (9/2)a_0^3$  и тогда типичная поляризуемость молекулы  $\alpha_M \sim 10a_0^3$ . Из (5) получаем ( $\varepsilon'(\omega) = \text{Re } \varepsilon(\omega)$ ,  $\varepsilon''(\omega) = \text{Im } \varepsilon(\omega)$ )

$$|\xi(\omega)| \sim 10 \left( \frac{a_0}{R} \right)^3 \left[ \frac{(\varepsilon' - \varepsilon_m)^2 + (\varepsilon'')^2}{(\varepsilon' + 2\varepsilon_m)^2 + (\varepsilon'')^2} \right]^{1/2}. \quad (6)$$

В условиях резонанса, когда  $\varepsilon' \rightarrow -2\varepsilon_m$ , а радиус наночастицы достаточно мал, например,  $R \approx 10a_0$ , получаем оценку  $|\xi(\omega)| \sim 10^{-2} [9\varepsilon_m^2 + (\varepsilon'')^2]^{1/2} / \varepsilon''$ . Для серебряной частицы в среде ( $\varepsilon_m = 10$ ) на частоте плазмонного резонанса получаем  $|\xi(\omega_{res})| \approx 0.6$ . В других случаях менее сильного резонанса ( $\varepsilon_m = 1$ )  $|\xi(\omega_{res})| \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$ , даже в условиях приповерхностного расположения молекул. При удалении их от наночастицы величина  $|\xi(r|\omega)|$  быстро уменьшается.

Таким образом, как уже отмечалось в [12], в некоторых специфических случаях эффект модуляции электронных дипольных моментов молекул в поле поляризованной наночастицы следует принимать во внимание, определяя скорость межмолекулярного безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения.

В случае, когда металлическая наночастица выполняет функцию резонатора спазера или ДНЛ, акцепторная молекула отсутствует, а роль донора выполняет активированная квантовая точка (Рис. 1).



**Рис. 1.** Пространственная конфигурация молекулярных диполей донора, акцептора и наведенного диполя в плазмонном резонаторе

### *Спазер с внешним сферическим и сфероидальным резонатором*

Неоднородное поле  $-\vec{\nabla}_r \delta\varphi_2(r, \theta) = \mathbf{E}_2(r, \theta)$  в сферическом плазмонном резонаторе определяется из точного решения задачи о шаре в поле точечного заряда в точке  $r_0 > R_2$ . Тогда для потенциала этого поля можем записать

$$\delta\varphi_2(r, \theta; r_0) = - \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(2l+1)(l+1)}{[l\varepsilon_2(\omega) + (l+1)\varepsilon_m]} |\mathbf{p}_g| \cdot \frac{r^l}{r_0^{l+2}} \cdot P_l(\cos \theta), \quad r < R_2, \quad (7)$$

а наведенный в НЧ дипольный момент

$$\mathbf{p}_2(r_0) = -\frac{1}{2\varepsilon_m} \int_0^{R_2} \int_0^\pi [\varepsilon_2(\omega) - \varepsilon_m] \vec{\nabla}_r \delta\varphi_2(r, \theta) r^2 dr \sin\theta d\theta. \quad (8)$$

Отраженное поле  $-\vec{\nabla}_r \delta\varphi_3(r, \theta) = \mathbf{E}_3(r, \theta)$  вне НЧ, где потенциал

$$\delta\varphi_3(r, \theta | \omega) = \frac{1}{\varepsilon_m} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{l(l+1)[\varepsilon_2(\omega) - \varepsilon_m]}{[l\varepsilon_2(\omega) + (l+1)\varepsilon_m]} |\mathbf{p}_g| \cdot \frac{R_2^{2l+1}}{r_0^{l+2} r^{l+1}} P_l(\cos\theta), \quad r > R_2. \quad (9)$$

В дипольном приближении отраженное поле шарового резонатора в области расположения активной частицы находим как  $\mathbf{E}_3(\mathbf{r}_1) = \vec{\mathbf{G}}^{(+)}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \mathbf{p}_2(\mathbf{r}_2)$ . Тогда самосогласованное поле  $\mathbf{E}_1$  в объеме активной наноглобулы получаем в виде

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}_1) = \frac{3\varepsilon_m}{2\varepsilon_m + \varepsilon_{gain}} \vec{\mathbf{G}}^{(+)}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \mathbf{p}_2(\mathbf{r}_2). \quad (9)$$

В общем случае произвольного соотношения между масштабом системы  $\mathbf{R} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$  и длиной волны  $\lambda$  электромагнитного поля напряженность  $\mathbf{E}(\mathbf{r}_2, \omega) = \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) \mathbf{p}(\mathbf{r}_1, \omega)$  поля зависит от волнового числа  $k = 2\pi / \lambda$ . При достаточно больших размерах системы, соизмеримых с длиной волны, нет оснований использовать приближение квазистатического поля, и необходимо учитывать конечность скорости распространения электромагнитного сигнала. Учет этого обстоятельства приводит к следующему выражению для 9-и компонент тензора Грина  $\vec{\mathbf{G}}(\mathbf{R})$  [11]

$$\vec{G}_{ij}(\mathbf{R} | \omega) = -\frac{\exp(ikR)}{R^3} \left[ (1 - ikR) \left( \delta_{ij} - 3 \frac{\mathbf{R}_i \mathbf{R}_j}{R^2} \right) - k^2 R^2 \left( \delta_{ij} - \frac{\mathbf{R}_i \mathbf{R}_j}{R^2} \right) \right]. \quad (10)$$

Последнее слагаемое в правой части (10) определяет напряженность поля в дальней зоне.

В приближении дипольной поляризуемости НЧ отраженное от нее поле

$$\mathbf{E}_3(\mathbf{r}) = \vec{\mathbf{G}}^{(+)}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}) \vec{\alpha}(\omega) \vec{\mathbf{G}}^{(-)}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{p}_g(\mathbf{r}_1), \quad (11)$$

где  $\vec{\alpha}(\omega)$  – тензор (второго ранга) дипольной динамической поляризуемости наночастицы, вырождающийся в случае изотропной глобулы и отсутствия внешнего магнитного поля в скаляр. Напряженность поля (11) с учетом фактора Лоренца для шара, должна совпадать с напряженностью  $\mathbf{E}_1$  поля внутри КТ. Тогда напряженность поля в активированной сферической КТ можно записать в самосогласованном виде

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}_1) = \frac{3\varepsilon_m}{2\varepsilon_m + \varepsilon_{gain}(\mathbf{E}_1)} \vec{\mathbf{G}}^{(+)}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \vec{\alpha}(\omega) \vec{\mathbf{G}}^{(-)}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{p}_g(\mathbf{E}_1(\mathbf{r}_1) | \omega), \quad (12)$$

откуда получаем уравнение для напряженности  $\mathbf{E}_1$ , входящей в эффективную диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon_{gain}(\mathbf{E}_1)$  активной среды нанолазера

$$\varepsilon_{gain}(\mathbf{E}_1) + 2\varepsilon_m = \left( \varepsilon_{gain}(\mathbf{E}_1) - \varepsilon_m \right) \left[ \varepsilon_m R_1^3 \vec{\mathbf{G}}^{(+)}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \vec{\alpha}(\omega) \vec{\mathbf{G}}^{(-)}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \right]. \quad (13)$$

Введем тензор  $\vec{\mathbf{T}}(\mathbf{r}_{QD})$  сферического «дипольного рефлектора» соотношением

$$\vec{\mathbf{T}}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) = \varepsilon_m R_1^3 \vec{\mathbf{G}}^{(+)}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \vec{\alpha}(\omega) \vec{\mathbf{G}}^{(-)}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2). \quad (14)$$

Тогда уравнение (13) для напряженности  $\mathbf{E}_1$  принимает вид

$$\varepsilon_{gain}(\mathbf{E}_1) = \left( \vec{\mathbf{T}}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) + 2\vec{\mathbf{I}} \right) \left[ \vec{\mathbf{T}}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) - \vec{\mathbf{I}} \right]^{-1} \varepsilon_m. \quad (13')$$

Теперь учтем, что выражение для эффективной диэлектрической проницаемости усиливающей среды имеет явную полевую зависимость, определенную в [8] как «Toy model»

$$\varepsilon_{gain}(\omega) = \varepsilon_{1m} + 4\pi \left| \mathbf{d}_{ge} \right|^2 \frac{n_0 T_2}{\hbar} \frac{\omega_{21}}{\omega} \frac{-i + \frac{\omega^2 - \omega_{21}^2}{2\omega / T_2}}{1 + \left| \mathbf{d}_{ge} \right|^2 \frac{T_1 T_2}{\hbar^2} |E(\omega)|^2 + \left( \frac{\omega^2 - \omega_{21}^2}{2\omega / T_2} \right)^2}, \quad (15)$$

и включает в себя квадрат модуля дипольного момента  $\mathbf{d}_{ge}$  перехода в атоме КТ, времена релаксации  $T_1$ ,  $T_2$  и равновесную объемную инверсию  $n_0$ . Здесь  $\varepsilon_{1m}$  – диэлектрическая проницаемость среды, в которую помещены двухуровневые атомы.

Тогда напряженность  $\mathbf{E}_1$  поля, генерируемого в КТ спазера

$$\left| \mathbf{E}_1 \right| = \left( \left| \mathbf{d}_{ge} \right|^2 \frac{T_1 T_2}{\hbar^2} \right)^{-1/2} \times \left\{ D_0 \frac{\omega_0}{\omega} \left( -i + \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{2\omega T_2^{-1}} \right) \left[ \left( \vec{\mathbf{T}}(\mathbf{R}) + 2\vec{\mathbf{I}} \right) \left( \vec{\mathbf{T}}(\mathbf{R}) - \vec{\mathbf{I}} \right)^{-1} \varepsilon_m - \varepsilon_{1m} \right]^{-1} - 1 - \left( \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{2\omega T_2^{-1}} \right)^2 \right\}^{1/2}.$$

В ближней зоне, т.е. когда радиус  $\mathbf{R} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$  существенно меньше длины волны  $\lambda$ , диадическая функция Грина  $\vec{\mathbf{G}}(\mathbf{R})$  становится квазистатической функцией точечного дипольного источника  $\vec{\mathbf{G}}(\mathbf{R}) = R^{-3} (3\mathbf{R} \otimes \mathbf{R} / R^2 - \vec{\mathbf{I}})$ .

В случае вырожденного электронного газа металла нанорезонатора для дипольной динамической поляризуемости  $\vec{\alpha}(\omega)$  наночастицы следует использовать соответствующие выражения из [10-11]. Если в спазере используется сфероидальный нанорезонатор, поляризуемость  $\vec{\alpha}(\omega)$  становится тензором

$$\tilde{\alpha}(\omega) = \frac{ab^2}{3} [\varepsilon_2(\omega) - \varepsilon_m] \left[ \varepsilon_m (\tilde{\mathbf{I}} - \tilde{\mathbf{n}}) + \tilde{\mathbf{n}} \varepsilon_2(\omega) \right]^{-1}.$$

Формулы для тензора  $\tilde{\alpha}(\omega)$  поляризуемости двухчастичного кластера, также, получены нами ранее для обоих случаев вырожденного и классического электронного газа металла [11]. Они могут быть использованы для спазера со сложным резонатором из двух частиц различной формы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках научного проекта № FSGU-2023-0003.

#### Список литературы

1. *Bergman D.J., Stockman M. I.* Surface Plasmon Amplification by Stimulated Emission of Radiation: Quantum Generation of Coherent Surface Plasmons in Nanosystems // *Physical Review Letters*. – 2003. – V. 90. – № 2. – P. 027402.
2. *Stockman M.I.* The spaser as a nanoscale quantum generator and ultrafast amplifier // *J. Opt. Iop Publishing Journal of Optics*. 12 (2010) 024004 (13pp) doi:10.1088/2040-8978/12/2/024004
3. *Protsenko, I. E., Uskov, A. V., Zaimidoroga, O. A., Samoilo, V. N. and O'Reilly, E. P.* Dipole nanolaser. *Physical Review A*, (2005) 71(6), 063812 (7pp). doi: 10.1103 / Phys. Rev. A.71.063812
4. *Займидорога О.А., Проценко И.Е. , Самойлов В.Н.* Способ генерации когерентного электромагнитного излучения и дипольный нанолазер на его основе. Подача заявки: 2003-04-21 публикация патента: 27.03.2005
5. *Проценко И. Е.* Теория дипольного нанолазера // *УФН*, 2012, Т. № 10, С. 1116–1122 DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0182.201210i.1116>
6. *Проценко И.Е., Усков А.В., Рудой В.М.* Релаксация возбужденных состояний эмиттера вблизи металлической наночастицы: анализ с помощью теории сверхизлучения // *ЖЭТФ*, 2014. Том 146, Вып. 2, стр. 265-280.
7. *Baranov D. G., Vinogradov A. P., Lisyansky A. A., Strelniker Yakov M., and Bergman David J.* Magneto-optical spaser // *Optics Lett*. 2013. Vol. 38, No. 12.
8. *Baranov D. G., Andrianov E.S., Vinogradov A. P., Lisyansky A. A.* Exactly solvable toy model for surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation // *Optics Express*. 2013.- Vol. 21. - No. 9. –P. 10779-10791. DOI:10.1364/OE.21.010779
9. *Андрианов Е.С., Виноградов А.П., Дорофеев А.В., Зябловский А.А., Лисянский А.А., Пухов А.А.* Квантовая наноплазмоника. 2015. Долгопрудный «Интеллект». 368 с.
10. *Кучеренко М. Г., Чмерева Т.М., Пискунов А.А.* Спектры динамической поляризуемости слоистых сферических нанокомпозитов в режиме спазера с вырожденным электронным газом металла оболочки //

Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. Универ. комплекс как регион. центр образования, науки и культуры Оренбург: ОГУ, 2022. С. 2875-2882.

11. *Kucherenko M.G.* Plasmon resonances in nanocomposites with degenerated electron gas of metal components and their demonstration in photonics of molecular hybrid systems // Eurasian Physical Technical Journal. 2016. Vol.13. No.1(25). P. 6-14. ISSN 1811-1165.

12. *Кучеренко М.Г., Чмерева Т.М.* Процессы с участием электронно-возбужденных молекул на поверхностях твердых адсорбентов. Оренбург: Оренбургский государственный университет. Монография. 2010. -346 с.

# ДВУХЧАСТИЧНЫЙ СПАЗЕР СО СТРУКТУРОЙ «КВАНТОВАЯ ТОЧКА – ПЛАЗМОННАЯ НАНОГЛОБУЛА» В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

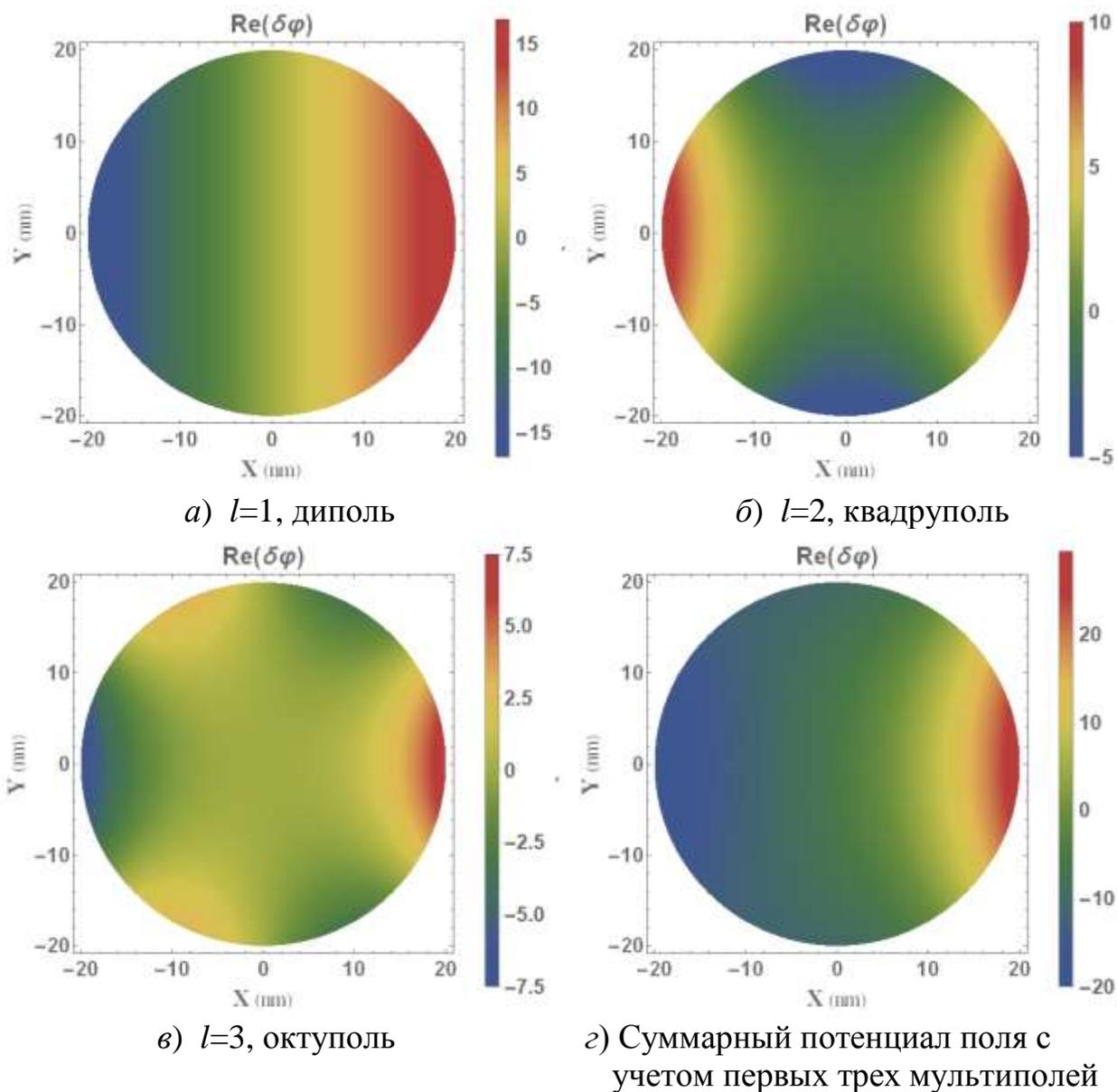
Кучеренко М.Г., д-р физ.-мат. наук, профессор,  
Налбандян В.М., канд. физ.-мат. наук, доцент  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»

Генератор электромагнитного поля, использующий плазмонный нанорезонатор, был предложен Bergman D.J., Stockman M. I. в работе [1], и получил название “Spaser”. При внесении спазера в магнитное поле электронная плазма металла его плазмонного резонатора замагничивается и спектральные характеристики этого устройства изменяются [2]. В [3] была предложена точно решаемая классическая электродинамическая модель спазера с нелинейной полевой зависимостью диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{gain}(\omega)$  материала активированного ядра слоистой глобулы. Ранее, в серии работ [4-11], были исследованы плазмонные характеристики сферических, однородных и слоистых проводящих наночастиц (НЧ) в магнитном поле индукции  $\mathbf{B}$ . В данной работе рассматриваются магнитооптические спазеры, резонаторы которых представляют собой такие наночастицы, а также наночастицы сфероидальной формы. Так, для спазера на основе сферической квантовой точки (КТ), или диэлектрической частицы с внедренными в нее двухуровневыми атомами (мы будем, также, называть ее КТ) и сферической же НЧ в магнитном поле может быть получено точное решение задачи для квазистатического электрического поля НЧ как в приближении дипольной поляризуемости НЧ, так и в общем случае, с учетом мультиполей высших порядков. Это касается как однородных проводящих наноглобул, так и оболочечных наночастиц с металлическим кором, или внешним проводящим слоем. Для резонаторов сфероидальной формы получение решения ограничивается приближением дипольной электрической поляризуемости.

Свойства магнитооптического спазера в виде двуслойной сферической наночастицы с проводящей оболочкой были исследованы в [2]. Здесь мы рассмотрим двухчастичный спазер в виде активированной сферической квантовой точки радиуса  $R_1$ , с содержащимися в ней двухуровневыми атомами, и глобулярной металлической НЧ радиуса  $R_2$ , вынесенной на расстояние  $r > R_1, R_2$  от КТ. Поле активированной КТ представляет собой поле осциллирующего с частотой  $\omega$  во времени  $t$  дипольного источника с моментом  $\mathbf{p}_g(t) = \mathbf{p}_g(\omega)\exp(-i\omega t)$ . Для амплитуды  $\mathbf{p}_g(\omega)$  дипольного момента, сформированного генерируемым однородным полем  $\mathbf{E}_1$  в активированной (накачанной) сферической КТ радиуса  $R_1$ , можем записать

$$\mathbf{p}_g(\omega) = \frac{\varepsilon_{gain} - \varepsilon_m}{4\pi} \frac{4\pi}{3} R_1^3 \mathbf{E}_1 = \frac{1}{3} (\varepsilon_{gain} - \varepsilon_m) R_1^3 \mathbf{E}_1, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_{gain}(\omega)$  – эффективная диэлектрическая проницаемость КТ, зависящая от напряженности поля  $\mathbf{E}_1$ . Прозрачная среда характеризуется диэлектрической постоянной  $\varepsilon_m$ . При этом поле  $-\vec{\nabla}_r \delta\varphi_2(r, \theta | \mathbf{V}) = \mathbf{E}_2(r, \theta)$ , возникающее в однородном сферическом плазмонном резонаторе неоднородно, и оно может быть определено из точного решения задачи о шаре в поле точечного заряда в точке  $r_0 > R_2$  [8] с последующим дифференцированием по параметру  $r_0$ .



**Рис. 1.** Распределения потенциала  $\delta\varphi_2(r, \theta | \mathbf{V})$  в серебряной наночастице для членов различной мультипольности в (2): а)  $l=1$ , б)  $l=2$ , в)  $l=3$  и г) при учете в сумме всех трех мультиполей. Параметры:  $R_2 = 20\text{nm}$ ,  $r_0 = 30\text{nm}$ ,  $\omega = 5 \cdot 10^{15} \text{c}^{-1}$ .

Тогда для потенциала поля внутри НЧ можем записать

$$\delta\varphi_2(r, \theta; r_0 | \mathbf{B}) = -\sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(l+1) \mathbf{p}_g(\omega) \tilde{\varepsilon}_l^{-1}(\omega | \mathbf{B}) \mathbf{r}_0 \cdot \frac{r^l}{r_0^{l+3}} \cdot P_l(\cos \theta), \quad r < R_2, \quad (2)$$

где тензоры  $\tilde{\varepsilon}_l^{-1}(\omega | \mathbf{B}) = [l\tilde{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}) + (l+1)\varepsilon_3\tilde{\mathbf{I}}]^{-1}$ , а  $\tilde{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B})$  – тензор диэлектрической проницаемости замагниченной электронной плазмы металла НЧ. На рис. 1 представлены распределения потенциала  $\delta\varphi_2(r, \theta | \mathbf{B})$  внутри серебряной наночастицы для членов различной мультипольности в (2) а), б), в) и суммарный потенциал поля с учетом трех первых мультиполей на частоте  $\omega = 5 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$  меньшей частоты  $\omega_{res} = 6.2 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$  плазмонного резонанса для шаровой Ag наночастицы.

Зная потенциал  $\delta\varphi_2(r, \theta | \mathbf{B})$  внутри НЧ, можем записать распределение плотности наведенного в ее объеме заряда с помощью выражения на основе лапласиана в сферических координатах, с началом в центре НЧ

$$\rho(r, \theta | \mathbf{B}) = -\frac{1}{4\pi} \nabla_{r, \theta}^2 \delta\varphi_2(r, \theta | \mathbf{B}). \quad (3)$$

Распределение (3) формирует в области локализации КТ отраженное квазистатическое поле  $E_3(r, \theta | \mathbf{B}) = -\nabla_{r, \theta} \delta\varphi_3(r, \theta | \mathbf{B})$  с соответствующей мультипольной структурой [8], где потенциал

$$\begin{aligned} \delta\varphi_3(r, \theta; \omega | \mathbf{B}) = \\ = \frac{1}{\varepsilon_m} \sum_{l=1}^{\infty} l(l+1) \mathbf{p}_g [\tilde{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}) - \varepsilon_m \tilde{\mathbf{I}}] \tilde{\varepsilon}_l^{-1}(\omega | \mathbf{B}) \mathbf{r}_0 \frac{R_2^{2l+1}}{r_0^{l+3} r^{l+1}} P_l(\cos \theta), \quad r > R_2. \end{aligned} \quad (4)$$

Отметим, что поле с потенциалом  $\delta\varphi_3(r, \theta; r_0, \mathbf{B})$  (4) определяет опосредованный безызлучательный перенос энергии вблизи проводящей НЧ к малой частице-акцептору (молекуле или кластеру), находящейся в точке с координатами  $(r, \theta)$  при наличии внешнего магнитного поля [10-12]. Тогда условие самосогласования в «лобовой» точке  $\cos \theta = 1, r = r_0 - R_1 > R_2$  для генерируемого в объеме активной КТ результирующего поля  $\mathbf{E}_1$  получаем в виде

$$\mathbf{E}_1 = -\frac{3\varepsilon_m}{2\varepsilon_m + \varepsilon_{gain}(\mathbf{E}_1)} \nabla_{r, \theta} \delta\varphi_3(r, \theta | \mathbf{B}) \Big|_{r=r_0-R_1, \theta=0}. \quad (5)$$

Т.е. напряженность  $\mathbf{E}_3(r, \theta | \mathbf{B})$  отраженного поля вычисляется в точке  $\cos \theta = 1, r = r_0 - R_1 > R_2$  на поверхности КТ, где все полиномы Лежандра  $P_l(\cos \theta) \equiv 1$ , а также учтен фактор Лоренца для шара.

При достаточно больших расстояниях  $r_0 \gg R_1, R_2$  между частицами спазера для описания характеристик полей  $\mathbf{E}_2$  и  $\mathbf{E}_3$  можно ограничиться

дипольным приближением. В выражение для наведенного в НЧ дипольного момента

$$\mathbf{p}_2(r_0 | \mathbf{B}) = -\frac{1}{2\varepsilon_3} \int_0^{R_2} \int_0^\pi [\tilde{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}) - \varepsilon_m \tilde{\mathbf{I}}] \vec{\nabla}_r \delta\varphi_2(r, \theta | \mathbf{B}) r^2 dr \sin\theta d\theta, \quad (6)$$

из (2) вклад дает только дипольное слагаемое. В результате использования понятия поляризуемости получаем, что дипольный момент НЧ выражается через тензор поляризуемости  $\tilde{\alpha}(\omega | \mathbf{B})$  замагниченного шара

$$\tilde{\alpha}(\omega | \mathbf{B}) = [\tilde{\varepsilon}(\omega | \mathbf{B}) - \varepsilon_m][\tilde{\varepsilon}(\omega) + 2\varepsilon_m]^{-1} R_2^3 \quad (7)$$

в виде

$$\mathbf{p}_2(r_0 | \mathbf{B}) = \tilde{\alpha}(\omega | \mathbf{B}) \tilde{\mathbf{G}}(\mathbf{r}) \mathbf{p}_g(\omega) |_{r=r_0-R_2, \theta=0}, \quad (8)$$

где  $\tilde{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_0) = r_0^{-3} (3\mathbf{n} \otimes \mathbf{n} - \tilde{\mathbf{I}})$  – квазистатическая диадическая функция Грина точечного дипольного источника,  $\tilde{\mathbf{I}}$  – единичная диада [9]. В том же дипольном приближении наружное поле шарового резонатора в области расположения активной частицы находим как  $\mathbf{E}_3(\mathbf{r}_0) = \tilde{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_0) \mathbf{p}_2(\mathbf{r}_0 | \mathbf{B})$ . Тогда самосогласованное результирующее поле (5) в объеме активной наноглобулы получаем в виде

$$\mathbf{E}_1 = \frac{3\varepsilon_m}{2\varepsilon_m + \varepsilon_{gain}(\mathbf{E}_1)} \tilde{\mathbf{G}}(\mathbf{r}) \mathbf{p}_2(\mathbf{r}_0 | \mathbf{B}) |_{r=r_0-R_1}. \quad (9)$$

Т.е. в приближении дипольной поляризуемости отраженное резонатором поле определяется величиной  $\tilde{\alpha}(\omega | \mathbf{B})$  и функциями Грина  $\tilde{\mathbf{G}}(\mathbf{r}) = r^{-3} (3\mathbf{n} \otimes \mathbf{n} - \tilde{\mathbf{I}})$

$$\mathbf{E}_3(\mathbf{r} | \mathbf{B}) = \tilde{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_+) \tilde{\alpha}(\omega | \mathbf{B}) \tilde{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_-) \mathbf{p}_g(\omega), \quad r > R_2.$$

Тогда условие (9) принимает вид

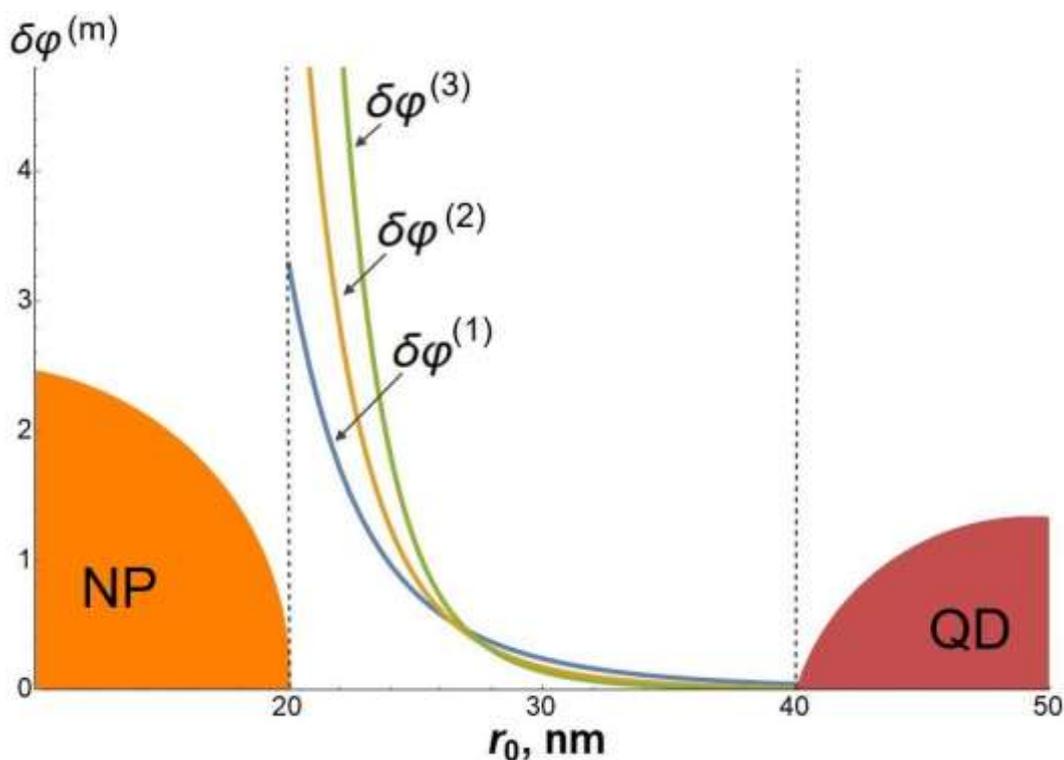
$$\mathbf{E}_1 = \frac{3\varepsilon_m}{2\varepsilon_m + \varepsilon_{gain}} \tilde{\mathbf{G}}(\mathbf{r}) |_{r=r_0-R_1} \tilde{\alpha}(\omega | \mathbf{B}) \tilde{\mathbf{G}}(\mathbf{r}) |_{r=r_0-R_2} \mathbf{p}_g(\omega). \quad (10)$$

Примечательно, что весь изложенный здесь формализм описания полей в рабочем режиме спазера остается применимым и в случае использования в качестве плазмонного нанорезонатора слоистой частицы с проводящим кором или оболочкой. Для этого достаточно использовать вместо формул (2) и (4), а также (7), соответствующие выражения, полученные в [10] и [9].

На малых расстояниях  $r$  от КТ и/или достаточно больших радиусах  $R_1$ ,  $R_2$  наночастиц наружное поле  $\mathbf{E}_1(\omega)$ , т.е. поле диполя  $\mathbf{p}_g$ , уже нельзя считать

однородным, и использование для описания отклика на это поле электрической дипольной поляризуемости  $\tilde{\alpha}(\omega|\mathbf{V})$  НЧ становится некорректным. В этом случае необходимо применять общие формулы (1)-(5).

На рис 2 представлены дистанционные зависимости амплитуды потенциала  $\delta\varphi_3^{(l)}(r, \theta; r_0, \mathbf{V})$  наружного поля НЧ для различных мультиполей  $l = 1, 2, 3$  из формулы (4) на частоте  $\omega = 5 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ , меньшей частоты  $\omega_{res} = 6.2 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$  плазмонного резонанса шаровой серебряной наночастицы. По достижению резонансной частоты  $\omega_{res} = 6.2 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$  имела место инверсия знаков как потенциалов  $\delta\varphi_2^{(l)}(r, \theta|\mathbf{V})$ , так и потенциалов  $\delta\varphi_3^{(l)}(r, \theta; r_0, \mathbf{V})$ . Из рис. 2 видно, что октупольный  $\delta\varphi_3^{(l=3)}(r, \theta; r_0, \mathbf{V})$  и квадрупольный  $\delta\varphi_3^{(l=2)}(r, \theta; r_0, \mathbf{V})$  потенциалы превалируют над дипольным  $\delta\varphi_3^{(l=1)}(r, \theta; r_0, \mathbf{V})$  при  $r_0 - R_1 - R_2 < 6 \text{ nm}$ .



**Рис. 2.** Дистанционные зависимости потенциалов  $\delta\varphi_3^{(l)}(r, \theta; r_0, \mathbf{V})$  мультиполей различного порядка (параметр  $l = 1, 2, 3$  указан в скобках в виде верхнего индекса) от расстояния между квантовой точкой и наночастицей. Значения параметров:  $R_2 = 20 \text{ nm}$ ,  $R_1 = 10 \text{ nm}$ ,  $\omega = 5 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ .

Таким образом, в общем случае, на основе (4) определяем отраженное от НЧ поле в области локализации КТ. Заданное таким способом отраженное поле учитывает вклад мультиполей высоких порядков, который становится тем ощутимее, чем ближе друг к другу располагаются компоненты спазера в виде НЧ и КТ.

Формализм эффективной диэлектрической проницаемости усиливающей среды – нелинейной функции поля  $\mathbf{E}_1$ , позволяет перейти к простой феноменологической модели спазера, впервые рассмотренной в [3].

Эффективная диэлектрическая проницаемость усиливающей среды записывается в виде [3]

$$\varepsilon_{gain}(z, \omega) = \varepsilon_{1m} + \alpha \frac{\omega_{21}}{\omega} \frac{-i + \frac{\omega^2 - \omega_{21}^2}{2\omega/T_2}}{1 + \beta |E(z, \omega)|^2 + \left(\frac{\omega^2 - \omega_{21}^2}{2\omega/T_2}\right)^2}. \quad (11)$$

Здесь  $\varepsilon_{1m}$  – диэлектрическая проницаемость среды КТ, в которую помещены двухуровневые атомы. Постоянные коэффициенты

$$\beta = |\mathbf{d}_{ge}|^2 \frac{T_1 T_2}{\hbar^2}, \quad \alpha = 4\pi |\mathbf{d}_{ge}|^2 \frac{n_0 T_2}{\hbar},$$

определяются квадратом модуля дипольного момента перехода  $\mathbf{d}_{ge}$  в двухуровневом атоме активной среды, временами релаксации  $T_1$  и  $T_2$  и равновесной объемной инверсией  $n_0$ .

Тогда условие самосогласования (5), или его более простые дипольные аналоги (9) и (10) дают возможность записать следующее уравнение для амплитуды  $E_1$  напряженности генерируемого поля в КТ

$$\varepsilon_{1m} + D_0 \frac{\omega_0}{\omega} \frac{-i + \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{2\omega\Gamma}}{1 + \beta |E_1|^2 + \left(\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{2\omega\Gamma}\right)^2} = \left(\vec{\mathbf{T}}(\mathbf{r}_0 | \mathbf{V}, \omega) + 2\vec{\mathbf{I}}\right) \left[\vec{\mathbf{T}}(\mathbf{r}_0 | \mathbf{V}, \omega) - \vec{\mathbf{I}}\right]^{-1} \varepsilon_m, \quad (12)$$

где  $T_2 = \Gamma^{-1}$  – время фазовой релаксации, а тензор  $\vec{\mathbf{T}}(\mathbf{r}_0)$  сферического «дипольного рефлектора» введен соотношением

$$\vec{\mathbf{T}}(\mathbf{r}_0 | \mathbf{V}, \omega) = \varepsilon_m R_1^3 \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_+) \vec{\alpha}(\omega | \mathbf{V}) \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_-). \quad (13)$$

Правая часть (12) зависит от частоты  $\omega$  и индукции магнитного поля  $\mathbf{V}$ . Минимальное значение накачки  $D_{thresh}$ , при котором появляется нетривиальное решение  $E_1(D_{thresh})$ , в [3] предложено рассматривать как пороговое значение  $D_{thresh}$  для возникновения режима генерации. Частота  $\omega_{spas}$ , при которой появляется такое решение, и представляет собой частоту спазирования.

Уравнение, определяющее частоту спазирования  $\omega_{spas}$ , можем записать как

$$\text{Im} \frac{\varepsilon_m \left( \vec{\mathbf{T}}(\mathbf{r}_0 | \mathbf{B}, \omega_{spas}) + 2\vec{\mathbf{I}} \right) \left[ \vec{\mathbf{T}}(\mathbf{r}_0 | \mathbf{B}, \omega_{spas}) - \vec{\mathbf{I}} \right]^{-1} - \vec{\mathbf{I}} \varepsilon_{1m}}{-i + (\omega_{spas}^2 - \omega_0^2) / (2\omega_{spas} \Gamma)} = 0. \quad (14)$$

*Приближение однородного поля и дипольной поляризуемости для сфероидальной наночастицы*

В случае сфероидальной наночастицы тензор электрической дипольной поляризуемости  $\vec{\alpha}(\omega | \mathbf{B})$  НЧ с замагниченной электронной плазмой металла будет определяться выражением

$$\vec{\alpha}(\omega | \mathbf{B}) = \frac{ab^2}{3} \left[ \vec{\varepsilon}(\omega | \mathbf{B}) - \varepsilon_m \vec{\mathbf{I}} \right] \left[ \varepsilon_m (\vec{\mathbf{I}} - \vec{\mathbf{n}}) + \vec{\mathbf{n}} \vec{\varepsilon}(\omega | \mathbf{B}) \right]^{-1}. \quad (15)$$

Здесь  $\vec{\mathbf{n}}$  – тензор деполяризации сфероида. При выключении магнитного поля тензор  $\vec{\varepsilon}(\omega | \mathbf{B})$  редуцируется к соответствующему скаляру  $\varepsilon(\omega)$ , а тензор (15) – к известному выражению для поляризуемости изотропного сфероида. Эксцентриситет  $e$  вытянутого сфероида определяется как  $e = \sqrt{1 - b^2 / a^2}$ . Фактор деполяризации может быть определен на основе значений главных полуосей сфероида. Коэффициенты деполяризации  $n_y = n_z = (1 - n_x) / 2$  вытянутого сфероида выражаются через эксцентриситет  $e$  как

$$n^{(x)} = \frac{ab^2}{2} \int_0^\infty \frac{d\sigma}{(\sigma + a^2)^{3/2} (\sigma + b^2)} = \frac{1 - e^2}{2e^3} \left[ \ln \frac{1 + e}{1 - e} - 2e \right]. \quad (16)$$

Факторы деполяризации определяют электрические поляризуемости вдоль главной оси сфероида и в перпендикулярных к этой оси направлениях.

Тогда для дипольного момента сфероида с поляризуемостью  $\vec{\alpha}(\omega | \mathbf{B})$  определенной выражением (15) получаем

$$\mathbf{p}_2(\omega | \mathbf{B}) = \frac{ab^2}{3} \left( \vec{\varepsilon}(\omega | \mathbf{B}) / \varepsilon_m - \vec{\mathbf{I}} \right) \left[ (\vec{\mathbf{I}} - \vec{\mathbf{n}}) + \vec{\mathbf{n}} \vec{\varepsilon}(\omega | \mathbf{B}) / \varepsilon_m \right]^{-1} \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_-) \mathbf{p}_g(\omega). \quad (17)$$

Напряженность поля  $\mathbf{E}_3(\mathbf{r}_+)$ , создаваемого НЧ с дипольным моментом  $\mathbf{p}_2$  (17) в лобовой точке  $\mathbf{r}_+$  НЧ определяется выражением  $\mathbf{E}_3(\mathbf{r}_+) = \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_+) \mathbf{p}_2(\omega | \mathbf{B})$ .

Затем может быть записано условие самосогласования для поля  $\mathbf{E}_1$ , аналогичное (9), и наконец, само уравнение для определения поля  $\mathbf{E}_1$ , аналогичное (12).

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках научного проекта № FSGU-2023-0003.

## Список литературы

1. *Bergman D.J., Stockman M. I.* Surface Plasmon Amplification by Stimulated Emission of Radiation: Quantum Generation of Coherent Surface Plasmons in Nanosystems // *Physical Review Letters*. – 2003. – V. 90. – № 2. – P. 027402.
2. *Baranov D. G., Vinogradov A. P., Lisyansky A. A., Strel'niker Yakov M., and Bergman David J.* Magneto-optical spaser // *Optics Lett.* 2013. Vol. 38, No. 12.
3. *Baranov D. G., Andrianov E.S., Vinogradov A. P., Lisyansky A. A.* Exactly solvable toy model for surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation // *Optics Express*. 2013.- Vol. 21. - No. 9. –P. 10779-10791. DOI:10.1364/OE.21.010779
4. *Кучеренко М.Г., Налбандян В.М.* Спектры поляризуемости нанокластеров из двух композитных частиц во внешнем магнитном поле // *Вестник ОГУ*. 2015. №13 (188). С. 156-161.
5. *Кучеренко М.Г., Налбандян В.М.* Дипольные поляризуемости и сечения поглощения двухчастичных нанокластеров из проводящих однородных и слоистых частиц с вырожденным электронным газом // *Известия вузов. Физика*. 2016. -Т. 59. -№ 9. – С. 87-93.
6. *Кучеренко М. Г., Налбандян В. М.* Спектры поляризуемостей замагниченных слоистых нанокompозитов с анизотропной сердцевиной или оболочкой и локализованными поверхностными плазмонами // *Оптический журнал*. 2018. -Том 85. -№ 9. -С. 1-9.
7. *Kucherenko M.G., Nalbandyan V.M.* Formation of the spectral contour width of nanoparticles plasmon resonance by electron scattering on phonons and a boundary surface // *Euras. Phys. Tech. Jour.* 2018. –V.15. No. 2(30). P. 49-57.
8. *Кучеренко, М.Г., Налбандян В.М.* Люминесценция двухчастичного комплекса из сферической квантовой точки и плазмонной наноглобулы во внешнем магнитном поле // *Опт. и спектр.*, 2020, том 128, вып. 11. С. 1778-1783. ISSN 0030-400X, M. G. Kucherenko, V. M. Nalbandyan. Luminescence of a Two-Particle Complex from a Spherical Quantum Dot and Plasmon Nanoglobulein an External Magnetic Field // *Optics and Spectr.*, 2020, Vol. 128, No. 11, pp. 1910–1917. © Pleiades Publishing, Ltd., 2020
9. *Кучеренко М.Г., Налбандян В.М., Чмерева Т.М.* Люминесценция комплекса «квантовая точка – слоистая плазмонная наночастица» в магнитном поле // *Оптический журнал*. 2021. № 09. Том 88. - С. 9-19. DOI:10.17586/1023-5086-2021-88-09-09-19

10. M. G. Kucherenko, V. M. Nalbandyan, and T. M. Chmereva. J. Opt. Technol. 88(9), 489-496 (2021) <https://doi.org/10.1364/JOT.88.000489>
11. *Кучеренко М.Г., Налбандян В.М., Чмерева Т.М.* Особенности формирования спектров излучения двухчастичных наносистем в магнитном поле // Оптика и спектроскопия. 2022. –Т. 130. Вып. 5. – С. 745-753.
12. DOI: 10.21883/OS.2022.05.52430.9-22
13. *Kucherenko M.G., Nalbandyan V.M.* Plasmon-exciton interaction in two-particle nanostructures under the action of a magnetic field // Materials Today: Proceedings. 2022. Volume 71, Part 1, 2022, Pages 46-57.
14. [doi.org/10.1016/j.matpr.2022.07.252](https://doi.org/10.1016/j.matpr.2022.07.252)
15. *Кучеренко М.Г., Налбандян В.М., Мушин Ф.Ю., Чмерева Т.М.* Влияние плазмонных оболочечных наночастиц на безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения в донорно - акцепторной паре // Оптический журнал. 2022. Том 89. № 11. С. 3-16.
16. DOI: 10.17586/1023-5086-2022-89-11-03-16

# МАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ ТРИПЛЕТ-ТРИПЛЕТНОЙ АННИГИЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В СТРУКТУРЕ АДСОРБИРОВАННОЙ МАКРОМОЛЕКУЛЫ

Кучеренко М.Г., д-р физ.-мат. наук, профессор,  
Неясов П.П.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»

Перспективной для нанотехнологий молекулярной наноконструкцией является полимерная цепь, адсорбированная на поверхности наночастицы определенной формы, и образующая рыхлую надмолекулярную структуру сквозь которую могут свободно проникать не только молекулы растворителя, но и малые молекулы реагента, атакующие закрепленные на звеньях полимера молекулы мишени [1-2]. В качестве последних могут выступать боковые молекулярные группы, химически связанные с основной цепью макромолекулы, либо функциональные молекулы, захваченные полимером благодаря ван-дер-ваальсовому взаимодействию. Рассмотрим в этом качестве молекулы органического красителя, высаженные на структуре макроцепи, и спектрально селективно активируемые оптическим излучением лазера. При этом сама наночастица может выполнять функции плазмонной наноантенны на радиационной стадии процесса, либо источника магнитного поля – когда инициируемая реакция является селективной по спину [3-7]. Перевод функциональных молекул в электронно-возбужденное состояние позволяет использовать их как центры локализации энергии ( $E = \hbar\omega$ ) с последующей ее утилизацией либо при вкладе в поток люминесценции, либо для запуска фотореакции с молекулами диффузионно-подвижного реагента, сблизившегося с неподвижным реакционным центром на радиус, достаточный для запуска механизма электронной перестройки. Двустадийные фотореакции с участием электронно-возбужденных молекул в приповерхностном слое реактора с макроцепной «опушкой» обладают специфической кинетикой [7-9], в связи с особенностями размещения одного из реагентов в структуре полимера. В данной работе предложена математическая модель кинетики кросс-аннигиляции электронных возбуждений триплетных (Т) органических молекул во внешнем магнитном поле, учитывающая спиновую селективность реакции ТТА, а также неоднородное распределение звеньев полимерной цепи вблизи поверхности сферической наночастицы или нанопровода кругового сечения.

Вводя координатно-спиновой оператор плотности  $\hat{\rho}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t)$ , определяющий скорость пополнения населенности благоприятного для реакции спинового состояния  $|JM\rangle$  пары реагентов ( $J, M$  – квантовые числа суммарного спинового момента и его  $z$ -проекции), для скорости  $K(t|\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2)$  спин-селективной аннигиляции триплетных (Т) состояний можем записать

$$K(t|\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2) = \iint_{r_1, r_2 > R} U(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|) \frac{1}{2} \text{Tr} \left\{ \widehat{P}_S, \widehat{\rho}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t | \mathbf{B}(\mathbf{r}_1), \mathbf{B}(\mathbf{r}_2)) \right\}_+ d^3 r_1 d^3 r_2, \quad (1)$$

где  $\text{Tr} \left\{ \widehat{P}_S, \widehat{\rho} \right\}_+ = \sum_{J, M} \langle JM | (\widehat{P}_S \widehat{\rho} + \widehat{\rho} \widehat{P}_S) | JM \rangle = \langle 00 | \widehat{\rho} | 00 \rangle$ , поскольку  $\widehat{P}_S = |00\rangle\langle 00|$  – оператор проектирования на синглетное спиновое состояние Т-Т-пары реагентов;  $\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2$  – начальные положения мобильных частиц.

Спин-гамильтониан Т-Т-пары  $\widehat{H}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  имеет вид

$$H = g_1 \mu_B B(\mathbf{r}_1) S_{1Z} + g_2 \mu_B B(\mathbf{r}_2) S_{2Z} - 2J_{exc}(r_{12}) \mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2 - \mathbf{S}_1 \mathbf{D}(\Omega_1) \mathbf{S}_1 - \mathbf{S}_2 \mathbf{D}(\Omega_2) \mathbf{S}_2. \quad (2)$$

Первые два слагаемых определяют зеемановское взаимодействие одиночных триплетов Т-Т-пары с различными  $g$ -факторами  $g_1$  и  $g_2$  с магнитным полем индукции  $B(\mathbf{r}_j)$ , создаваемым ферромагнитной наночастицей в точках размещения молекул 1 и 2. Третье – межмолекулярное обменное взаимодействие с обменным интегралом  $J_{exc}(r_{12})$ , зависящим от расстояния  $r_{12}$  между триплетами пары. Два последних – внутритриплетное спин-спиновое взаимодействие. Операторы  $\mathbf{S}_1, \mathbf{S}_2$  – векторные операторы электронных спинов молекул 1 и 2;  $\mathbf{D}(\Omega_{1(2)})$  – тензор магнитного диполь-дипольного взаимодействия;  $\Omega_{1(2)}$  – угловые параметры;  $\mu_B$  – магнетон Бора. Гамильтониан спин-спинового взаимодействия  $H_{ss} = -\mathbf{S}_1 \mathbf{D}_1 \mathbf{S}_1 - \mathbf{S}_2 \mathbf{D}_2 \mathbf{S}_2$  учитывает только магнитодипольное внутримолекулярное взаимодействие, межтриплетное спин-спиновое взаимодействие полагается малым из-за относительно большого радиуса молекулярной пары. Оператор обменного взаимодействия диагонален в парном базисе  $|JM\rangle$  состояний суммарного электронного спина  $\mathbf{S} = \mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2$  Т-Т-пары. На больших межмолекулярных расстояниях  $r$  величина обменного интеграла быстро спадает, устремляясь к нулю в пределе  $r \rightarrow \infty$ :  $J_{exc}(r) \rightarrow 0$ .

В случае, когда диффузионные потоки определяются градиентами плотности начального распределения, а не градиентами, сформированными дистанционной аннигиляцией, можно полагать, что диффузия происходит практически независимо от реакции при достаточно малой скорости аннигиляции. Тогда оператор плотности  $\widehat{\rho}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t)$  можно представить в факторизованном виде  $\widehat{\rho}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) = \widehat{\rho}_S(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) G_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t)$ , где  $G_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t)$  – двухчастичная функция Грина уравнения Фоккера-Планка или свободной диффузии для бесспиновых частиц, не вступающих в реакцию друг с другом. Тогда уравнение для спинового оператора плотности  $\widehat{\rho}_S(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t)$ , не содержащее лапласиана или других производных по координатам  $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$  принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho}_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) = & -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \hat{\rho}_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t)] - \\ & -\Gamma \hat{\rho}_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) - \frac{1}{2} U(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|) \{ \hat{\rho}_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) \hat{P}_s + \hat{P}_s \hat{\rho}_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) \}. \end{aligned} \quad (3)$$

В таком приближении пространственные переменные  $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$  в операторе  $\hat{\rho}_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t)$  становятся параметрами. В случае реакции аннигиляции триплетных (Т) возбуждений по синглетному каналу получаем

$$\hat{\rho}_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) = \exp[-\Gamma t] \exp(\hat{K}t) \hat{\rho}_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) \exp(\hat{K}^*t), \quad (4)$$

где неэрмитовы эволюционные операторы

$$\begin{aligned} \hat{K}(\mathbf{B}(\mathbf{r}_1), \mathbf{B}(\mathbf{r}_2)) = & -\frac{i}{\hbar} \left( \hat{H}(\mathbf{B}(\mathbf{r}_1), \mathbf{B}(\mathbf{r}_2)) - i \frac{\hbar}{2} \hat{\Lambda}(r_{12}) \right), \\ \hat{K}^*(\mathbf{B}(\mathbf{r}_1), \mathbf{B}(\mathbf{r}_2)) = & \frac{i}{\hbar} \left( \hat{H}(\mathbf{B}(\mathbf{r}_1), \mathbf{B}(\mathbf{r}_2)) + i \frac{\hbar}{2} \hat{\Lambda}(r_{12}) \right). \end{aligned} \quad (5)$$

учитывают в явном виде влияние аннигиляции на спиновую динамику Т-Т-пары через оператор  $\hat{\Lambda}(r_{12}) = U(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|) \hat{P}_s / 2$ . Матрица  $\langle JM | K | J'M' \rangle$  кинетического оператора (5) приведена в [4].

Поскольку Т-молекула на макроцепи не участвует в диффузионном движении, двухчастичная функция Грина  $G_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) \rightarrow G_1(\mathbf{r}_1, t) n_2(\mathbf{r}_2, t)$  сводится к одночастичной функции  $G_1(\mathbf{r}_1, t)$  для свободно блуждающей с коэффициентом диффузии  $D_1$  молекулы 1 и плотности  $n_2(\mathbf{r}_2, t)$  адсорбированных молекул 2. Предполагается, что опушка является достаточно рыхлой, так что коэффициент диффузии  $D_1$  не изменяется и в занятой ею области. Тогда начальное распределение невозбужденных молекул сорта 1 может рассматриваться как однородное.

Если решение уравнения диффузии для одночастичной функции Грина  $G_1(\mathbf{r}_1, t)$  с граничным условием на поверхности наночастицы получено, тогда времязависящая локальная скорость  $K_B(r, t)$  спин-селективной бимолекулярной реакции ТТА формально представляется следующим интегралом

$$K_B(r_1, t) = \theta(t - \tau) \times \quad (6)$$

$$\iint_{r'_2 > R, [0, \pi]} \frac{1}{2} U(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}'_2|) \text{Tr} \left\{ \hat{P}_s, \hat{\rho}_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}'_2, t | \mathbf{B}(\mathbf{r}_1), \mathbf{B}(\mathbf{r}'_2)) \right\}_+ G_1(r_1, \theta, t) n_2(r'_2, t) 2\pi r'_2{}^2 dr'_2 \sin \theta d\theta,$$

где  $\tau = R_{SS}^2 / D_1$  – время диффузионного поиска партнера по кросс-аннигиляции молекулы 1;  $R_{SS}$  – радиус синглет-синглетной аннигиляции между S-

возбужденными молекулами сорта 2;  $n_2(r, t)$  – времязависящая локальная плотность Т-молекул на макроцепи

$$n_2(r, t) = \eta n_0(r) \exp \left[ -\frac{t}{\tau_2} - 4\pi R_{eff} D_1 n_1^0 \left( t + 2R_{eff} \sqrt{\frac{t}{\pi D_1}} \right) \right];$$

$R_{eff}$  – ферстеровский радиус безызлучательного переноса энергии между молекулами 2 и 1;  $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}'_2| = \sqrt{r_1^2 + r_2'^2 - 2r_1 r_2' \cos \theta}$ ,  $\theta$  – угол между радиус-векторами  $\mathbf{r}_1$  и  $\mathbf{r}'_2$ . Радиальное распределение  $n_0(r)$  плотности звеньев опушки определено ранее в работах [1-2,8-9]. Это распределение повторяется в радиальном профиле плотности Т-центров 2:  $n_2(r) = \eta n_0(r)$ ,  $\eta = \text{const}$ . Сблизившись с Т-центром 2 на расстояние  $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}'_2| \sim R_{eff}$  неактивированная молекула 1 сенсibilizированно получает свое возбуждение и становится мобильным Т-реагентом.

Равновесные конфигурации адсорбированной макроцепи в модели идеальных гауссовых цепей, не учитывающей объемные взаимодействия звеньев, задаются конформационной функцией  $\psi(\mathbf{r})$ , определяющей плотность мономеров  $n_0(r) = \psi^2(r)$ . В работах [1-2] ван-дер-ваальсов адсорбционный потенциал поверхности наночастиц представлялся комбинацией модельных потенциалов «твердая стенка – дельта-функциональная яма»:  $V_1(r) = V_\infty(R) - \alpha \delta(r - r_0)$ . При этом радиальные функции  $\psi(r) = F_0(r)$  внутри сферического слоя  $R < r < r_0$  и в сопряженной с ним области  $r > r_0$

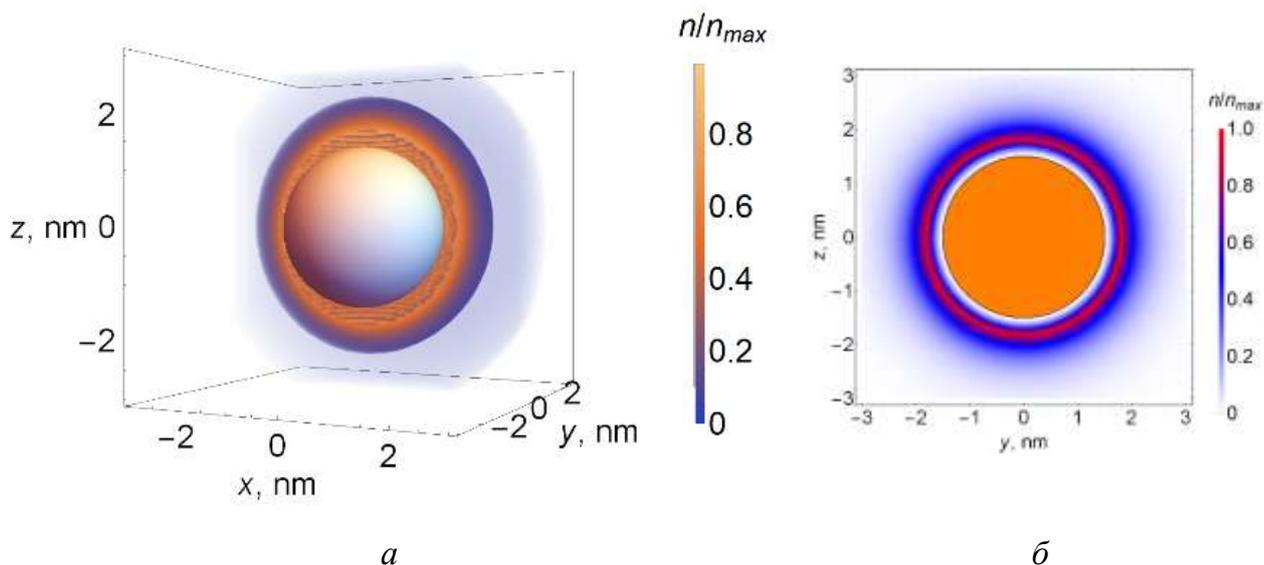
$$\begin{cases} F_0^I(r) = A_0 \left[ \frac{I_{1/2}(q_0 r)}{\sqrt{r}} - \frac{I_{1/2}(q_0 R)}{K_{1/2}(q_0 R)} \frac{K_{1/2}(q_0 r)}{\sqrt{r}} \right], & R < r < r_0 \\ F_0^{II}(r) = A_0 \left[ \frac{I_{1/2}(q_0 r_0)}{K_{1/2}(q_0 r_0)} - \frac{I_{1/2}(q_0 R)}{K_{1/2}(q_0 R)} \right] \frac{K_{1/2}(q_0 r)}{\sqrt{r}}, & r_0 < r < \infty \end{cases}, \quad (7)$$

где  $I_{1/2}(q_0 r)$  и  $K_{1/2}(q_0 r)$  – модифицированные функции Бесселя первого и второго рода с полуцелым индексом, и собственными значениями  $q_0^2 = -\frac{6\varepsilon_0}{a^2 kT}$ .

Трансцендентное уравнение для собственного значения  $q_0$

$$\frac{a^2 kT}{6\alpha r_0} = I_{1/2}(q_0 r_0) K_{1/2}(q_0 r_0) - K_{1/2}^2(q_0 r_0) \frac{I_{1/2}(q_0 R)}{K_{1/2}(q_0 R)}.$$

На рис 1. представлено радиальное распределение плотности звеньев макромолекулярной цепи (полиамфолит), которое переносится в радиальный профиль плотности локализованных Т-центров 2:  $n_2(r) = \eta n_0(r)$ ,  $\eta = \text{const}$ .



**Рис. 1.** Радиальное распределение плотности звеньев полиамфолита  $n(x, y, z)$  вблизи сферической наночастицы радиуса  $R=1.5$  нм: 3d-картина (а) и 2d-сечение (б). Значения параметров расчета:  $\alpha=5 \cdot 10^{-3}$  эВ·нм,  $r_0=1.8$  нм,  $a=0.5$  нм,  $T=300$  К.

При описании временного режима реакций основное внимание фокусируется на проявлении влияния неоднородного радиального распределения плотности  $n_0(r)$  и границы  $S$  наночастицы на кинетику  $n_1(r, t)$  подвижных Т-молекул во внешней области  $r > R$ .

Диффузионная функция Грина  $G_1(\mathbf{r}_1, t)$  представляется в виде произведения функций по радиальной и угловой степени свободы подвижной молекулы

$$G_1(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}'_1, t) = G(r_1, r'_1, t)G(\theta_1, \theta'_1, t). \quad (8)$$

Радиальная сферическая функция Грина  $G(r, r', t - t')$  для уравнения диффузии с граничным условием второго рода для непроницаемой поверхности  $S$  наночастицы

$$\frac{\partial}{\partial r} G_3(r, r', t - t') \Big|_{r=R} = 0$$

имеет вид

$$G(r, r', t - t') = \frac{1}{8\sqrt{\pi^3 D_1(t-t')}} \frac{1}{rr'} \left\{ \exp\left[-\frac{(r-r')^2}{4D_1(t-t')}\right] + \exp\left[-\frac{(r+r'-2R)^2}{4D_1(t-t')}\right] - \frac{\sqrt{4\pi D_1(t-t')}}{R} \exp\left[\frac{D_1(t-t')}{R^2} + \frac{r+r'-2R}{R}\right] \left\{ 1 - \Phi\left[\frac{r+r'-2R}{\sqrt{4D_1(t-t')}} + \frac{\sqrt{D_1(t-t')}}{R}\right] \right\} \right\}, \quad (9)$$

где функция  $\Phi(q) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^q \exp(-x^2) dx$  представляет собой интеграл вероятности.

Угловая функция Грина  $G(\theta, \varphi, t | \theta', \varphi', \tau)$  уравнения диффузии на поверхности сферы радиуса  $r$  с коэффициентом диффузии  $D_\Omega = D_1 / r^2$  в угловом пространстве  $\theta \in [0, \pi]$  и начальным условием в момент  $t=t'$

$$G(\theta, t | \theta', t') = (1 / 2\pi) \delta(\cos \theta - \cos \theta') \quad (10)$$

имеет вид [6]

$$G(\theta, t | r, \theta', t') = \frac{1}{4\pi} \sum_l (2l+1) \exp \left[ -\frac{D_1}{r^2} l(l+1)(t-t') \right] P_l(\cos \beta), \quad (11)$$

где  $\cos \beta = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' = \cos(\theta - \theta')$ ,  $P_l(\cos \beta)$  – полином Лежандра степени  $l$ . Для аксиально-симметричной задачи с осью  $z'$  и  $\theta' = 0$  функция Грина (11) упрощается до  $G(\theta, r, t - t')$ , т.е. принимает вид

$$G(\theta, r, t - t') = \sum_l \frac{2l+1}{4\pi} P_l(\cos \theta) \exp \left[ -\frac{D_1}{r^2} l(l+1)(t-t') \right], \quad (12)$$

где  $D_1 / r^2$  – коэффициент поперечной диффузии подвижных Т-молекул на сфере  $S_r$ . То есть переход  $R \rightarrow r$  на сферу большего радиуса эффективно уменьшает коэффициент угловой диффузии молекулы.

Локальная плотность  $n_1(r, t)$  подвижных Т-молекул удовлетворяет кинетическому уравнению

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = D_1 \nabla_r^2 n_1(r, t) - \frac{1}{\tau_1} n_1(r, t) + K_{Tr} n_2(r, t) - K_B(r, t) n_1(r, t), \quad (13)$$

где локальная скорость  $K_B(r, t)$  кросс-ТТА определена формулой (6), а  $K_{Tr} = K_{rr} n_1^0$  – скорость безызлучательного переноса энергии  $2 \rightarrow 1$  между молекулами;  $n_1^0$  – общая концентрация молекул сорта 1 без учета их электронного состояния. Решение уравнения (13) для локальной плотности  $n_1(r, t)$  может быть получено с помощью радиальной функции Грина  $G(r, r', t)$ , заданной (9).

В случае пара- или диамагнитной наночастицы однородное внешнее магнитное поле  $\mathbf{B}_0$  не искажается в ее окрестности. Тогда спиновая динамика подвижной (1) и закрепленной (2) Т-молекул развивается в одинаковых условиях.

Экспериментально регистрируемый магнитный эффект ТТА определяется относительным изменением интегральных интенсивностей аннигиляционной замедленной флуоресценции (АЗФ)

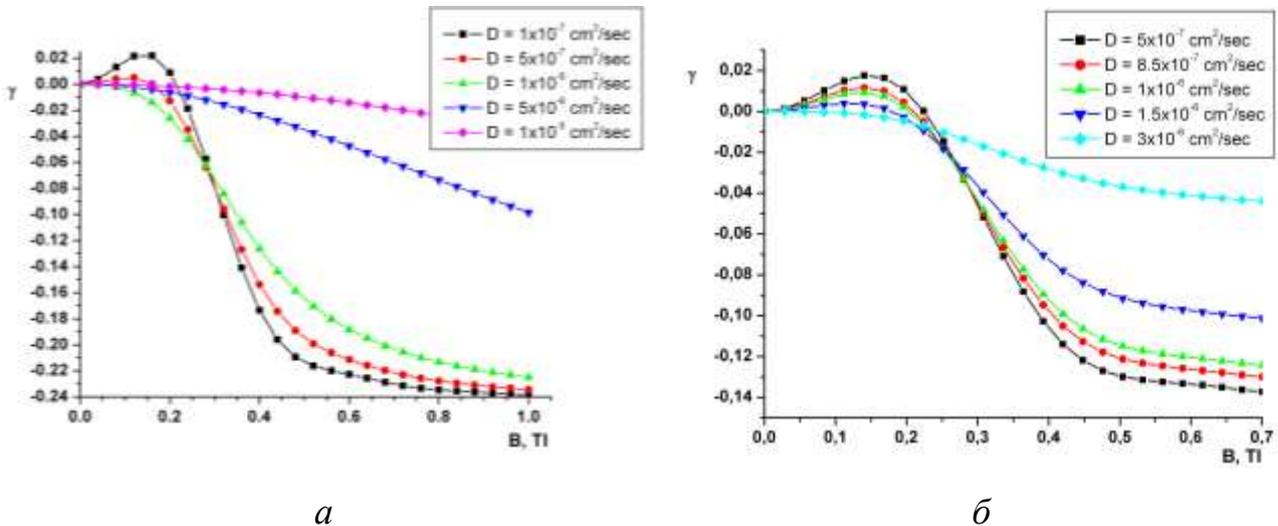
$$I_{DF}^B(t) = \varphi_S \int_{r>R} K_B(r,t) n_1(r,t) 4\pi r^2 dr. \quad (14)$$

Величина эффекта магнитного поля при АЗФ-индикации реакции кросс-ТТА

$$\gamma(t|B) = \frac{I_{DF}^B(t) - I_{DF}^0(t)}{I_{DF}^0(t)}. \quad (15)$$

Т.е. в общем случае она зависит от времени и характеризует динамические изменения, происходящие в системе в связи со спин-селективными фотопроцессами. Рассмотренная модель может быть использована, в том числе, и для описания особенностей конформационной структуры полимерных макроцепей, адсорбированных на поверхностях сферических наночастиц.

На рис. 2 представлены типичные магнитополевые зависимости  $\gamma(B)$  для различных вариантов подвижности мобильного партнера по ТТА: при свободной диффузии в пределах сферического слоя радиуса  $R = 10$  нм с  $U_0 = 10^{11}$  с<sup>-1</sup>,  $L = 1$  А (рис. 2а), и в режиме конформационных переходов фрагментов макроцепи при  $T = 300$  К,  $L = 1$  А,  $U_0 = 8 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup> (рис. 2б) и дистанционной аннигиляции триплетов. Расчет спиновой динамики производился во втором порядке по внутритриплетному спин-спиновому взаимодействию.



**Рис. 2.** Магнитополевые зависимости относительной интенсивности АЗФ  $\gamma(B)$  для различных значений коэффициента диффузии  $D$ : (а) при свободном латеральном перемещении Т-молекул в сферическом слое; (б) при ТТА локализованных на цепи полимера электронных возбуждений с учетом конформационных колебаний фрагментов макроцепи в параболическом потенциале. Кривые построены для различных эффективных коэффициентов диффузии в потенциальном поле и начальной координаты в точке минимума.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках научного проекта № FSGU-2023-0003.

#### Список литературы

1. *Кучеренко М.Г., Измоденова С.В., Чмерева Т.М.* Эффект «кинетической линзы» в безызлучательном переносе электронной энергии вблизи металлической наночастицы с макромолекулярным линкером // Вестник ОГУ. 2013. №1. С. 112-120.
2. *Кучеренко М. Г., Неясов П. П., Кручинин Н. Ю.* Моделирование конформационных перестроек макромолекулы, адсорбированной на поверхности металлической наночастицы, во внешнем электрическом поле // Химическая физика. – 2023. – Том 42. – № 5. – С. 1–10.
3. *Kucherenko M.G., Neyasov P.P.* Triplet-Triplet Annihilation Near a Spherical Ferromagnetic Nanoparticle. В сборнике: Chemical Physics of Molecules and Polyfunctional Materials. X Japanese-Russian Conference. Orenburg, 2021. С. 124-129.
4. *Kucherenko M.G., Neyasov P.P.* Spin-selective interaction of triplet-excited molecules on the surface of a ferromagnetic nanoparticle // Eurasian Physical Technical Journal. 2022, Vol.19, No.4 (42). –P.5-16.
5. DOI 10.31489/2022No4/5-16 ISSN 1811-1165 (Print); 2413-2179 (Online)
6. *Кучеренко М. Г., Неясов П. П.* Особенности спиновой динамики и аннигиляции триплетных молекулярных возбуждений в нанореакторах с ферромагнитными частицами // Химическая физика и мезоскопия. 2018. Т. 20, № 1. С. 33-48.
7. *Кучеренко, М. Г.* Спин-селективное тушение возбужденных T-центров молекулярным кислородом на поверхности люминесцирующей ферромагнитной наночастицы / М. Г. Кучеренко, С. А. Пеньков, П. П. Неясов // Университет. комплекс как регион. центр образован., науки и культуры: Матер. Всеросс. конфер., 2023 г. – Оренбург: ОГУ. 2023. – С. 2956-2963. – EDN ARQSNN.
8. *Кучеренко М. Г., Кручинин Н. Ю., Неясов П.П., Алимбеков И.Р.* Молекулярные процессы вблизи поверхности плазмонных и магнитных сфероидальных наночастиц с макромолекулярной опушкой // Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. Университет. комплекс как регион. центр образования, науки и культуры [Электрон. ресурс] Оренбург: ОГУ, 2022. С. 2841-2848.
9. *Кучеренко М.Г., Чмерева Т.М., Кручинин Н.Ю., Измоденова С.В.* Диффузионная кинетика фотореакций с участием молекул кислорода в макроцепных оболочечных структурах на поверхности тубуленовых ядер // Матер. всеросс. конфер. «Фотоника органических и гибридных наноструктур». Черноголовка: ИПХФ РАН. 2011. - С. 90.

10. Кучеренко М.Г., Измоденова С.В., Чмерева Т.М., Кручинин Н.Ю., Подрезова Н.С. Кинетика диффузионно-контролируемых фотореакций в приповерхностном слое фуллерен-тубуленовой наночастицы с адсорбированной полимерной цепью // Вестник ОГУ. 2013. №9 (158). С. 100-109.

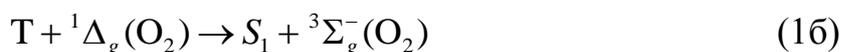
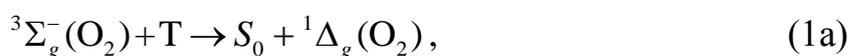
# СЕНСИБИЛИЗИРОВАННАЯ СПИН-СЕЛЕКТИВНАЯ АКТИВАЦИЯ МОЛЕКУЛ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА В НАНОСТРУКТУРАХ АДСОРБИРОВАННЫХ МАКРОЦЕПЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ СФЕРИЧЕСКОЙ НАНОЧАСТИЦЫ

Кучеренко М.Г., д-р физ.-мат. наук, профессор,  
Неясов П.П.

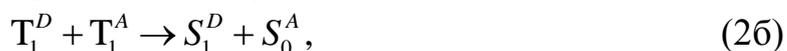
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»

В данной работе предложена математическая модель кинетики кросс-аннигиляции электронно-возбужденных триплетных (Т) органических молекул и молекул синглетного кислорода во внешнем магнитном поле, учитывающая спиновую селективность реакции  $O_2$ -тушения Т-центров, их локализацию в рыхлой полимерной структуре, а также неоднородное распределение звеньев полимерной цепи, адсорбированной сферической наночастицей (НЧ) [1-5]. Получена функция формы импульса кросс-аннигиляционной замедленной флуоресценции, инициированной молекулярным кислородом в области между звеньями макромолекулы, адсорбированной на поверхности диамагнитной наноглобулы.

Различие в магниточувствительности двустадийных молекулярных процессов [1-7]



– с участием триплетных (Т) молекул и молекул  $O_2$ , от реакций сенсibilизированной перекрестной триплет-триплетной аннигиляции (кросс-ТТА органических молекул сорта D и A)



заключается в том, в реакциях (1) магниточувствительной является первая стадия (реакция (1a)), а в реакциях (2) – вторая, (2б). Другими словами, удельные скорости реакций (1)  $K_\Sigma = K_\Sigma(B)$ ,  $K_\Delta \neq K_\Delta(B)$ , а реакций (2):  $K_{TS} \neq K_{TS}(B)$ , но  $K_{TT} = K_{TT}(B)$  [8]. Указанное различие процессов (1) и (2) обуславливает и разное формирование кинетических режимов. Так, в сферически симметричном случае формирования опущенного слоя на НЧ, временной этап (1a), несмотря на его магниточувствительность, представляется квазиэкспоненциальной временной зависимостью плотности  $n_T(B, r, t)$  Т-сенсibilизаторов

$$n_T(B, r, t) = \eta n(r) \exp \left\{ -\frac{t}{\tau_T} - 4\pi r_m D_m^\Sigma n_{ox} \frac{1}{9} \left( t + 2r_m \sqrt{\frac{t}{\pi D_m^\Sigma}} \right) + \frac{8}{9} n_{ox} \int_0^t \delta K_\Sigma(B, r, t') dt' \right\}, \quad (3)$$

где  $\eta n(r)$  – начальный радиальный профиль Т-возбуждений, пропорциональный с коэффициентом  $\eta < 1$  радиальному распределению звеньев макроопушки;  $D_m^\Sigma$  – коэффициент микродиффузии невозбужденных молекул  $O_2$  в макроцепном опушечном слое;  $\tau_T$  – время жизни Т-состояния;  $r_m$  – радиус реакции тушения Т-центра невозбужденной молекулой кислорода. Магнитозависимая часть  $\delta K_\Sigma(B, r, t)$  локальной удельной скорости  $K_\Sigma(B, r, t) = K_\Sigma(t) + \delta K_\Sigma(B, r, t)$  тушения (1а) Т-центров кислородом может быть определена двумя относительно различными способами. В первом из них используются представления о дистанционном реагировании с вероятностью  $U(r)$  молекул Т и  ${}^3\Sigma_g^-(O_2)$  когерентной пары в первоначально несинглетном спиновом состоянии, т.е. молекул, не вступивших в реакцию (1а) при первом – диффузионном – контакте

$$\delta K_\Sigma(B, r, t) = \frac{1}{2} \text{Tr} \left\{ \hat{P}_s, \hat{\rho}(t | B) \right\}_+ 2\pi \int_R^\infty r'^2 dr' \int_0^\pi \sin \theta d\theta \times \\ \times U \left( \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta} \right) [G_\Sigma(r, r'; t) G_\Sigma(\theta; t)] \quad (4)$$

где  $\text{Tr} \left\{ \hat{P}_s, \hat{\rho} \right\}_+ = \sum_{J, M} \langle JM | (\hat{P}_s \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{P}_s) | JM \rangle = \langle 00 | \hat{\rho} | 00 \rangle$ ;  $\hat{\rho}$  – спиновой оператор плотности Т  ${}^{-3}\Sigma_g^-(O_2)$  пары;  $\hat{P}_s = |00\rangle\langle 00|$  – оператор проектирования тор проектирования на синглетное спиновое состояние Т ${}^{-3}\Sigma_g^-$ -пары реагентов; начальные условия для синглетного элемента  $\langle 00 | \hat{\rho} | 00 \rangle$  спиновой матрицы плотности выбираются в виде  $\langle 00 | \hat{\rho}(0) | 00 \rangle = 0$ . Функция  $U(r)$  вероятности в единицу времени для обменного элементарного акта определена Декстером, и представляет собой обычную экспоненту от расстояния  $r$  между молекулами-реагентами  $U(r) = U_0 \exp[-2(r - r_0)/L]$ . Меридиональный угол  $\theta$  отсчитывается от оси  $z$ , проведенной из центра НЧ через точку первого диффузионного контакта Т ${}^{-3}\Sigma_g^-$ -пары (рис. 1б, точка 1). Таким образом, описание магнитного эффекта на первой стадии реакции (1а) следует производить, учитывая аксиальную симметрию задачи. Диффузионная радиально-угловая функция Грина молекул невозбужденного кислорода  $G_\Sigma(r, r', \theta, 0; t - \tau) = G_\Sigma(r, r', t - \tau) G_\Sigma(\theta, 0, t - \tau)$  удовлетворяет следующему

уравнению диффузии с точечным источником, локализованным на сегменте макроцепи, вблизи связанного с ним T-сенсibilизатора

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} G_{\Sigma}(r, r', \theta, 0, t - \tau) &= \frac{\delta(r - r')\delta(\theta)}{4\pi r^2 \sin \theta} \delta(t - \tau) - \frac{1}{\tau_{\Delta}} G_{\Sigma}(r, r', \theta, 0, t - \tau) + \\ &+ D_{\Sigma} \frac{1}{r^2} \left[ \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right] G_{\Sigma}(r, r', \theta, 0, t - \tau) \end{aligned} \quad (5)$$

Тогда радиальная функция Грина  $G_{\Sigma}(r, r', t - \tau)$  для уравнения диффузии невозбужденных молекул кислорода с граничным условием второго рода на сфере радиуса  $R$  примет вид [1-2, 4]

$$\begin{aligned} G_{\Sigma}(r, r', t - \tau) &= \frac{1}{8\sqrt{\pi^3 D_{\Sigma}(t - \tau)}} \frac{1}{rr'} \left\{ \exp \left[ -\frac{(r - r')^2}{4D_{\Sigma}(t - \tau)} \right] + \exp \left[ -\frac{(r + r' - 2R)^2}{4D_{\Sigma}(t - \tau)} \right] - \right. \\ &\left. - \frac{\sqrt{4\pi D_{\Sigma}(t - \tau)}}{R} \exp \left[ \frac{D_{\Sigma}(t - \tau)}{R^2} + \frac{r + r' - 2R}{R} \right] \left\{ 1 - \Phi \left[ \frac{r + r' - 2R}{\sqrt{4D_{\Sigma}(t - \tau)}} + \frac{\sqrt{D_{\Sigma}(t - \tau)}}{R} \right] \right\} \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\Phi(q)$  – интеграл вероятности.

Угловая функция Грина на сфере радиуса  $r$ , представляется в виде ряда по полиномам Лежандра  $P_l(\cos \theta)$

$$G_{\Sigma}(\theta, t | 0, \tau) = \frac{1}{4\pi} \sum_l (2l + 1) \exp \left[ -\frac{D_{\Sigma}}{r^2} l(l + 1)(t - \tau) \right] P_l(\cos \theta). \quad (7)$$

Во втором способе вместо представлений о дистанционном реагировании после первого контакта в паре, вычисляется частота повторных диффузионных встреч молекул на радиусе их реагирования. Для этого удобно представить реакцию поверхность не в виде черной сферы, как это обычно принято, а в виде элемента сферического слоя  $(r, r + r_0)$  в телесном угле  $2\pi r_0 / r = 2\pi\theta_0$ . Тогда объем зоны реакции (1а) будет  $V_0 = 2\pi r_0 (r\theta_0 / 2)^2 = \pi r_0^3 / 2$ . Можно вычислить диффузионный поток молекул  ${}^3\Sigma_g^-(O_2)$  на граничную поверхность  $S_{\Sigma}(r_0)$  зоны реакции  $D_{\Sigma} \nabla G_{\Sigma}(r, \theta, t)$ , используя выражения для функций Грина (6) и (7). Если спиновая и диффузионная динамика системы получают развитие в наносекундном масштабе времен, а кинетика населенности реагентов  $n_T(B, r, t)$  и  $n_{\Delta}(r, t)$  – в микросекундном диапазоне, при ее расчете добавочная скорость  $\delta K_{\Sigma}(B, r, t)$  может быть предварительно подвергнута интегрированию

по переменной  $t$ :  $\delta \bar{K}_{\Sigma}(B, r) = U_0 \int_0^{\infty} \delta K_{\Sigma}(B, r, t) dt$ . Тогда добавочная скорость

$\delta K_{\Sigma}(B, r, t)$  T- ${}^3\Sigma_g^-(O_2)$  - тушения будет определяться выражением

$$\delta \bar{K}_\Sigma(B, r) = U_0 \int_0^\infty dt \operatorname{Tr} \frac{1}{2} \{ \hat{P}_S, \hat{\rho}(t | B) \} \Big|_{S_\Sigma} D_\Sigma S_\Sigma \left| \nabla [G_\Sigma(r, r'; t) G_\Sigma(\theta; t)] \right|_{S_\Sigma}. \quad (8)$$

Однако еще более простым способом определения вклада повторных контактов в формирование величины  $\delta K_\Sigma(B, r, t)$  представляется не подсчет диффузионных пересечений молекулой реакционной поверхности  $S_\Sigma(r_0)$ , а введение величины  $U_0 V_0$  в качестве меры скорости реагирования

$$\delta \bar{K}_\Sigma(B, r) = U_0 V_0 \left( \frac{D_\Sigma}{r_0^2} \right) \int_0^\infty dt \operatorname{Tr} \frac{1}{2} \{ \hat{P}_S, \hat{\rho}(t | B) \} \Big|_{r \in V_0} [G_\Sigma(r, r'; t) G_\Sigma(\theta; t)]. \quad (8')$$

В случае симметричных сферических  $d=3$ , а также цилиндрических  $d=2$  наночастиц выражение для радиальной локальной плотности электронных возбуждений  $n_\Delta(r, t)$  молекул  $O_2$  можно построить на основе решения кинетического уравнения с диффузионным оператором [1-2]

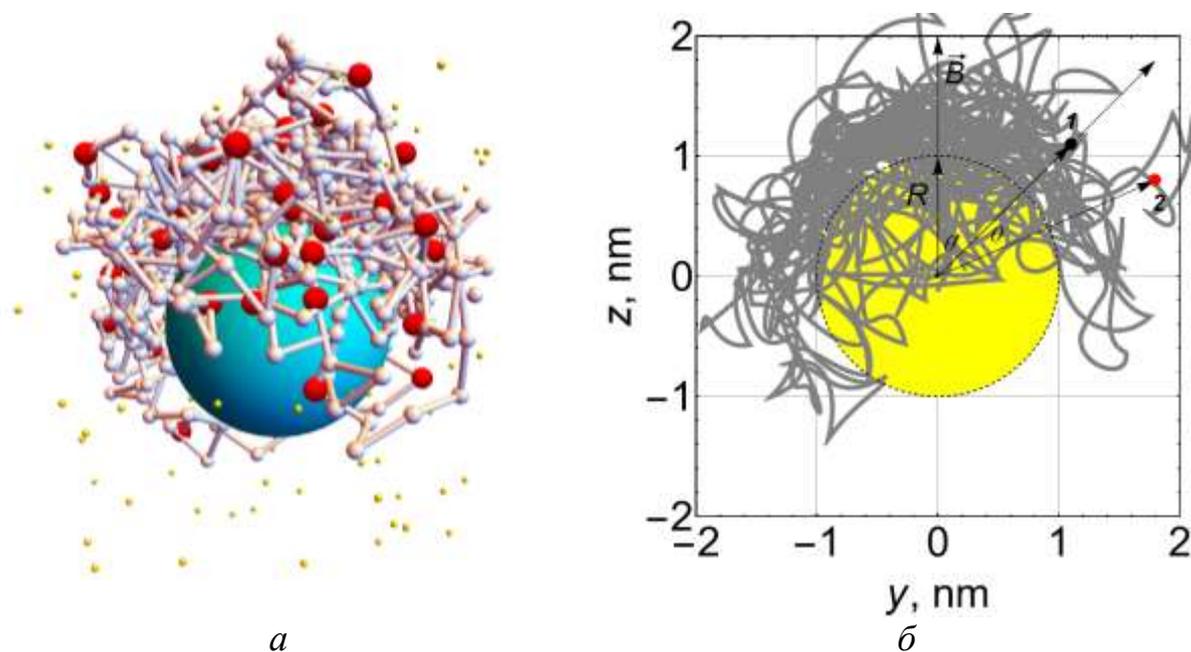
$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} n_\Delta(r, t) = D_\Delta \frac{1}{r^{d-1}} \frac{\partial}{\partial r} r^{d-1} \frac{\partial}{\partial r} n_\Delta(r, t) - \frac{1}{\tau_\Delta} n_\Delta(r, t) + \\ + K_\Sigma(B, r, t) n_T(B, r, t) n_{ox} - K_\Delta(t) n_T(B, r, t) n_\Delta(r, t) \end{aligned} \quad (9)$$

$$K_\Delta(t) = 4\pi R_\Delta \left\{ \operatorname{erfc} \left[ \frac{R_F - 2R_\Delta}{\sqrt{4D_m^\Delta t}} \right] + \frac{R_F - R_\Delta}{\sqrt{\pi D_m^\Delta t}} \exp \left[ -\frac{(R_F - 2R_\Delta)^2}{4D_m^\Delta t} \right] \right\}. \quad (10)$$

Постоянная  $\tau_\Delta$  в (9) – время жизни возбужденного состояния молекул кислорода. Радиусы  $R_F, R_\Delta$  представляют собой ферстеровский радиус S-S-аннигиляции и радиус T- $^1\Delta_g$  кросс-аннигиляции, соответственно. Величина коэффициента мезодиффузии  $D_\Delta$ , также как и величина коэффициента микродиффузии  $D_m^\Delta$ , предполагается не зависящей от плотности звеньев макроцепи и ее конформационного состояния. Заметим, что радиальная плотность электронных возбуждений  $n_\Delta(r, t)$ , несмотря на отсутствие магниточувствительности стадии (1б), в общем случае получает зависимость от индукции В магнитного поля через плотность  $n_T(B, r, t)$  T-сенсibilизаторов, определенную формулой (3).

Процесс кросс-аннигиляции молекулярных возбуждений сопровождается замедленной флуоресценцией (ЗФ) сенсibilизатора [1-4, 7]. При фотоактивации системы ультракоротким лазерным импульсом форм а импульса  $I_{DF}^{T\Delta}(t)$  кросс-аннигиляционной замедленной флуоресценции определяется как интеграл по объему области пространства, заполненному макроцепями, от

произведения концентраций (сферическая симметрия)  $n_T(B, r, t)$  триплет-возбужденных органических молекул и  $n_\Delta(r, t)$  синглетных возбуждений молекул  $O_2$



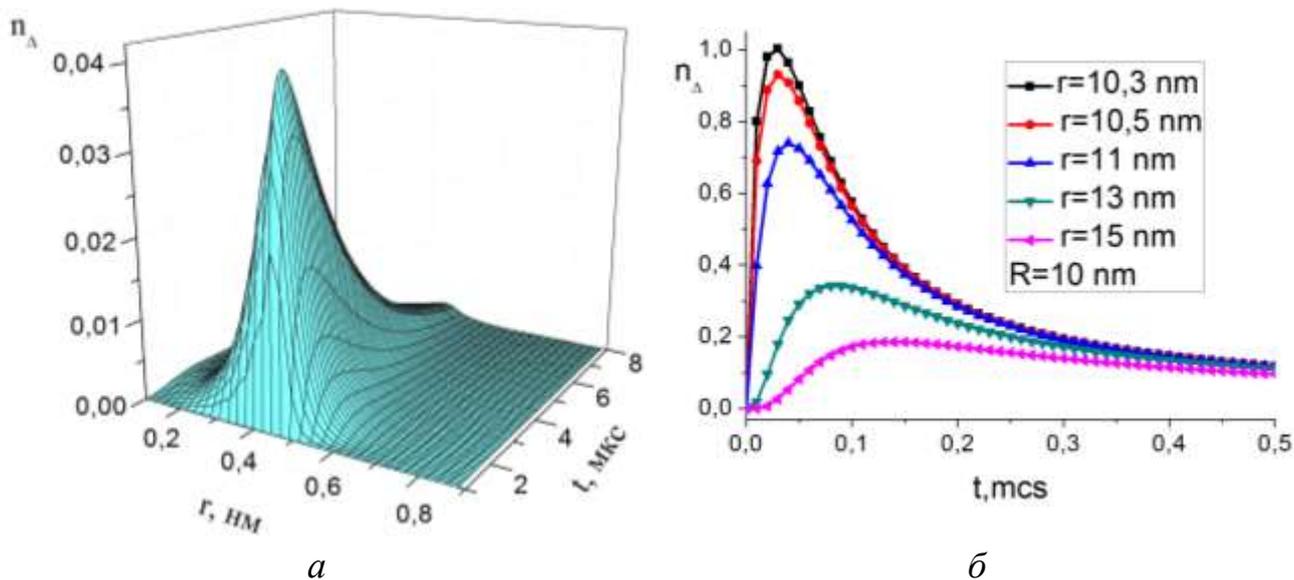
**Рис. 1.** Радиально-угловое распределение плотности звеньев гауссовой цепи полиэлектролита вблизи сферической наночастицы радиуса  $R$ , поляризованной внешним электрическим полем в вертикальном направлении (а); проекция картины плотности мономерных единиц макроцепи на диаметральное сечение.

$$I_{DF}^{T\Delta}(t) \sim K_\Delta(t) \int_R^\infty n_T(B, r, t) n_\Delta(r, t) 4\pi r^{d-1} dr. \quad (11)$$

Радиальная плотность мономеров  $n(r) = \psi^2(r)$  адсорбированной макроцепи в ее равновесной конфигурации задается конформационной функцией  $\psi(r)$ , которая выражается через модифицированные функции Бесселя первого  $I_{1/2}(q_0 r)$  и второго  $K_{1/2}(q_0 r)$  рода с полуцелым индексом [5]. При этом  $q_0^2 = -6\varepsilon_0 / (a^2 kT)$ .

На рис. 2 представлены временные зависимости радиального распределения (а) и локальной концентрации (б) молекул синглетного кислорода, активированного сенсбилизатором в приповерхностном макромолекулярном слое для сферических наночастиц различного радиуса  $R$ , различных граничных условий (а и б), а также при различных положениях  $\delta$ -функциональной ямы (б), моделирующей потенциал притяжения звеньев полимера к поверхности наночастицы [4-6]. Наблюдалась зависимость формы кинетических кривых  $n_\Delta(r, t)$  (рис. 2б) от радиальной разности  $r_0 - R$ . Расчеты кинетических кривых  $n_\Delta(r, t)$  на рис. 2 произведены для коэффициента

диффузии  $D=10^{-7}$  см<sup>2</sup>/с, времени жизни дельта-кислорода  $\tau_{\Delta}=4\cdot 10^{-5}$  с и времени жизни триплетного сенсibilизатора  $\tau_T=7.6\cdot 10^{-4}$  с. Длина звена полимерной цепи принималась равной  $a=0.5$  нм.



**Рис. 2.** Пространственно-временное распределение концентрации молекул синглетного кислорода в опушечном слое макромолекулы со связанными Т-центрами, адсорбированной сферической наночастицей фуллерена радиуса  $R=0.4$  нм (а) и временные зависимости концентрации молекул синглетного кислорода вблизи сферической наночастицы радиуса  $R=10$  нм с полимерной опушкой для различных значений (на врезке) расстояния  $r=r_0$  (положения  $\delta$ -функциональной ямы) от её поверхности.

На рис. 3. представлена кинетика радиального и углового распределения подвижных молекул  $O_2$ , определяемая соответствующими диффузионными функциями Грина, заданными формулами (6) и (7).

Количественная оценка величины магнитного эффекта в серии кислородных реакций (1а)-(1б) может быть произведена как по относительному изменению интенсивности аннигиляционной ЗФ (11), сопровождающей процесс (1б)

$$\gamma_{DF}(t|B) = [I_{DF}^B(t) - I_{DF}^0(t)] / I_{DF}^0(t), \quad (12)$$

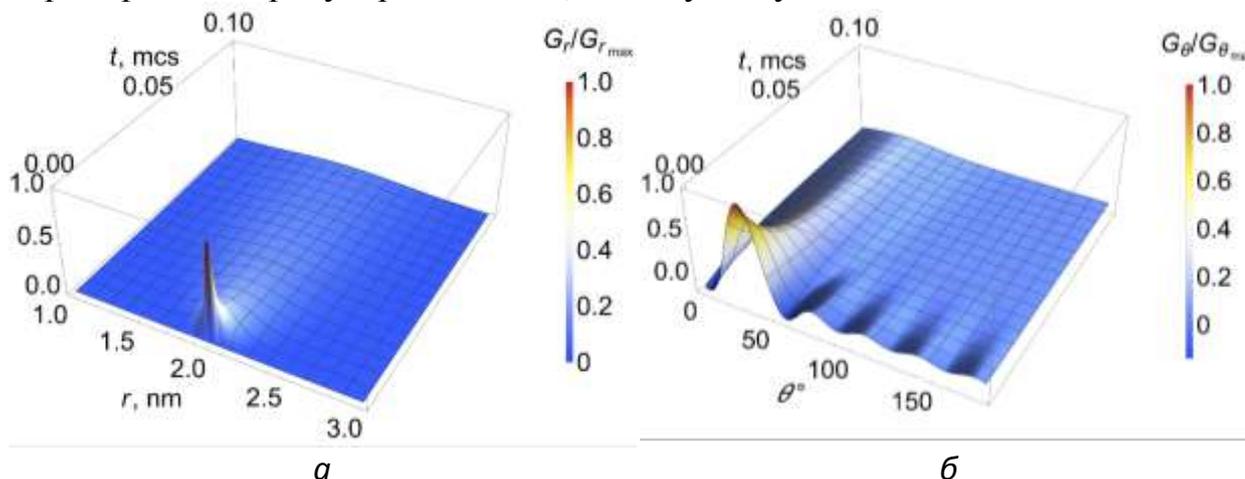
так и по относительному изменению интенсивности фосфоресценции Т-

сенсibilизатора  $I_{Ph}^B(t) \sim \int_R^{\infty} n_T(B, r, t) 4\pi r^2 dr$ , или сигналу его триплет-триплетного поглощения при наличии магнитного поля и в его отсутствие

$$\gamma_{Ph}(t|B) = [I_{Ph}^B(t) - I_{Ph}^0(t)] / I_{Ph}^0(t). \quad (12')$$

В общем случае произвольной интенсивности импульса накачки величины  $\gamma_{DF}(t|B)$ ,  $\gamma_{Ph}(t|B)$  являются времязависящими функциями [7].

При наложении внешнего электрического поля (рис. 1) макроцепная опушка полиэлектролита смещается в направлении вектора поля, а распределение плотности звеньев и концентраций  $n_T(B,r,\theta,t)$  и  $n_\Delta(r,\theta,t)$  приобретает наряду с радиальной, еще и угловую зависимость.



**Рис. 3.** Кинетика распределения плотности вероятности  $G_{r,\theta}$  нахождения молекулы синглетного кислорода с начальными координатами:  $r^0=2$  нм,  $\theta^0=0^\circ$ . (а) радиальное распределение  $G_r$ ; (б) угловое распределение  $G_\theta$  (рассчитывалось по первым десяти слагаемым ряда). Другие параметры моделирования:  $R=1$  нм,  $D=10^6$  см<sup>2</sup>/с.

*Частица с макроцепным окружением в однородном электрическом поле.  
Аксиально-симметричное распределение звеньев макроцепи*

На рис. 1а показаны смещенные вверх звенья макроцепи, красными шариками – размещенные на звеньях цепи молекулы Т-сенсibilизаторов. На рис. 1б цифрой 2 отмечена покидающая место локализации сенсibilизатора 1 триплетная молекула кислорода, не испытавшая переход в дельта-состояние из-за неблагоприятной для тушения (1а) спиновой конфигурации. В однородном электрическом поле при неоднородном и анизотропном распределении звеньев макромолекулярной цепи у поверхности сферической наночастицы мгновенная локальная концентрация  $n_\Delta(r,\theta,t)$  синглетных электронных возбуждений молекул кислорода будет определяться уже не только радиальным, но и угловым распределением Т-центров, связанных с полимером.

В случае сферических и цилиндрических наночастиц в однородном электрическом поле распределение полимерных звеньев адсорбированной опушки становится аксиально-симметричным. Тогда плотность электронных возбуждений  $n_\Delta(r,\theta,t)$  молекул  $O_2$  можно найти как решение следующего кинетического уравнения [4,6]

$$\frac{\partial}{\partial t} n_{\Delta}(r, \theta, t) = D_{\Delta} \frac{1}{r^{d-1}} \left[ \frac{\partial}{\partial r} r^{d-1} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{\sin^{d-2} \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin^{d-2} \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right] n_{\Delta}(r, \theta, t) - \frac{1}{\tau_{\Delta}} n_{\Delta}(r, \theta, t) + 4\pi r_m D_m^{\Sigma} n_T(r, \theta, t) n_{ox}(r, \theta) - 4\pi r_m D_m^{\Delta} n_T(r, \theta, t) n_{\Delta}(r, \theta, t) \quad (13)$$

для наночастиц различной формы:  $d=2$  – для цилиндрической, и  $d=3$  – для сферической. Величина коэффициента мезодиффузии  $D_{\Delta}$  также как и величина коэффициента микродиффузии  $D_m^{\Delta}$  предполагается не зависящей от конформационного состояния макроцепи.

Аналитическое решение кинетического уравнения (13) получить сложно. Однако, достаточно часто реализуемым на практике является случай, когда допустимо рассмотрение кинетики процесса в отсутствие последнего – «аннигиляционного» слагаемого  $4\pi r_m D_m^{\Delta} n_T(r, \theta, t) n_{\Delta}(r, \theta, t)$  в правой части (13), отвечающего за процесс слияния возбуждений. В таком варианте построения кинетической модели процесса кросс-аннигиляции удастся получить точное аналитическое решение для плотности  $n_{\Delta}(r, \theta, t)$  в квадратурах, как для случая сферической частицы, так и для случая протяженного цилиндрического тела

$$n_{\Delta}(r, \theta, t) = 4\pi r_m D_m^{\Sigma} n_{ox} \exp(-t / \tau_{\Delta}) \times \int_0^t \int_0^R \int_0^{2\pi} \exp(\tau / \tau_{\Delta}) n_T(\rho, \tau) G_{\Delta}^d(r, \rho, \theta, \vartheta, t - \tau) (2\pi)^{d-2} \rho^{d-1} d\rho \sin^{d-2} \vartheta d\vartheta d\tau \quad (14)$$

Для этого используются сферические, либо цилиндрические функции Грина  $G_{\Delta}(r, \rho, \theta, \vartheta, t - \tau)$  уже определенные уравнением (5), но с заменой в нем диффузионного оператора  $D_{\Sigma} \nabla^2 G_{\Sigma}(r, \theta, t)$  на оператор  $D_{\Delta} \nabla^2 G_{\Delta}(r, \theta, t)$  и заменой  $G_{\Delta}(r, \theta; t) \rightarrow G_{\Sigma}(r, \theta; t)$ .

Исследования выполнены при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках научного проекта № FSGU-2023-0003.

#### Список литературы

1. *Kucherenko M. G., Izmodenova S. V., Kruchinin N. Yu., Chmereva T. M.* Change in the Kinetics of Delayed Annihilation Fluorescence During Rearrangement of Polymer-Chain Structure in a Nanocavity of a Solid Adsorbent // High Energy Chemistry, 2009, Vol. 43, No. 7, pp. 592–598.
2. *Kucherenko M.G., Izmodenova S. V.* Laser induced molecular oxygen photoprocesses in polymeric coils and globules doped by dyes // Вісник Черкаського університету. Випуск 175, Серія «Хімічні науки». 2010. -С. 17-22.
3. *Кучеренко М.Г., Чмерева Т.М.* Форма импульса кросс-аннигиляционной замедленной флуоресценции красителей в

кислородсодержащих нанопористых материалах // Вестник ОГУ. 2012. -№9. -С. 89-95.

4. *Кучеренко М.Г., Измоденова С.В., Чмерева Т.М., Кручинин Н.Ю., Подрезова Н.С.* Кинетика диффузионно-контролируемых фотореакций в приповерхностном слое фуллерен-тубуленовой наночастицы с адсорбированной полимерной цепью // Вестник ОГУ. 2013. №9 (158). С. 100-109.

5. *Кучеренко М. Г., Неясов П. П., Кручинин Н. Ю.* Моделирование конформационных перестроек макромолекулы, адсорбированной на поверхности металлической наночастицы, во внешнем электрическом поле // Химическая физика, 2023, том 42, № 5, с. 1–10. DOI: 10.31857/S0207401X23050059

6. *Кучеренко М.Г., Кручинин Н.Ю.* Форма импульса замедленной флуоресценции, сопровождающей молекулярную реакцию // Матер. Межд. Конфер. « Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент». Караганда: КарГУ. 2019 г. – С. 133- 139.

7. *Kucherenko M.G., Penkov S.A.* Triplet exciton reactions in MEH-PPV films registered by accompanying magneto-sensitive photolum. // J. Photochem. & Photobiol., A: Chemistry. 437 (2023) 114440. 1010-6030/© 2022 Elsevier B.V. [doi.org/10.1016/j.jphotochem.2022.114440](https://doi.org/10.1016/j.jphotochem.2022.114440)

# ФОРМИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПРОФИЛЯ ПРИ ИНДУКЦИОННОМ НАГРЕВЕ СФЕРИЧЕСКОЙ МИКРОЧАСТИЦЫ ПЕРЕМЕННЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Кучеренко М.Г., д-р физ.-мат. наук, профессор,  
Русинов А.П., канд. физ.-мат. наук, доцент, Алимбеков И.Р.  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»

Представлена математическая модель формирования неоднородного анизотропного температурного поля в сплошной среде без свободной конвекции, в окрестности проводящей микрочастицы, находящейся в переменном магнитном поле СВЧ-диапазона. Учитывалось, что нагрев частиц радиально-распределенными индукционными токами осуществлялся по-разному для различных радиальных направлений, определяемых меридиональным углом. Для расчета температурного поля в пространстве вне частицы использовались функции Грина с условиями сопряжения для температур и тепловых потоков на граничной сфере. Сделано предположение о том, что в локальных приповерхностных областях проводящих микрочастиц в результате неоднородного их нагрева в переменном магнитном поле изменяется локальная, зависящая от температуры скорость бимолекулярных реакций на поверхности.

При помещении проводящей (с коэффициентом электропроводности  $\sigma$ ) пара- или диамагнитной частицы в переменное внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_0(t)$  в объеме частицы и на ее поверхности возникают индуцированные токи  $\mathbf{j}(r, \theta | t) = \sigma \mathbf{E}$  проводимости, обуславливающие выделение в объеме частицы ленц-джоулева тепла мощностью  $w(r, \theta | t) = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = \sigma [\mathbf{E}(r, \theta | t)]^2$  [1], где проводимость  $\sigma = \omega_p^2 / (4\pi\gamma)$  металла, определяется его плазменной частотой  $\omega_p$  и частотой  $\gamma$  столкновения свободных электронов [2]. Толщина скин-слоя в металле  $\delta(\omega) = c / \sqrt{2\pi\sigma\omega}$  является действительной величиной, в то время как функция  $k(\omega) = (1 + i)\sqrt{2\pi\sigma\omega} / c$ , определяющая характеристики квазистационарного поля – комплексна:  $k(\omega) = (1 + i) / \delta(\omega)$ .

В случае квазистационарного режима напряженность электрического поля в каждый момент времени  $t$  определяется выражением

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{c}{4\pi\sigma} \text{rot } \mathbf{H}(\mathbf{r}), \quad (1)$$

поэтому плотность мощности тепловых источников

$$w(r, \theta | t) = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = \sigma \left| \frac{c}{4\pi\sigma} \operatorname{rot} \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right|^2 \exp(-i2\omega t).$$

Для напряженности поля внутри шара выполняется [1,3]

$$\mathbf{H}^{(i)}(\mathbf{r}) = \beta \operatorname{rot} \operatorname{rot} (f(kr) \mathbf{H}_{00}), \quad (2)$$

где функция  $f(kr)$  удовлетворяет скалярному уравнению для сферически симметричных скалярных функций

$$\nabla^2 f(kr) + k^2 f(kr) = 0. \quad (3)$$

Напряженность электрического поля находим из (1) и (2) через ротор

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{c}{4\pi\sigma} \beta \operatorname{rot} \operatorname{rot} \operatorname{rot} (f(kr) \mathbf{H}_{00}), \\ \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \mathbf{E}'(\mathbf{r}) + i\mathbf{E}''(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\beta$  – неизвестная постоянная. Тогда плотность мощности выделяемого тепла в шаре

$$w(r, \theta | t) = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \exp(-i2\omega t) = \frac{c^2}{(4\pi)^2 \sigma} \left[ \beta \operatorname{rot} \operatorname{rot} \operatorname{rot} (f(kr) \mathbf{H}_{00}) \right]^2 \exp(-i2\omega t).$$

для амплитуды магнитного поля в шаре получаем

$$\mathbf{H}^{(i)}(\mathbf{r}) = \left( \frac{f'(kr)}{r} + k^2 f(kr) \right) \mathbf{H}_{00} - \left( \frac{3f'(kr)}{r} + k^2 f(kr) \right) \mathbf{n} \cdot (\mathbf{H}_{00} \mathbf{n}), \quad (5)$$

где единичный вектор  $\mathbf{n} = \mathbf{r} / |\mathbf{r}|$ .

Для вектора ротора напряженности (5) выполняется

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}^{(i)}(\mathbf{r}) = \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (r H_{\theta}^{(i)}) - \frac{\partial}{\partial r} H_r^{(i)} \right] \mathbf{e}_\alpha, \quad (6)$$

и тогда для вектора ротора получаем

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}^{(i)}(\mathbf{r}) = \beta H_{00} \sin \theta \mathbf{e}_\alpha \left[ \frac{f''(kr)}{r} k^2 + f'(kr) \left( \frac{2k}{r^2} + k^3 \right) + f(kr) \frac{k^2}{r} \right]. \quad (7)$$

Учитывая (3), для второй производной функции  $f(kr)$  можем записать

$$f''(\rho) = -\frac{2}{\rho} f'(\rho) - k^2 f(\rho), \quad \rho = kr,$$

и тогда из (7) следует

$$\text{rot } \mathbf{H}^{(i)}(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_\alpha \beta H_{00} k^3 f'(kr) \sin \theta. \quad (7')$$

Регулярное в центре шара решение для функции  $f(kr)$  необходимо выбирать в виде

$$f(kr) = j_0(kr), \quad (8)$$

где  $j_0(kr)$  - сферическая функция Бесселя. Из условий на граничной поверхности  $S_R$  находим неизвестную константу

$$\beta = \frac{3}{2k^2 j_0(kR)}. \quad (9)$$

Тогда для амплитуды плотности тока  $\mathbf{j}(r, \theta) = \sigma \mathbf{E}(r, \theta)$  из (5') и (7) получаем

$$\mathbf{j}(r, \theta) = \frac{c}{4\pi} H_{00} \sin \theta \frac{3}{2} k \frac{j_0'(kr)}{j_0(kR)} \mathbf{e}_\alpha. \quad (10)$$

Радиально угловое распределение плотности токов Фуко в шаре представляется модулем комплексного вектора (8)

$$\mathbf{j}(r, \theta) = \frac{c}{4\pi} H_{00} \sin \theta \frac{3}{2} \left| k \frac{j_1(kr)}{j_0(kR)} \right| \mathbf{e}_\alpha. \quad (10')$$

Для мгновенной плотности мощности выделяемого тепла в шаре можем записать

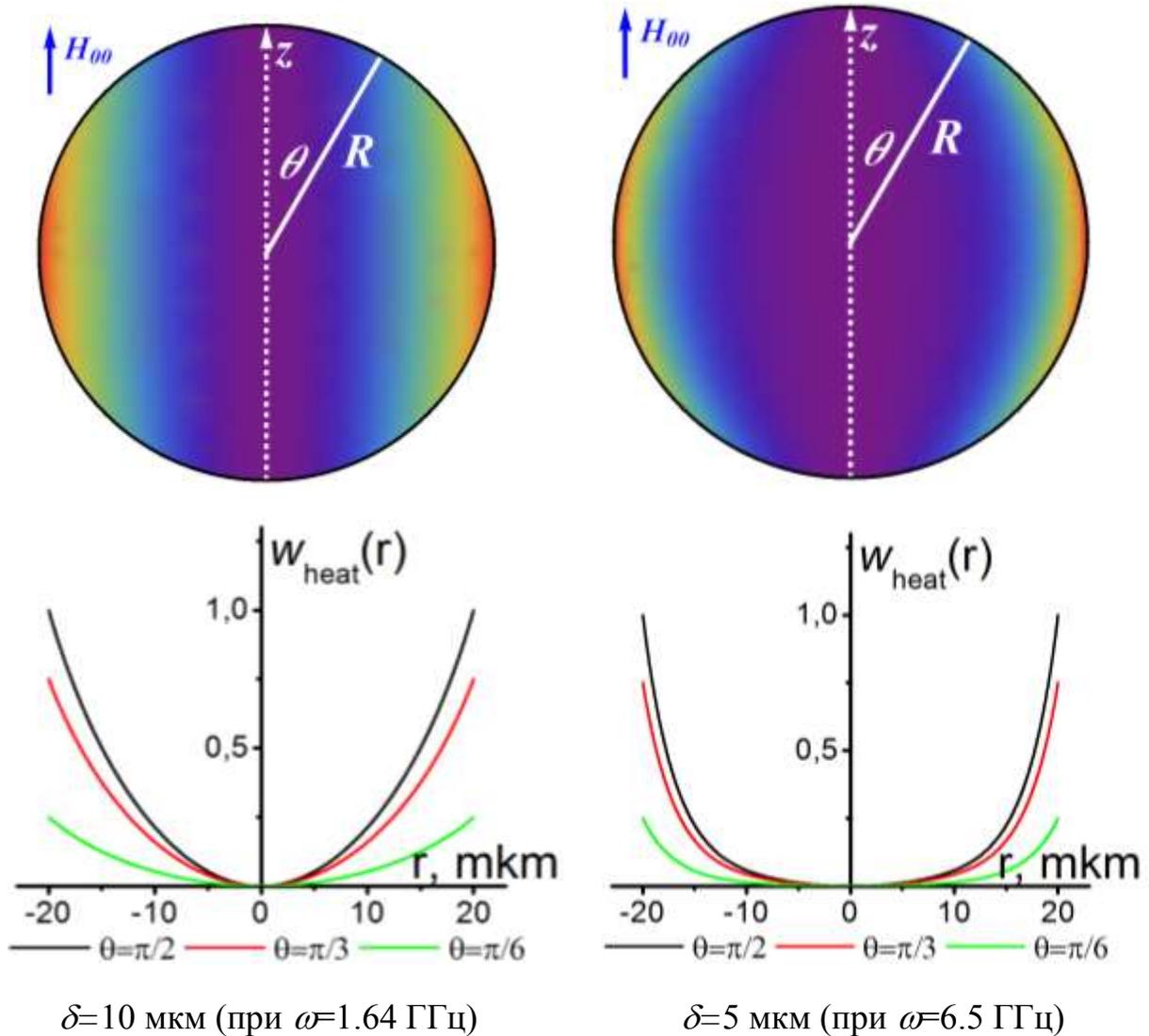
$$w(r, \theta | t) = \sigma \text{Re} \mathbf{E}^2(r, \theta | t) = \sigma \left[ (E'^2 - E''^2) \cos 2\omega t + 2E'E'' \sin 2\omega t \right]. \quad (11)$$

Или, с другой стороны, учитывая, что  $\mathbf{j}(r, \theta) = \sigma \mathbf{E}(r, \theta)$  и тогда  $w(r, \theta) = |\mathbf{j}(r, \theta)|^2 / \sigma$ ,  $w(r, \theta) = w_0(r) \sin^2 \theta$

$$w(r, \theta | t) = \frac{9}{4\sigma} \left( \frac{c}{4\pi} \right)^2 H_{00}^2 \left| k \frac{j_1(kr)}{j_0(kR)} \right|^2 \sin^2 \theta \cdot \exp(-2i\omega t). \quad (12)$$

На рис. 1 представлены мгновенные пространственные распределения плотности мощности объемных тепловых источников в микрочастице для различных значений частоты внешнего магнитного поля, и соответствующих

толщин скин-слоя. Расчеты производились на основе формулы (12) для серебряной микрочастицы с параметрами:  $\omega_{pl}=13.8 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ,  $\gamma=1.74 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ ,  $R=20 \text{ мкм}$  в переменном магнитном поле с амплитудой  $H_{00}=10^8 \text{ Э}$ .



**Рис. 1.** Пространственное распределение плотности мощности объемных тепловых источников в микрочастице.

В случае двуслойной сферической микрочастицы вычисление мощности тепловых источников проводится аналогично. При этом для радиально-угловой зависимости напряженности  $\mathbf{H}^{(i)}(\mathbf{r}) = \beta \text{rot rot}(f(kr)\mathbf{H}_{00})$  магнитного поля внутри оболочки можно воспользоваться результатом, полученным в [4] для векторного потенциала поля  $\mathbf{A}^{(2)}(\mathbf{r})$  внутри оболочки

$$\mathbf{A}^{(2)}(\mathbf{r}) = a_1 j_0(k_2 r) \mathbf{H}_{00} + a_2 n_0(k_2 r) \mathbf{H}_{00} \quad (13)$$

$$j_l(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}} J_{l+1/2}(z), \quad n_l(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}} N_{l+1/2}(z) = (-1)^{l+1} \sqrt{\frac{\pi z}{2}} J_{-(l+1/2)}(z)$$

Здесь  $j_l(k_j r), n_l(k_j r)$ - сферические, а  $J_{l+1/2}(k_j r), N_{l+1/2}(k_j r)$  – «обычные» функции Бесселя и Неймана,  $a_1, a_2$  – коэффициенты

$$a_1 = \frac{3}{2k_2^2 [j_0(k_2 R_2) - (g_1 / g_2) n_0(k_2 R_2)]}, \quad a_2 = -\frac{g_1}{g_2} a_1, \quad (14)$$

где

$$g_1 = k_2^2 R_1 j_0(k_2 R_1) - k_1^2 R_1 \frac{j_0(k_1 R_1)}{j_0'(k_1 R_1)} j_0'(k_2 R_1), \quad (15a)$$

$$g_2 = k_2^2 R_1 n_0(k_2 R_1) - k_1^2 R_1 \frac{j_0(k_1 R_1)}{j_0'(k_1 R_1)} n_0'(k_2 R_1). \quad (15b)$$

*Температурное поле внутри микрошара и его наружной приповерхностной области*

Уравнение теплопроводности в шаре и окружающей его среде без учета конвекции

$$\rho c_p \frac{\partial \tilde{T}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \text{div}(\kappa \nabla \tilde{T}(\mathbf{r}, t)) + w(r, \theta) \exp(-2i\omega t), \quad \tilde{T}(\mathbf{r}, t) = T(\mathbf{r}) \exp(-i2\omega t) \quad (16)$$

$$\nabla^2 T + \frac{2i\omega}{a^2} T(r, \theta; \omega) = -\frac{w(r, \theta)}{a^2 \rho c_p}, \quad \kappa = a^2 \rho c_p. \quad (17)$$

Здесь, в (16)-(17)  $\kappa, a^2, \rho, c_p$  – коэффициенты теплопроводности, температуропроводности, плотность и удельная теплоемкость материалов шара, или окружающей его среды. Отделяя временной множитель в (16), получаем неоднородное уравнение Гельмгольца (17) с чисто мнимым коэффициентом  $q^2 = 2i\omega / a^2$

$$\nabla^2 T + q^2 T(r, \theta; \omega) = -\frac{w(r, \theta)}{a^2 \rho c_p}, \quad q^2 = \frac{2i\omega}{a^2} \Rightarrow q = -\sqrt{\frac{\omega}{a^2}} (1-i). \quad (18)$$

*Внутренняя тепловая задача.* Для решения неоднородного уравнения (18) рассмотрим сферическую функцию Грина внутренней задачи ( $r < R$ ) для уравнения теплопроводности с граничным условием второго рода.

Условия сопряжения температур и тепловых потоков на границе сферы  $S_R$

$$T_1(R, \theta; \omega) = T_2(R, \theta; \omega) \\ \kappa_1 \frac{\partial}{\partial r} T_1(r, \theta; \omega) \Big|_{r=R} = \kappa_2 \frac{\partial}{\partial r} T_2(r, \theta; \omega) \Big|_{r=R}. \quad (19)$$

Внутренняя функция Грина  $G^{r<R}(r, \theta; \rho, \theta')$  краевой задачи (18)-(19) может быть представлена через функцию  $f(R, \theta; \omega)$  граничного условия задачи Неймана [3]

$$\frac{\partial}{\partial r} T_1(r, \theta; \omega) \Big|_{r=R} = \frac{\kappa_2}{\kappa_1} \frac{\partial}{\partial r} T_2(r, \theta; \omega) \Big|_{r=R} = f(R, \theta), \quad (20)$$

в виде [5]

$$G^{r<R}(r, \theta; \rho, \theta') = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{P_n(\cos \theta) P_n(\cos \theta')}{\|P_n\|^2} G_n(r, \rho), \quad \|P_n\|^2 = \frac{4\pi}{2n+1}, \quad (21)$$

$$G_n(r, \rho) = \begin{cases} q_1^2 \left[ \xi'_n(q_1 R) \eta_n(q_1 \rho) - \xi_n(q_1 \rho) \eta'_n(q_1 R) \right] \frac{\xi_n(q_1 r)}{\xi'_n(q_1 R)}, & \rho \neq 0, r < \rho \\ q_1^2 \left[ \xi'_n(q_1 R) \eta_n(q_1 r) - \xi_n(q_1 r) \eta'_n(q_1 R) \right] \frac{\xi_n(q_1 \rho)}{\xi'_n(q_1 R)}, & r \neq 0, r > \rho \end{cases}, \quad (22)$$

$$\xi_n(q_1 r) = (q_1 r)^{-1/2} I_{n+1/2}(q_1 r), \quad \eta_n(q_1 r) = (q_1 r)^{-1/2} K_{n+1/2}(q_1 r), \quad (23)$$

где  $P_n(\cos \theta)$  – полиномы Лежандра,  $I_{n+1/2}(\mu)$ ,  $K_{n+1/2}(\mu)$  – функции Бесселя второго рода (функции мнимого аргумента), полуцелого индекса.

Формальное решение внутренней задачи (18)-(20) может быть записано через функцию Грина  $G^{r<R}(r, \theta; \rho, \theta')$

$$T_1(r, \theta; \omega) = \frac{2\pi}{a^2 \rho_0 c_p} \int_0^R \int_0^\pi G^{r<R}(r, \theta; \rho, \theta') w(\rho, \theta') \rho^2 d\rho \sin \theta' d\theta' + \\ + 2\pi R^2 \int_0^\pi G^{r<R}(r, \theta; R, \theta') f(\theta') \sin \theta' d\theta' \quad (24)$$

Или с учетом (21)-(23)

$$T_1(r, \theta; \omega) = \frac{8\pi}{3a_1^2 \rho_0 c_p} \int_0^R G_0(r, \rho) w_0(\rho) \rho^2 d\rho - \frac{8\pi \sin^2 \theta}{15a_1^2 \rho_0 c_p} \int_0^R G_2(r, \rho) w_0(\rho) \rho^2 d\rho + \\ + 2\pi R^2 \int_0^\pi G^{r<R}(r, \theta; R, \theta') f(R, \theta') \sin \theta' d\theta', \quad f(R, \theta) / f_0(R) = \sin^2 \theta = \frac{2}{3}(1 - P_2(\cos \theta)) \quad (25)$$

Приравнивая коэффициенты при полиномах Лежандра  $P_n(\cos \theta)$ , получаем из (20) явное выражение для функции

$$f(R, \theta) = f_0(R) \sin^2 \theta = f_0(R) \frac{2}{3}(1 - P_2(\cos \theta)). \quad (26)$$

Тогда внешнюю температурную задачу для функции  $T_2(r, \theta; \omega)$ ,  $r > R$  можно решать, используя найденную функцию (26) для постановки граничного условия Неймана внешней задачи уравнения Гельмгольца (18). В результате получаем

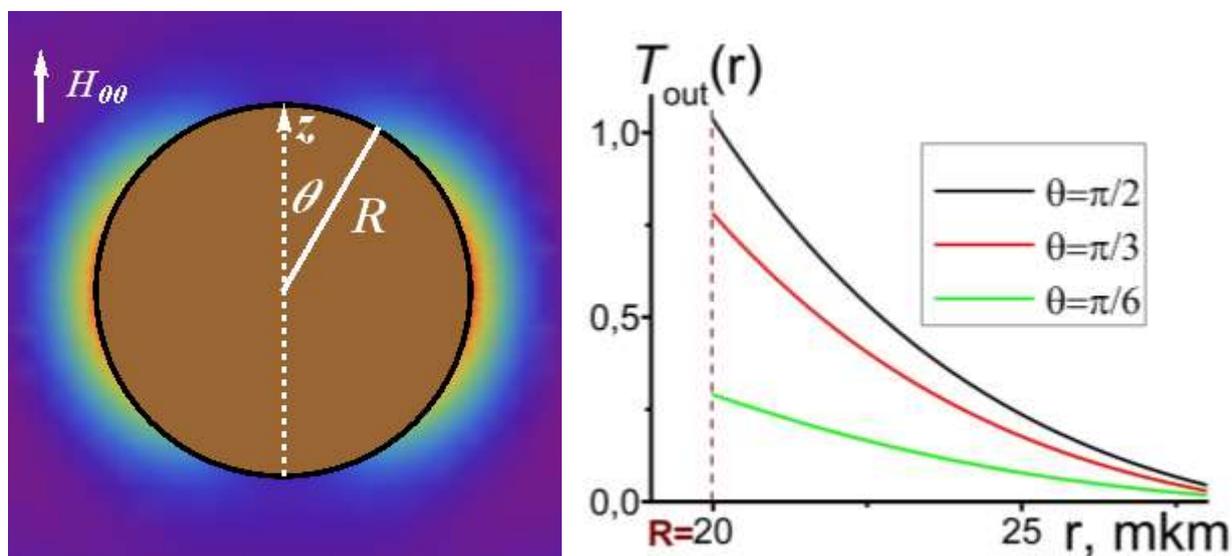
$$T_2(r > R, \theta; \omega) = \sqrt{\frac{R}{r}} \sum_{n=0}^{\infty} A_n \frac{K_{n+1/2}(q_2 r)}{K'_{n+1/2}(q_2 R)} P_n(\cos \theta), \quad (27)$$

или

$$T_2(r > R, \theta; \omega) = \frac{2 \kappa_1}{3 \kappa_2} f_0(R) \frac{1}{q_2} \sqrt{\frac{R}{r}} \left[ \frac{K_{1/2}(q_2 r)}{K'_{1/2}(q_2 R)} - \frac{K_{5/2}(q_2 r)}{K'_{5/2}(q_2 R)} P_2(\cos \theta) \right]. \quad (27')$$

Со временем имеют место гармонические изменения температурного поля в среде  $T_2(r > R, \theta; \omega t) = T_2(r > R, \theta; \omega) \exp(-2i\omega t)$  на удвоенной частоте колебаний магнитного поля.

Поскольку скорости бимолекулярных реакций, как правило, зависят от температуры, и часто – пороговым образом, на поверхности и в локальных приповерхностных областях проводящих микрочастиц в результате неоднородного их нагрева переменным магнитным полем  $\mathbf{H}_0(t)$ , кинетика таких реакций будет приобретать выраженный точечный характер, в соответствии с температурным полем (27').



**Рис. 2.** Мгновенное радиально-угловое распределение температурного поля во внешней среде, окружающей микрочастицу радиусом  $R=20$  мкм. Частица становится охваченной экваториальным температурным кольцевым поясом, толщиной около 5-7 мкм.

На рисунке 2 представлены мгновенные профили температуры в среде, окружающей микрочастицу, нагреваемую полем, для различных угловых направлений  $\theta$ , рассчитанные на основе выражения (27'). Как и ожидалось,

наиболее прогретыми оказываются приповерхностные к микрочастице участки, расположенные в экваториальной зоне, и гораздо менее нагреты зоны обоих полюсов. Ввиду того, что асимптотики функций Бесселя  $K_{n/2}(q_2 r)$  выходят на экспоненту, показатель которой не зависит от индекса  $n$ , получаем, что при

$r \gg q_2^{-1}$ ,  $K_{n/2}(q_2 r) \rightarrow \sqrt{\frac{\pi}{2q_2 r}} \exp(-q_2 r)$ , т.е. на больших расстояниях от поверхности микрочастицы, все кривые графиков рис. 2 экспоненциализуются.

Таким образом, задача о температурном поле, формирующемся вокруг проводящей сферической микрочастицы в переменном магнитном поле, может считаться решенной, с представлением итогового результата выражением (27').

*Ключевые слова:* переменное магнитное поле, проводящие микрочастицы, поле температур.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках научного проекта № FSGU-2023-0003.

#### Список литературы

- 1 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.8. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.
- 2 Климов В. В. Наноплазмоника. М.: Физматлит. 2009. – 480 с.
- 3 Кучеренко М. Г. Формализм функций Грина. Решение задач оптики ближнего поля, наноплазмоники и молекулярной кинетики / М. Г. Кучеренко; Оренбургский гос. университет – Оренбург: ОГУ, 2022. – 250 с., с илл. - Загл. с тит. экрана. ISBN 978-5-7410-2877-3
- 4 Кучеренко М. Г. Характеристики индукционного магнитного поля слоистой биметаллической микрочастицы во внешнем квазистационарном поле // Университ. комплекс как регион. центр образов., науки и культуры: сборник матер. Всеросс. научно-метод. конфер., 2023 г. – Оренбург: Оренбург. гос. университет, 2023. – С. 2926-2932. – EDN XBХOSC.
- 5 Будаков Б. М., Самарский А. А., Тихонов А. Н. Сборник задач по математической физике. – 4-е изд., испр. – М.: Физматлит. 2004. - 688 с. - ISBN 5-9221-0311-3.

# СЛОИСТЫЙ КОНЦЕНТРИЧЕСКИЙ СПАЗЕР С ПЛАЗМОННЫМ КОРОМ-РЕЗОНАТОРОМ: КЛАССИЧЕСКИЙ И ВЫРОЖДЕННЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ГАЗ МЕТАЛЛА

Кучеренко М. Г., д-р физ.-мат. наук, профессор,  
Чмерева Т.М., д-р физ.-мат. наук, доцент

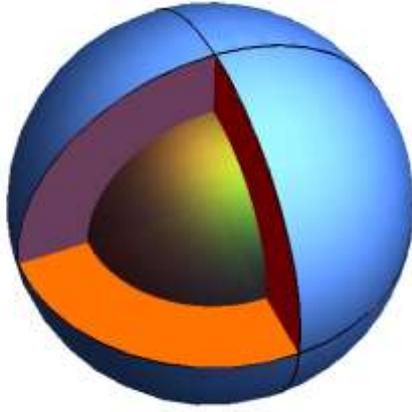
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»

*В рассмотренной конструкции спазера используется разновидность классической электродинамической модели с нелинейной полевой зависимостью диэлектрической проницаемости материала активированной оболочки и невырожденным (классическим), или в другом варианте – вырожденным электронным газом металлического кора*

Двухкомпонентные шаровые наноконпозиты со структурой «шар-оболочка» находят широкое применение как в традиционной нанооптике и наноплазмонике [1], так и в активно формирующейся квантовой наноплазмонике [2], рассматривающей процессы генерации поля при накачке активных элементов. В квазистатическом приближении в модели классического электронного газа металла достаточно рассматривать решение уравнения Лапласа в трёх радиально-сопряженных пространственных областях [1]. Учет же вырожденности электронного газа требует решения нелинейного уравнения Томаса-Ферми [3-4] в областях, занятых металлом. Ранее в ряде работ [3-5] были определены характеристики электрического поля (потенциал  $\varphi(\mathbf{r})$  и напряженность  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ ) в наноконпозитных частицах (НЧ) и в их окрестности с учетом вырожденности электронного газа на основе решения линеаризованного уравнения Томаса-Ферми. В [3,5] была определена дипольная динамическая поляризуемость однородной металлической наноглобулы, а в [6] рассматривался двуслойный наноконпозит.

Слоистый конпозит с металлической оболочкой и кором из активной среды представляет собой генератор плазмонных колебаний в оболочке, получивший название спазера [7]. Теория такого спазера в модели нелинейной проницаемости активной среды предложена в [8]. В [9], в рамках такой модели рассматривался спазер, электронный газ металлической оболочки которого является вырожденным. В данной работе в качестве спазера рассматривается инвертированная система, когда сердцевина наноконпозита представляет собой металлический или полупроводниковый шар, а оболочка – диэлектрический слой с активируемыми двухуровневыми молекулами (рис. 1).

В зависимости от типа материала кора электронный газ может рассматриваться либо как вырожденный, либо как классический. Рассмотрим вначале случай невырожденного электронного газа.



**Рис. 1.** Композитная оболочечная система: «сферический металлический кор - диэлектрическая оболочка с двухуровневыми атомами». В активированном состоянии эффективная диэлектрическая проницаемость оболочки является функцией напряженности  $E_1$  генерируемого монохроматического поля.

### *Невырожденный электронный газ*

Предполагается, что источник некогерентной накачки приводит к появлению в оболочечном слое спазера суперпозиции двух полей: однородного поля  $E_1$  и поля дипольного типа, с амплитудой  $\sim E_1$ . Тогда в области шарового кора возможно появление лишь однородного поля  $BE_1$ ,  $B=\text{const}$ . Таким образом, в целом, в таком нанокompозите наводится поляризация лишь дипольного типа. Композитная наночастица представляется в виде внутренней шаровой сердцевины радиуса  $R_1$  с проницаемостью  $\varepsilon(\omega)$  (рис. 1) и сферической оболочки толщиной  $R_2 - R_1$  и проницаемостью  $\varepsilon_{\text{gain}}(E_1)$ . Диэлектрическая проницаемость металла определена формулой Друде-Лоренца ( $\omega_p, \gamma$  - плазменная частота и частота столкновений электронов)

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}$$

В квазистатическом приближении в сплошной диэлектрической среде с постоянной проницаемостью  $\varepsilon_m$  и в случае однородного поля  $BE_1$  кора потенциалы поля в трех радиально-сопряженных областях с учетом поляризации нанокompозита определяются выражениями [1-2,9] ( $A, B, C - \text{const}$ )

$$\begin{cases} \varphi_I(r, \theta) = -BE_1 r \cos \theta, & r < R_1 \\ \varphi_{II}(r, \theta) = -E_1 \cos \theta \left( r - \frac{C}{r^2} \right), & R_1 < r < R_2 \\ \varphi_{III}(r, \theta) = E_1 \frac{A}{r^2} \cos \theta, & r > R_2 \end{cases}$$

Тогда вектор напряженности  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  поля внутри и вне составного шара всюду остается пропорциональным  $\sim E_1$ , и принимает характерную зависимость от радиальной переменной  $\mathbf{r}$ , типичную для каждой из областей

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \begin{cases} -A \frac{r^2 \mathbf{E}_1 - 3\mathbf{r}(\mathbf{E}_1 \mathbf{r})}{r^5}, & r > R_2 \\ \mathbf{E}_1 - C \frac{r^2 \mathbf{E}_1 - 3\mathbf{r}(\mathbf{E}_1 \mathbf{r})}{r^5}, & R_1 < r < R_2 \\ B\mathbf{E}_1, & r < R_1 \end{cases} \quad (1)$$

Тогда условия на границах шарового слоя принимают вид

$$\begin{aligned} \varepsilon(\omega) B E_1 &= \varepsilon_{gain} \left( 1 + \frac{2C}{R_1^3} \right) E_1, & r = R_1 \\ B &= \left( 1 - \frac{C}{R_1^3} \right), & r = R_1 \\ \varepsilon_m E_1 \frac{2A}{R_2^3} &= \varepsilon_{gain} \left( 1 + \frac{2C}{R_2^3} \right) E_1, & r = R_2 \\ -\frac{A}{R_2^3} &= \left( 1 - \frac{C}{R_2^3} \right), & r = R_2 \end{aligned} \quad (2)$$

Для коэффициента  $C$  получаем квадратное уравнение

$$C^2 - \frac{[2(\varepsilon(\omega) - \varepsilon_m)R_1^3 - (\varepsilon(\omega) - 4\varepsilon_m)R_2^3]}{2[\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_m]} C - \frac{R_1^3 R_2^3}{2} = 0, \quad (3)$$

различные корни  $C^\pm(\omega)$  которого есть

$$\begin{aligned} C^\pm(\omega) &= V(\omega) \pm \sqrt{V^2(\omega) + \frac{R_1^3 R_2^3}{2}}, & (4) \\ V(\omega) &= \frac{[2(\varepsilon(\omega) - \varepsilon_m)R_1^3 - (\varepsilon(\omega) - 4\varepsilon_m)R_2^3]}{4[\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_m]}. \end{aligned}$$

Коэффициенты  $A$  и  $B$ , а также эффективная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_{gain}(E_1)$  оболочки тогда могут быть представлены в двузначной форме

$$\begin{aligned} A^\pm(\omega) &= -\left( 1 - \frac{C^\pm}{R_2^3} \right) R_2^3, \quad B^\pm(\omega) = \left( 1 - \frac{C^\pm}{R_1^3} \right), \\ \varepsilon_{gain}^\pm(\omega) &= \varepsilon(\omega) \left( 1 - \frac{C^\pm}{R_1^3} \right) / \left( 1 + \frac{2C^\pm}{R_1^3} \right), \quad \xi = \frac{R_1}{R_2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Заметим, что в качестве альтернативы из решения системы (2) может быть получено квадратное уравнение для эффективной проницаемости  $\varepsilon_{gain}(\omega)$

$$\left[ \varepsilon_{gain} - \varepsilon(\omega) \right] (\varepsilon_m - \varepsilon_{gain}) (1 - \xi^3) = \frac{3}{2} \varepsilon_{gain} [\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_m],$$

которое, в свою очередь, дает два различных корня для проницаемости  $\varepsilon_{gain}^{\pm}(\omega)$ .

С другой стороны, как было показано авторами [8], эффективная диэлектрическая проницаемость активной среды с двухуровневыми атомами может быть представлена в виде

$$\varepsilon_{gain}(\omega) = \varepsilon_{1m} + \frac{4\pi |\mathbf{d}_{ge}|^2 \frac{n_0 T_2}{\hbar} \frac{\omega_{21}}{\omega} \left( -i + \frac{\omega^2 - \omega_{21}^2}{2\omega / T_2} \right)}{1 + |\mathbf{d}_{ge}|^2 \frac{T_1 T_2}{\hbar^2} |E(\omega)|^2 + \left( \frac{\omega^2 - \omega_{21}^2}{2\omega / T_2} \right)^2}. \quad (6)$$

Коэффициенты

$$\alpha = 4\pi |\mathbf{d}_{ge}|^2 \frac{n_0 T_2}{\hbar} \quad \beta = |\mathbf{d}_{ge}|^2 \frac{T_1 T_2}{\hbar^2}.$$

определяются квадратом модуля дипольного момента перехода  $\mathbf{d}_{ge}$  в двухуровневой атомарной системе (ДУС), временами релаксации  $T_1, T_2$  ДУС и равновесной объемной инверсией  $n_0$ . Здесь, в (6),  $\varepsilon_{1m}$  – диэлектрическая проницаемость среды, в которую помещены атомы ДУС. Второе слагаемое обусловлено вкладом двухуровневых атомов в результирующую диэлектрическую проницаемость (ДП) системы. Аналогичная ситуация возникает, например, в экситонике молекулярных кристаллов, когда наличие экситонных степеней свободы у кристалла приводит к дополнительному слагаемому в ДП.

Тогда подставляя (6) в последнее уравнение (5), получаем следующее выражение для амплитуды поля, с пороговым режимом его генерации

$$E_1(\omega) = \left\{ \frac{\alpha \omega_{21}}{\beta \omega} \frac{-i + \frac{\omega^2 - \omega_{21}^2}{2\omega / T_2}}{(\varepsilon(\omega) - \varepsilon_{1m}) - \frac{3\varepsilon(\omega)C^{\pm}}{(R_1^3 + 2C^{\pm})}} - \frac{1}{\beta} \left[ 1 + \left( \frac{\omega^2 - \omega_{21}^2}{2\omega / T_2} \right)^2 \right] \right\}^{1/2}, \quad (7)$$

и коэффициентами  $C^{\pm}(\omega)$ , определенными формулами (4).

#### *Вырожденный электронный газ*

Для нахождения потенциала  $\delta\varphi(r, \theta)$  квазистатического поля в случае вырожденного электронного газа с плотностью  $n_j$  ( $j=1,2$ ) металлических слоев в [10-11] использовались линеаризованные уравнения Томаса-Ферми. В

сферических координатах эти уравнения для двуслойной системы принимают вид

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial}{\partial r} \delta\varphi \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \delta\varphi}{\partial \theta} \right) = -k_j^2 \delta\varphi, \quad (7)$$

$$k_j^2 = -\frac{4}{\pi \varepsilon_j(\omega) l_j^2} > 0, \quad l_j = (3\pi^2 n_j)^{-1/6} \sqrt{\frac{\hbar^2}{me^2}} = \sqrt{r_B \langle r_j \rangle}. \quad (8)$$

Постоянные  $l_j$  в (8) определяют характерные длины  $l_j = \sqrt{r_B \langle r_j \rangle}$  томас - фермиевского экранирования для металла типа  $j$  со средним расстоянием между свободными электронами  $(3\pi^2 n_j)^{-1/3} = \langle r_j \rangle$  и  $r_B = \hbar^2 / (me^2)$ . Потенциал поля вне композита удовлетворяет уравнению Лапласа, и он имеет структуру поля диполя. В нашем случае проводящего кора и диэлектрической оболочки, т.е. при  $r < R_1$ ,  $k_1 = k$ ,  $R_1 < r < R_2$ ,  $k_2 = 0$ .

Учет вырожденности электронного газа металлического кора приводит к следующему выражению для потенциала плазмонного резонатора

$$\varphi_1(r, \theta) = -B(\omega) E_1 j_1(kr) P_1(\cos \theta), \quad r < R_1$$

где  $j_1(kr)$  – сферическая функция Бесселя первого рода индекса 1. Тогда условия (2) на границах шарового слоя переходят в систему уравнений

$$\begin{aligned} \varepsilon(\omega) B E_1 k \cdot j_1'(kR_1) &= \varepsilon_{gain} \left( 1 + \frac{2C}{R_1^3} \right) E_1, & r = R_1 \\ B &= \left( 1 - \frac{C}{R_1^3} \right) \frac{R_1}{j_1(kR_1)}, & r = R_1 \\ -2\varepsilon_m \left( 1 - \frac{C}{R_2^3} \right) E_1 &= \varepsilon_{gain} \left( 1 + \frac{2C}{R_2^3} \right) E_1, & r = R_2 \\ -\frac{A}{R_2^3} &= \left( 1 - \frac{C}{R_2^3} \right), & r = R_2 \end{aligned} \quad (2')$$

При этом квадратное уравнение (3) для коэффициентов  $C^\pm(\omega)$  переходит в уравнение

$$C^2 + \frac{[(D-2)R_2^3 - (2D-1)R_1^3]}{2(D+1)} C - \frac{R_1^3 R_2^3}{2} = 0, \quad (3')$$

с коэффициентом

$$D(\omega) = \frac{\varepsilon(\omega)}{2\varepsilon_m} k R_1 \frac{j_1'(kR_1)}{j_1(kR_1)}.$$

Новые коэффициенты  $A, B, C$  приходят на смену (4) и (5)

$$A^\pm = -\left(1 - \frac{C^\pm}{R_2^3}\right)R_2^3, \quad B^\pm = \left(1 - \frac{C^\pm}{R_1^3}\right)\frac{R_1}{j_1(kR_1)}$$

$$C^\pm = -\frac{[(D-2)R_2^3 - (2D-1)R_1^3]}{4(D+1)} \pm \left\{ \frac{[(D-2)R_2^3 - (2D-1)R_1^3]^2}{16(D+1)^2} + \frac{R_1^3 R_2^3}{2} \right\}^{1/2}. \quad (9)$$

Переход к невырожденному газу металла осуществляется при  $k \rightarrow 0$ . Тогда

$$D(\omega) = \frac{\varepsilon(\omega)}{2\varepsilon_m}, \quad kR_1 \frac{j_1'(kR_1)}{j_1(kR_1)} \rightarrow 1,$$

и коэффициенты (9) переходят в (4).

Основной идеей Toy model, предложенной в работе [8], является введение эффективной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{gain}(\omega, E_1, D_0)$  усиливающей среды с ДУС. В этой модели при положительной начальной инверсии  $D_0 > 0$  мнимая часть  $\varepsilon_{gain}$  отрицательна:  $\text{Im} \varepsilon_{gain}(\omega, E_1, D_0) < 0$ .

Сшивка потенциалов и радиальных компонентов векторов индукции на граничных сферах приводит к равенству

$$\varepsilon_{gain}^\pm(\omega) = \varepsilon(\omega) \left(1 - \frac{C^\pm}{R_1^3}\right) / \left(1 + \frac{2C^\pm}{R_1^3}\right). \quad (10)$$

Выражение для частоты  $\omega_{sp}$  спазирования [8] получаем из уравнения

$$\text{Im} \frac{\varepsilon(\omega_{sp}) \left(1 - \frac{C^\pm}{R_1^3}\right) / \left(1 + \frac{2C^\pm}{R_1^3}\right) - \varepsilon_{1m}}{-i + 2\omega_{sp}\Gamma} = 0. \quad (11)$$

Здесь, в (11),  $T_2 = \Gamma^{-1}$  – время фазовой релаксации двухуровневых атомов активной среды.

Типично вырожденному электронному газу металлического кора соответствует длина томас-фермиевского экранирования порядка  $l \sim 0.1$  нм [5-6], [10-11]. С увеличением длины экранирования до  $l \sim 3-5$  нм электронный газ можно считать практически невырожденным.

Порогу генерации спазера [8] отвечает следующее выражение для порогового значения  $D_{thresh}$  инверсии

$$D_{thresh} = \frac{\omega_{sp}}{\omega_0} \left( 1 + \left( \frac{\omega_{sp}^2 - \omega_0^2}{2\omega_{sp}\Gamma} \right)^2 \right) \operatorname{Re} \left[ \frac{\varepsilon(\omega_{sp}) \left( 1 - \frac{C^\pm}{R_1^3} \right) / \left( 1 + \frac{2C^\pm}{R_1^3} \right) - \varepsilon_{1m}}{-i + \frac{\omega_{sp}^2 - \omega_0^2}{2\omega_{sp}\Gamma}} \right]. \quad (12)$$

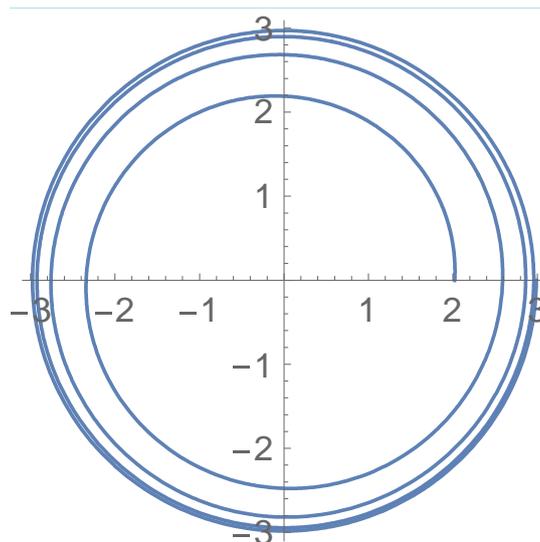
Для лазера класса А [8] соотношение времен релаксации  $\tau_a \gg \tau_\sigma, \tau_D$  позволяет произвести адиабатическое исключение переменных поляризации и инверсии  $\sigma, D$ , и получить нелинейное уравнение для амплитуды  $a$  электрического поля

$$\begin{aligned} \dot{a} + pa &= f |a|^2 a, \\ p &= \frac{1}{\tau_a} - \tau_\sigma \Omega_R^2 D_0, \quad f = -4\Omega_R^4 \tau_\sigma^2 \tau_D D_0. \end{aligned} \quad (13)$$

Его решение может быть записано в виде

$$a(t) = \frac{a_\infty}{\sqrt{\left( \frac{a_\infty^2}{a_0^2} - 1 \right) \exp(-2|p|t) + 1}}, \quad a_\infty = \sqrt{|p|/|f|}. \quad (14)$$

То есть по достижению порогового значения  $D_{thresh}$  инверсии в результате бифуркации Андронова-Хопфа фазовая траектория в виде спирали (рис. 2) с течением времени  $t$  навивается на предельный цикл радиуса  $a_\infty$ , демонстрируя переход системы в устойчивый автоколебательный режим.



**Рис. 2.** Выход фазовой траектории спазера  $a(\varphi) \rightarrow a_\infty$  на предельный цикл после необходимого числа (4) оборотов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках научного проекта № FSGU-2023-0003.

#### Список литературы

1. *Климов В. В.* Наноплазмоника. М.: Физматлит. 2009. – 480 с.
2. *Андрианов Е.С., Виноградов А.П., Дорофеев А.В., Зябловский А.А., Лисянский А.А., Пухов А.А.* Квантовая наноплазмоника / Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект». 2015. – 368 с.
3. *Smirnov M.B., Krainov V.P.* Many-time ionization Thomas-Fermi's cluster by power electromagnetic field // JETPH. 1999. -Vol. **115**. -# 6. –P. 2014-2019.
4. *Krainov V.P., Smirnov M.B.* Evolution of large clusters under action of ultra-short superpower laser pulse // Uspekhi Fiz. Nauk. 2000. -Vol. **170**. - # 9. –P. 969-990.
5. *Кучеренко М.Г.* Динамическая поляризуемость наносфера в случае вырожденного электронного газа и ее роль в плазмонном механизме передачи энергии // Вестник ОГУ. 2012. №1. С. 141-149.
6. *Kucherenko M.G.* Plasmon resonances in nanocomposites with degenerated electron gas of metal components and their demonstration in photonics of molecular hybrid systems // Eurasian Physical Technical Journal. 2016. Vol.13. No.1(25). P. 6-14. ISSN 1811-1165.
7. *Bergman D.J., Stockman M. I.* Surface Plasmon Amplification by Stimulated Emission of Radiation: Quantum Generation of Coherent Surface Plasmons in Nanosystems // Physical Review Letters. – 2003. – V. 90. – № 2. – P. 027402.
8. *Baranov D. G., Andrianov E.S., Vinogradov A. P., Lisyansky A. A.* Exactly solvable toy model for surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation // Optics Express. 2013.- Vol. 21. - No. 9. –P. 10779-10791. DOI:10.1364/OE.21.010779
9. *Кучеренко М. Г., Чмерева Т.М., Пискунов А.А.* Спектры динамической поляризуемости слоистых сферических наноконпозитов в режиме спазера с вырожденным электронным газом металла оболочки // Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. Университет. комплекс как регион. центр образования, науки и культуры [Электрон. ресурс] Оренбург: ОГУ, 2022. С. 2875-2882.
10. *Кучеренко М.Г., Игнатова Ю.Ф.* Спектры плазмонного резонанса двухкомпонентных сферических металлоконпозитов с учетом вырожденности электронного газа металлов кора и наноболочки // Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. «Университет. комплекс как регион. центр образ., науки и культуры». Оренбургский гос. ун-т. – Оренбург: ООО ИПК «Университет», 2014. - 4014 с. «Вопросы фундамент. приклад. физики и физического образования». - С. 1422-1430.

11. *Kucherenko M.G., Chmereva T.M.* Plasmon resonances in absorption and scattering spectra of bimetallic nanoparticles with degenerate electronic gas // Russian-Japanese Conference «Chemical Physics of Molecules and Polyfunctional Materials»: Proceedings. 29-31 October 2014. – OSU, Orenburg, Russia / IPK «Universitet», 2014. – P.78-80.

# ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ БАКТЕРИОРОДОПСИНА

Лантух Ю.Д., канд. физ.-мат. наук, доцент,  
Алиджанов Э.К., канд. физ.-мат. наук, Раздобреев Д.А., канд.хим.наук  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»

В работе представлены результаты исследования фотохромных свойств материала для оптической записи информации на основе бактериального родопсина (пленка «Биохром-БМ»). Представлены спектры поглощения пленки. При облучении непрерывными лазерами с  $\lambda = 532$  нм или  $\lambda = 633$  нм происходит просветление образца. Восстановление окраски происходит за время порядка минут. Записывались динамические голографические решетки наведенного просветления с периодом  $\sim 10$  мкм. Дифракционная эффективность при записи на длине волны 633 нм составляла порядка  $10^{-4}$ , а на длине волны 532 нм - примерно  $10^{-5}$ . В обоих случаях дифракционная эффективность уменьшается со временем.

**Ключевые слова:** фотохромизм, Биохром, голографические решетки.

## Введение

Интерес к реверсивным оптическим регистрирующим средам обусловлен использованием последних в системах оптической обработки информации. Биологические регистрирующие среды, в том числе пленки на основе светочувствительного белка бактериородопсина (БР), обладающие повышенными разрешающей способностью, чувствительностью и цикличностью, интенсивно изучались в последнюю четверть 20 века. Актуальность исследования таких сред сохраняется и в настоящее время [1].

В работе приведены предварительные результаты исследования фотохромных свойств образца регистрирующего материала на основе бактериального родопсина после продолжительного (около 30 лет) хранения. Пленочный образец («Биохром-БМ», НПК «Поиск», Москва) использовался авторами в учебных целях в 90-х годах прошлого века. Фото образца представлено на рис. 1.



Рисунок 1. Пленка «Биохром-БМ».

Спектры поглощения пленок регистрировали на оптоволоконном спектрометре AvaSpec 2048 (Avantes), работающем в режиме полихроматора.

Спектр поглощения (рис. 2) образца (светоадаптированная форма) имеет максимум при 558 нм и в целом совпадает с приведенными в литературе [2]. За время хранения оптическая плотность образца уменьшилась примерно на 15 %.

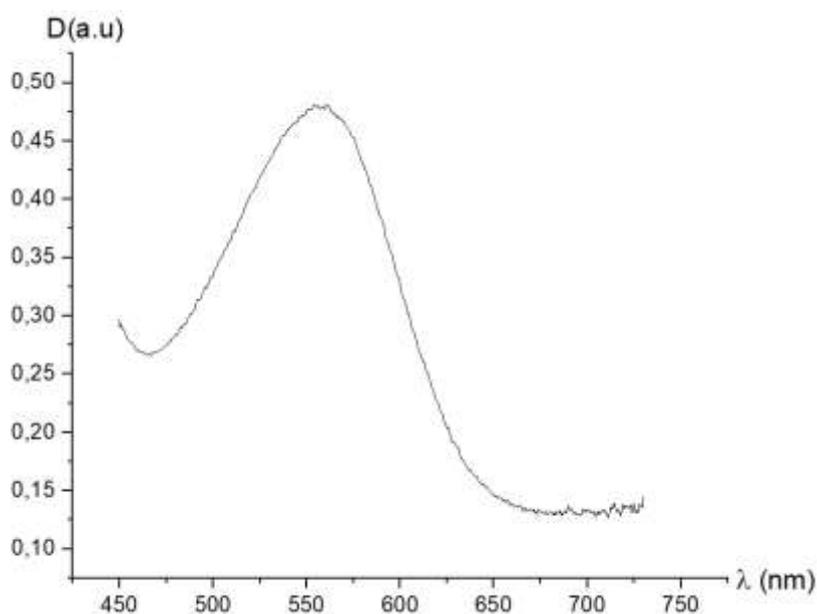


Рисунок 2. Спектр поглощения образца пленки «Биохром-БМ».

При облучении непрерывными лазерами с  $\lambda = 532$  нм или  $\lambda = 633$  нм имеет место просветление образца. Молекулы бактериородопсина при этом переходят в лабильную светоиндуцированную форму (т.н. «форма В» [2]). Восстановление окраски происходит за минуты. Динамика восстановления окраски образца после облучения лазером с  $\lambda = 532$  нм мощностью 5 мВт в течение 5 секунд представлена на рис. 3. Кинетическая кривая восстановления оптической плотности при  $\lambda = 560$  нм близка к экспоненциальному виду.

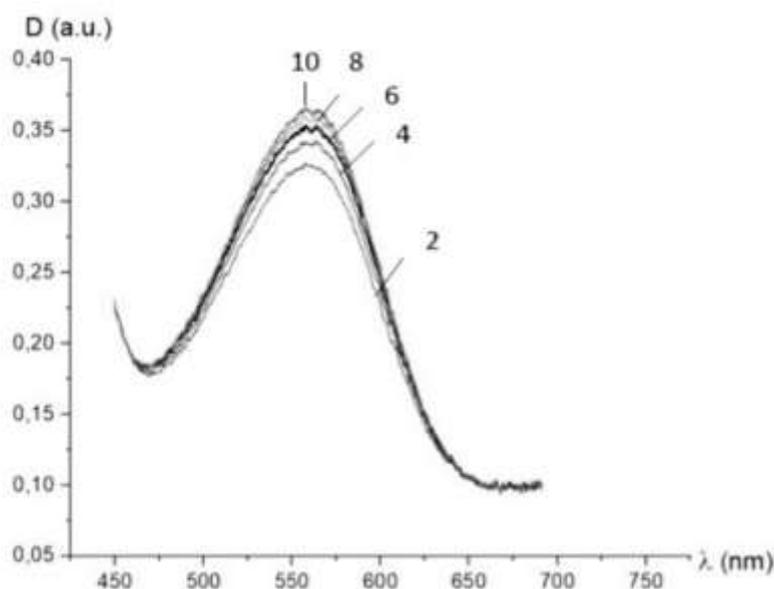


Рисунок 3. Динамика восстановления окраски образца после облучения лазером с  $\lambda = 532$  нм. Кривые 2 – 10 получены с интервалом 2 секунды.

Для записи голографических решеток использовали DPSS cw лазер KLM-532/SLN (532 нм) и гелий-неоновый лазер ЛГН-222 (633 нм) (Полярон).

Голографические решетки записывались по схеме в попутных пучках (равной интенсивности) [3] с периодом 10 мкм. Плотность мощности лазерного излучения в зоне записи решеток составляла порядка  $10^{-2}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Тип записи – динамические плоские амплитудные решетки наведенного просветления. Измерялся сигнал самодифракции в первом порядке. В качестве измерителя энергетических параметров лазерных пучков использовали прибор FieldMaster GS (Coherent).

Дифракционная эффективность (ДЭ) при записи на длине волны 633 нм порядка  $10^{-4}$ .

При записи на  $\lambda = 532$  нм ДЭ примерно  $10^{-5}$  и уменьшается со временем. По нашему мнению одной из причин такого поведения решеток это попадание  $\lambda = 532$  нм в край полосы поглощения «синей» формы БР, что ускоряет регенерацию исходной формы.

Следует отметить, что поле волн, восстановленных образцом, характеризуется повышенным уровнем рассеянного света (шума), что может свидетельствовать о частичном разрушении исходной структуры материала.

Таким образом, в работе показано, что основные характеристики образца регистрирующего материала на основе бактериального родопсина (пленка «Биохром-БМ») после продолжительного (около 30 лет) хранения в целом

сохраняются. И такая «рекордная долговечность», втрое превышающая заявленный срок службы видимо не является предельной.

### **Благодарность**

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования России, проект № FSGU-2023-0003.

### **Список литературы**

- [1] **Дружко А.Б.** Бактериородопсин: фундаментальные аспекты и возможности для практического применения / А.Б. Дружко — М.: РАН, 2022. — 92с.
- [2] **Всеволодов Н.Н.** Биопигменты – фоторегистраторы: фотоматериал на бактериородопсине / Н.Н. Всеволодов — М.: Наука, 1988. — 224 с.
- [3] **Лантух Ю.Д.** Использование среды тиазиновой краситель – поливиниловый спирт для записи голограмм / Ю.Д. Лантух, Г.А. Кецле, С.Н. Пашкевич //Оптический Журнал.— 2006.— Том 73.— № 7.— С. 70–74.

# **АНАЛИЗ КОЛОРИМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ КЕРАМИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА ДЛЯ СОЗДАНИЯ ЧЕРЕПИЦ**

**Макаров В.Н., канд. физ.-мат. наук**

**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»**

Черепица и кирпич на протяжении многих столетий являются одними из основных строительных материалов, используемых в мире. Несмотря на столь длительную историю использования, эти материалы продолжают оставаться в центре внимания в свете современных строительных технологий и экологических стандартов. Современные исследования в области кирпично-черепичных керамических материалов направлены на улучшение их физических, химических и механических свойств, а также на минимизацию их воздействия на окружающую среду. Данные исследования требуют использования таких методов изучения, как дифференциально-термический и гравиметрический анализ, рентгеноструктурный анализ, анализ инфракрасной и Рамановской спектроскопии и т.д. Эти методы требуют наличия обширной технической базы, которая может быть труднодоступной. В настоящей работе анализ параметров кирпично-черепичных керамических материалов будет производиться на основе колориметрических параметров. Этот подход интересен своей простотой применения, ведь им могут пользоваться как студенты при обучении, как и исследователи в виде дополнительного метода, подтверждающего наличие (или отсутствие) фазовых переходов. Подобный прием для другого материала был ранее рассмотрен, например, в работе [1].

Целью настоящего исследования являются экспериментальное получение диапазона температур, в которых происходят фазовые превращения керамического материала с оптимальным фазовым составом, пригодным для формирования черепиц. А также проведение качественной оценки полученных результатов. В качестве исследуемого материала использовался полиминеральный комплекс, который ранее был описан в работе [2, 3]. Для формирования черепичных образцов использовалось шликерное литье (пропорции: 65% керамической массы, 35% бидистиллированной воды [4]) в силиконовую форму. Так как толщина образцов очень мала (около 2 мм) – не учитываются эффекты, связанные с оседанием более тяжелых фаз. Сушка образцов производилась при комнатной температуре (25 °С), при этом наблюдается заметная усадка (рисунок 1).



Рисунок 1 – Изображение шликерной заливки образцов в силиконовые формы и высушенных образцов

Средняя масса одного керамического образца составляет около 1 грамма. Изображение поверхности образца, высушенного при комнатной температуре, приведено на рисунке 2.



Рисунок 2 – Изображение керамического образца, высушенного при комнатной температуре

Далее была произведена термическая обработка образцов для получения оптимальной температуры формирования кирпично-черепичных керамических материалов. Термическая обработка проводилась при условиях:

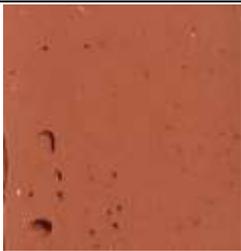
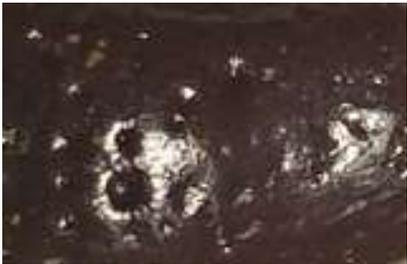
1. Скорость нагрева  $10\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{мин.}$ , образец размещается на керамической подложке;

2. Первый этап обжига производили от комнатной температуры до  $750\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Далее производили прогрев образца при постоянной температуре  $750\text{ }^{\circ}\text{C}$  в течении одного часа;

3. Второй этап обжига производили от 750 °С до температур, представленных в таблице 1. Далее производили выдержку образца при постоянной температуре в течении одного часа.

Прогрев образцов при температуре 750 °С необходимо производить для того, чтобы обеспечить структурные трансформации, происходящие при этой температуре, во всем объеме образца. Указанная температура выбрана в соответствии с данными, полученными в [2].

Таблица 1. Изображения

T, °C	1000	1050	1100	1150
Изображение керамических материалов				
	1200		1250	
				

Изображения образцов были получены при одинаковых фотометрических условиях (производился контроль освещенности с помощью люксметра; формировалось искусственное освещение с помощью галогеновой лампы мощностью 150 Вт в лаборатории без естественного освещения; съемка велась на камеру смартфона Redmi Note 8 Pro). Полученные изображения, используя программу Adobe Photoshop, раскладывались на три канала RGB и измерялись размеры файлов, сформированные отдельными каналами. На основе сравнения размеров полученных файлов с начальным размером изображения, производился расчет доли каждого канала RGB от исходного изображения. В результате, полученные представлены в виде зависимостей на рисунке 3.

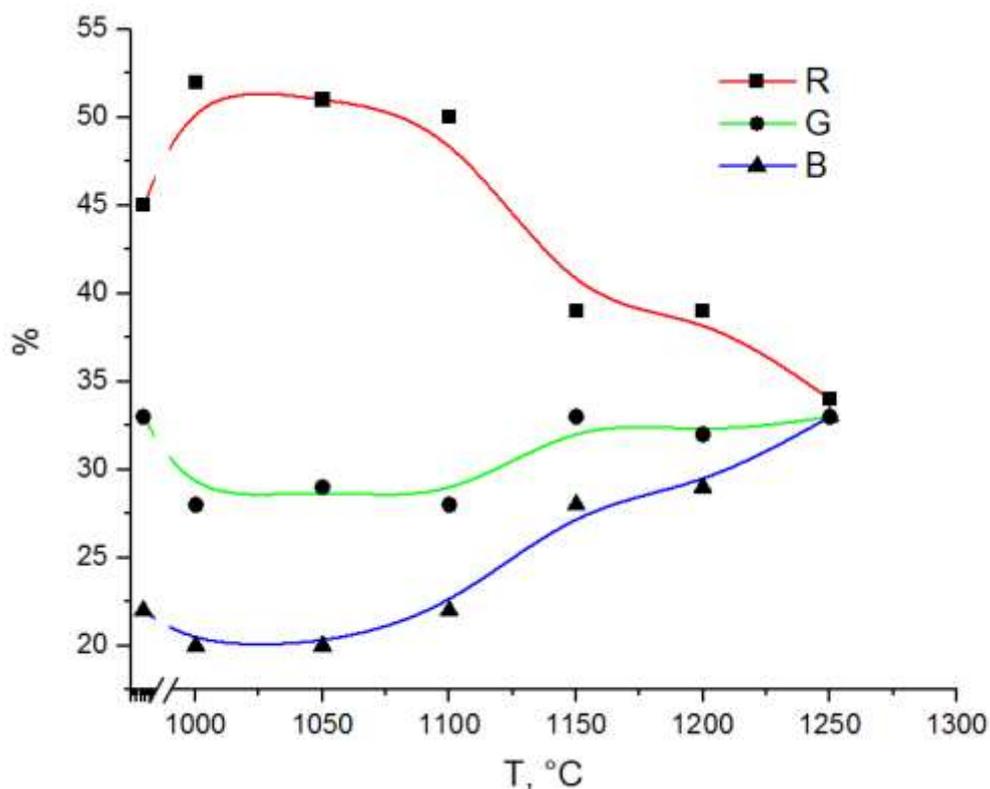


Рисунок 3 – Распределение каналов RGB от изображения образцов, полученных при разных температурах

Резкое изменение колориметрических параметров образа в диапазоне от 1100 до 1150 °C свидетельствует о наличии фазовых переходов. Вероятно, в материале при температуре около 1150 °C начинается процесс стеклообразования, так как на изображении появляются блики. При температуре 1200 °C процесс стеклообразования интенсивно продолжается – об этом свидетельствует структура поверхности образца, на которой наблюдаются углубления, вызванные процессом образованием пузырьков, и большая площадь блика. В результате проведения эксперимента рассматриваемый образец при температуре 1200 °C начинает спекаться с керамической подложкой. При температуре 1250 °C кристаллическая составляющая образца полностью переходит в фазу стекла, причем, образец также активно спекается с керамической подложкой; а площадь блика увеличивается (об этом свидетельствует увеличение колориметрического параметра B).

В результате экспериментальных исследований и математической обработки результатов, было получен температурный диапазон, в котором происходят нужные фазовые превращения керамического материала: от 1100 до 1150 °C. Это довольно легкоплавкий керамический материал, следовательно, при создании черепиц будет требоваться относительно недорогое печное оборудование. Кроме того, при температуре 1150 °C начинается самоглазурирование (на изображении появляются блики), что говорит о возможности получения глазурированной черепицы.

Несмотря на достижение цели в настоящей работе, стоит отметить, что в данном направлении исследования требуется также учитывать форм-фактор

черепиц стандартных размеров, а также определить фазовый состав получаемого материала.

#### Список литературы

1. Савинкова, Е.С. Влияние режимов термической обработки на эволюцию цветовых параметров алюмосиликатной керамики / Е.С. Савинкова, В.Н. Макаров // Университетский комплекс как региональный центр образования, науки и культуры, Оренбург. – 2018. – С. 2613-2619.

2. Высокотемпературная трансформация структур полиминерального комплекса / А.Г. Четверикова и др. // Журнал технической физики. – 2024. – Т. 94. – №1. – С. 99. – DOI: 10.61011/JTF.2024.01.56907.167-23.

3. Четверикова, А.Г. Метод колориметрической градации в RGB-пространстве как способ регистрации структурных изменений в керамическом материале / А.Г. Четверикова, О.Н. Каныгина // Измерительная техника. – 2016. – № 6. – С. 44-48.

4. Мороз, И.И. Технология строительной керамики: учебное пособие / И.И. Мороз. – Кнорус, 2011. – 414 с. – ISBN: 978-5-4365-0026-3.

## **ИННОВАЦИОННЫЕ РАЗРАБОТКИ МЕДИЦИНСКОЙ ТЕХНИКИ В СИСТЕМЕ СОВРЕМЕННОГО ЗДРАВООХРАНЕНИЯ**

**Маленкина К.А., Бакаев А.А.,  
Стрекаловская А.Д. ,канд. биол. наук, доцент  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»**

Наука и техника в последние десятилетия стремительно развиваются. Научно-технический прогресс оказал значительное влияние и на медицину. Благополучие и достойный уровень жизни населения невозможен без современного высокоточного медицинского оборудования. По мнению Всемирной организации здравоохранения (ВОЗ), медицинская помощь должна быть доступна для всех граждан. В эпоху цифровизации получить медицинскую помощь стало значительно легче. Однако, современные технологии в медицине – это не только новейшее медицинское оборудование. Большую роль отводят отраслевому программному обеспечению, которое позволяет автоматизировать рабочие процессы. Новейшие технологии позволяют проводить самые сложные операции и обследования, ускорять обработку лабораторных анализов, консультировать и осматривать пациентов дистанционно[4,5].

Инновационным решением стало использованием искусственного интеллекта (ИИ) в современной медицине. Прием и распознавание данных посредством ИИ позволяет проводить мониторинг за здоровьем пациента, диагностировать заболевания, управлять электронными медицинскими данными, оказывать персонализированную медицинскую помощь, планировать лечение и разрабатывать лекарства. На основе имеющихся данных и выявленных закономерностей компьютер делает конкретные предсказания[2].

Применение ИИ в медицине стало важным шагом в совершенствовании специфики оказания своевременной медицинской помощи. Такие заболевания как рак, диабетическая ретинопатия, болезнь Альцгеймера, COVID-19 стало возможным диагностировать в более ранние сроки, что позволяет минимизировать тяжелые осложнения. Например, в составе MDDC Cardio ускоряет обработку результатов ЭКГ, а в Цифровом ФАПе помогает сотрудникам фельдшерско-акушерских пунктов на первом этапе диспансеризации. ИИ значительно уменьшают нагрузку на медицинский персонал, справляясь с рутинными процессами[3].

Одним из методов внедрения ИИ в здравоохранение стала разработка ученых Санкт-Петербурга. Центр речевых технологий совместно с клиниками города при помощи ИИ получили возможность заполнять карты пациентов, даже не прикасаясь к клавиатуре компьютера - теперь им достаточно вслух проговорить симптомы пациента и его диагноз, а специальная компьютерная программа распознает речь и переведет ее в текст.

Частным случаем внедрения ИИ стала телемедицина. Применение компьютерных технологий в коммуникации «врач – пациент» позволило значительно облегчить оказание медицинской помощи. Так, с помощью видеоконференций, электронной почты и мобильных устройств врач имеет возможность связаться с пациентом и провести своевременную консультацию, визуальный осмотр, ознакомиться с результатами анализов, контролировать состояние пациента в долгосрочной перспективе. Возможности телемедицины особенно важны для населения, живущих в отдаленных районах, где отсутствует возможность вызвать врача на дом, в экстренных неотложных случаях, а также для людей с ограниченными возможностями[2].

Отечественный рынок медицинской промышленности в последние 5 лет показал выдающиеся результаты по обеспеченности учреждений здравоохранения образцами медицинской техники высокого качества. Так, криогенным отделом Физического института им. П.Н. Лебедева РАН был разработан безжидкостный аппарат магнитно-резонансной томографии (МРТ). Главным достоинством такого МРТ охлаждение без применения гелия, что позволяет снизить стоимость данного аппарата минимум на 30%, в сравнении с аналогами. Долгий срок эксплуатации и сборка из отечественных материалов является приятным бонусом[1,4].

Технология имплантации медицинских устройств в полость тела или на его поверхность не является новой. В последнее десятилетие получило широкое распространение направление patient-specific devices (PSD). Деятельность в рамках данной области заключается в изготовлении имплантов согласно индивидуальным анатомическим особенностям пациента, принимая эстетически приятный вид. Модель импланта сначала создают на компьютере по КТ- и МРТ-снимкам пациента, а затем печатают на 3D-принтере. Благодаря этому, свое место на рынке медицинской техники нашли аддитивные технологии. Использование беспроводных имплантов позволяет передавать сведения о физиологическом состоянии организма на ПК, в особенности, датчики давления в ортопедических имплантах, датчики для передачи данных о состоянии сердечно-сосудистой системы, нейроимпланты.

Говоря подробнее о 3D печати в сфере производства медицинской техники, можно отметить создание новых тканей и органов на замену поврежденным или утраченным. Для печати применяют специальные биочернила и биобумагу на основе жизнеспособных клеток, биоматериала и биологических молекул. Создание новой ткани аналогично производству импланта – для этого необходимы данные КТ и МРТ- снимков пациента. Далее следует выделение культур клеток, подбор биоматериала и биочернил. Так называемый биопринтинг применяется также в трансплантации, для открытия лекарств и проведения научных исследований.

Современная медицинская промышленность, по мнению заместителя генерального директора Института медицинских материалов И.В. Казеева, в России существует критическая зависимость страны от импорта отмечена в сфере тяжелой медицинской техники, необходимой для диагностической

визуализации. Соответственно, достичь технологической независимости в этой сфере - приоритетная задача.

На основании государственной программы, принятой в 2014 году, к 2020 году рынок медицинской техники должен состоять на 50% из отечественной продукции. По оценкам экспертов, данный план выполнен успешно. Тройку лидеров по производству медицинского оборудования возглавили отечественные компании: «Московское протезно-ортопедическое предприятие» Минтруда России, «ДжиИ Хэлскеа» (представительство английской GE Healthcare – компании, выступающей в роли одного из подразделений General Electric), ООО «Оптик-Вижн».

В госкорпорации "Ростех" к 2025 году планируется вывод на рынок аппаратов для сердечной реанимации и экстракорпоральный мембранный оксигенатор (ЭКМО) - российских аналогов у этих приборов нет. Также идет разработка широкой линейки аппаратов ИВЛ, аппаратов для неонатальной медицины, медицинской морозильной техники[3].

#### Список литературы

1. Вдовина С.Д. Рынок медицинской техники в России и регионе: проблемы и перспективы развития // Современные тенденции в экономике и управлении: новый взгляд. 2010. №4(1). С. 160-164.

2. Ожерельева Н.К., Бычкова Н.Г. Современная медицинская техника как элемент в развитии системы оказания качественной медицинской помощи // Строймного: электронный научный журнал. 2017. №1 (6). С. 1-4.

3. Российский рынок медицинской техники: история и современные тренды [Электронный ресурс]. Режим доступа: <https://manufacturers.ru/article/rossiyskiy-rynok-medicinskoy-tekhniki-istoriya-i-sovremennye-trendy> (дата обращения: 10.01.2024).

4. Третьякова А.М. Роль и место медицинских технологий в современных системах здравоохранения // Медицинские технологии. Оценка и выбор. 2011. №4. С. 47-52.

5. Умеренко А.Е. Системные проблемы внедрения новых медицинских технологий // Материалы V Международной научно-практической конференции «Вопросы развития современной науки и техники». 2021. С. 159-170.

# СЕЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА СФЕРИЧЕСКИМИ И СФЕРОИДАЛЬНЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ

Налбандян В.М., канд. физ.-мат. наук, доцент,  
Шихавцов М.А., Канчурина В.Р., Абдрахманова В.А.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»

Однородные и гибридные наночастицы (НЧ) стали чрезвычайно привлекательными для исследователей благодаря своим оригинальным оптическим свойствам. Наночастицы интересны как функциональные материалы для многих применений, таких как электронные и оптические устройства, химические и биологические сенсоры, основанные на локализованном поверхностном плазмонном резонансе [1,2]. Резонансная частота сильно зависит от размера частиц, формы, материала и окружающей среды, что и показано нами в данной работе. Изменяя эти характеристики, частоту можно сдвигать в широком диапазоне.

Теоретическим исследованиям радиационных и безызлучательных процессов в гибридных структурах с наночастицами посвящено много статей. В работе [3] рассмотрены динамические поляризационные свойства слоистых сферических композитов со структурой «ядро-оболочка», помещенных в постоянное магнитное поле. В работах [4,5] построены математические модели люминесценции квантовой точки, расположенной вблизи сферической плазмонной НЧ. В зависимости от того, НЧ однородная и двухслойная, спектры излучения имеют разные резонансные частоты. Использование композитной слоистой наночастицы в качестве наноантенны, управляющей скоростями радиационных и безызлучательных процессов с участием экситон-активированной квантовой точки, дает дополнительные возможности гибкого регулирования спектральных характеристик по сравнению с исследованным в [4] случае однородной проводящей сферической наночастицы. Переход к сфероидальной НЧ позволяет получить дополнительные полосы люминесценции [6].

Помещая металлическую наночастицу в переменное электрическое поле  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}$  с частотой  $\omega$ , она поляризуется, и вектор поляризации определяется выражением:

$$\mathbf{P} = \frac{ne^2\mathbf{E}}{m(\omega^2 + i\omega\gamma)} = \chi\mathbf{E}$$

где  $e$  – заряд электрона,  $m$  – его масса,  $n$  – концентрация электронов в металле,  $\gamma$  – частота столкновений электронов,  $\chi$  – электрическая восприимчивость.

Отсюда, диэлектрическая проницаемость металла:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + 4\pi\chi = 1 - \frac{4\pi ne^2}{m(\omega^2 + i\omega\gamma)},$$

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma}, \quad (1)$$

$\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n / m}$  – плазменная (ленгмюровская) частота свободного электронного газа НЧ, имеющая конкретное значение для рассматриваемого металла.

Осцилляция электронов в НЧ предполагает передачу им дополнительной энергии, получаемой из оптического излучения вследствие поглощения. Чем ближе частота оптического излучения к плазмонной частоте, тем выше амплитуда колебаний, и тем больше энергии поглощается. Величина поглощения в зависимости от частоты может быть рассчитана или измерена у экспериментальных образцов методами оптической спектроскопии.

### **Сечение поглощения однородной сферической наночастицы в дипольном и квадрупольном приближении**

Наночастицу, радиусом несколько десятков нанометров, можно рассматривать как диполь. Поэтому, воздействие внешней электрической волны  $\mathbf{E}$  считаем статическим, то есть теоретическая модель строится в рамках дипольного квазистатического приближения. Количественной характеристикой электрического дипольного момента НЧ является комплексная электрическая поляризуемость среды  $\alpha$  [7]

$$\alpha(\omega) = 4\pi R^3 \frac{\varepsilon(\omega) - \varepsilon_m}{\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_m}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_m$  и  $\varepsilon(\omega)$  – диэлектрические проницаемости среды и наночастицы, соответственно,  $R$  – радиус наночастицы.  $\varepsilon_m$  является постоянной величиной, не зависящей от частоты электрического поля. В расчетах принимали значение  $\varepsilon_m = 2$ .

Зная значение дипольной поляризуемости среды легко можно определить сечение поглощения наночастицы в дипольном квазистатическом приближении:

$$\sigma_a = k \operatorname{Im}[\alpha(\omega)]. \quad (3)$$

В таком же приближении известно сечение рассеяния наночастицы:

$$\sigma_s = \frac{k^4}{18\pi} |\alpha(\omega)|^2,$$

где  $k$  – модуль волнового вектора.

Используя выражения (1) – (3) рассчитали спектры сечения поглощения однородной металлической НЧ в дипольном приближении. Значения постоянных величин  $\omega_p$  и  $\gamma$  брали такие, которые соответствуют серебру (Ag).

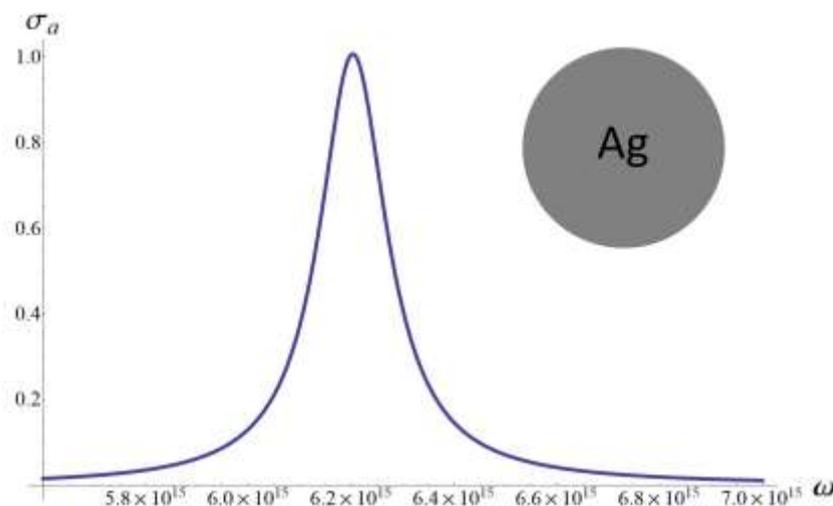


Рисунок 1 – Сечение поглощения однородной металлической наночастицы в дипольном приближении.  $R = 10$  нм,  $\gamma = 1.6 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$ ,  $\omega_p = 13.87 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$

На графике значения  $\sigma_a$  приведены в условных единицах. Как видно на рисунке 1, спектр поглощения имеет резонансную частоту  $\omega \approx 6.2 \cdot 10^{15}$ , которая подтверждается теорией Ми. Увеличение радиуса частицы приводит к увеличению сечения поглощения.

Однако, для сферической НЧ, рассматриваемом в дипольном квазистатическом приближении существует ограничение. Если размер наночастицы составляет более 20 нм, то дипольное квазистатическое приближение даёт в расчётах низкую точность. В таком случае надо рассматривать НЧ в квадрупольном квазистатическом приближении, учитывающее поля более высоких порядков. В этом случае, сечение поглощения наночастицы [8]:

$$\sigma_a = 4\beta \text{Im}[\alpha(\omega)] \left[ g_d + \frac{\beta^2}{12} g_q + \frac{\beta^2}{30} (\varepsilon(\omega) - 1) \right] \quad (4)$$

$$\beta = R \frac{\omega \sqrt{\varepsilon_m}}{c}, \quad g_d = \frac{\varepsilon(\omega) - \varepsilon_m}{\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_m}, \quad g_q = \frac{\varepsilon(\omega) - \varepsilon_m}{\varepsilon(\omega) + 1.5\varepsilon_m}$$

Были рассчитаны спектры поглощения НЧ, с учетом не только дипольных, но и квадрупольных колебаний электронов НЧ. При малых радиусах НЧ ( $R=10$  нм) спектры, рассчитанные по формулам (4) совпали со спектрами, рассчитанными для дипольного случая. При увеличении радиуса НЧ до 25 нм (рисунок 2, фиолетовая кривая), в высокочастотной области наблюдается новая спектральная полоса, отвечающая квадрупольным колебаниям. Чем больше становится радиус наночастицы, тем больше проявляется вклад высших мультиполей в спектр поглощения НЧ. При определенных значениях  $R$

квадрупольные колебания дают равнозначный вклад в сечение поглощения, как и дипольные колебания.

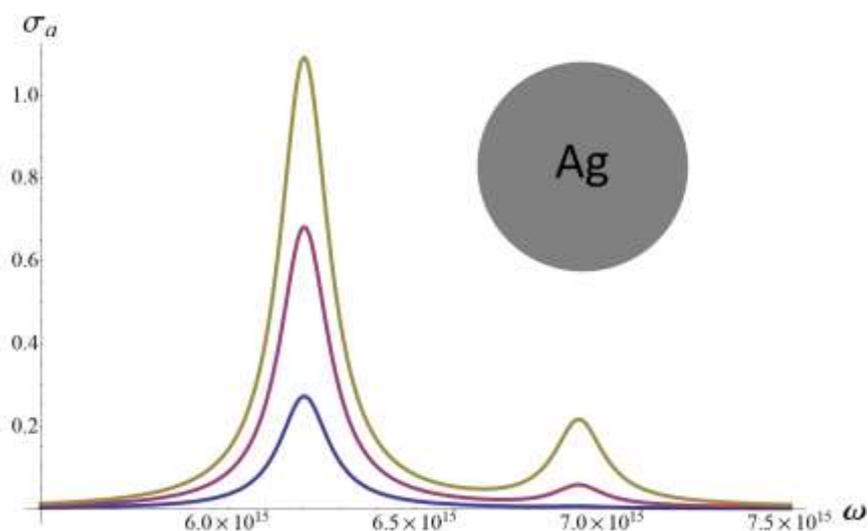


Рисунок 2 – Сечение поглощения однородной металлической наночастицы при увеличении радиуса НЧ.  $R=10$  нм (синяя кривая), 25 нм (фиолетовая кривая), 40 нм (зеленая кривая). Расчет проведен в квадрупольном приближении

### Сечение поглощения слоистой наночастицы структуры «ядро-оболочка» в дипольном приближении. Сочетание материалов частицы: металл/диэлектрик (М/Д), диэлектрик/металл (Д/М), металл/металл

В отличие от однородных НЧ существуют сферические слоистые наночастицы. Они обладают возможностью тонкого регулирования частоты поглощения света изменением толщины слоя и материала. В данном случае формулы усложняются появлением у наночастицы оболочки в виде сферического слоя из другого материала. Этот материал может быть как диэлектриком с постоянной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_s$ , так и металлом с частотной дисперсией. В общем виде дипольная поляризуемость сферической наночастицы с оболочкой равна [8]:

$$\alpha(\omega) = 4\pi R_s^3 \frac{\epsilon_s \epsilon_a - \epsilon_m \epsilon_b}{\epsilon_s \epsilon_a + 2\epsilon_m \epsilon_b}, \quad (5)$$

$$\epsilon_a = \epsilon_c (3 - 2\rho) + 2\epsilon_s \rho, \epsilon_b = \epsilon_c + \epsilon_s (3 - \rho), \rho = 1 - \left(\frac{R_c}{R_s}\right)^3,$$

где  $\epsilon_m$ ,  $\epsilon_c$  и  $\epsilon_s$  – диэлектрические проницаемости окружающей среды, ядра и оболочки наночастицы, соответственно;  $R_s$  и  $R_c$  – радиусы оболочки и ядра НЧ, соответственно.

*Ядро – металл, оболочка – диэлектрик.* В таком случае диэлектрическая проницаемость ядра учитывается по формуле (1), а слой характеризуется  $\epsilon_s = const$ . Воспользовавшись (5) построили спектры сечения поглощения и

исследовали зависимость от геометрических параметров системы. Как показано на рисунке 3, увеличение радиуса НЧ приводит к смещению плазмонного резонанса в низкочастотную область. При этом наблюдается увеличение поглощения оптического излучения.

*Ядро – диэлектрик, оболочка – металл.* Для такого сочетания материалов, диэлектрическая проницаемость ядра постоянна  $\epsilon_c = const$ , а для задания проницаемости оболочки использовали выражение (1), характеризующую частотную дисперсию.

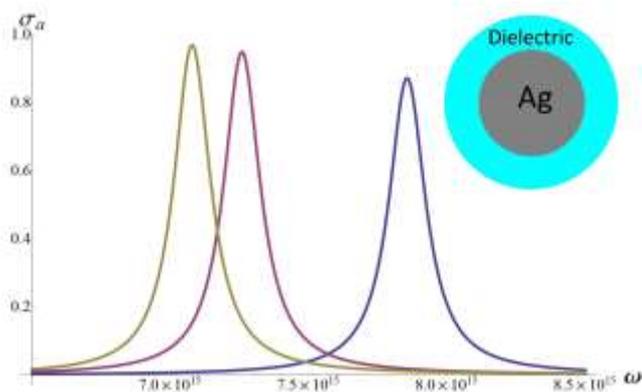


Рисунок 3 – Сечение поглощения слоистой наночастицы со структурой М/Д при увеличении радиуса оболочки  $R_s=10$  нм (синяя), 15 нм (фиолетовая), 20 нм (зеленая)

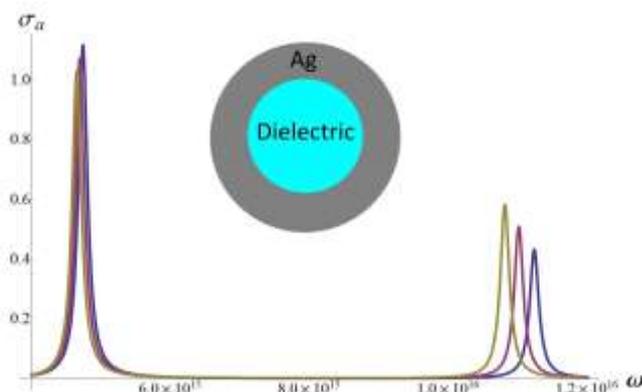


Рисунок 4 – Сечение поглощения слоистой наночастицы со структурой Д/М при увеличении диэлектрической проницаемости ядра  $\epsilon_c=1.4$  (синяя), 1.6 (фиолетовая), 1.8 (зеленая)

На рассчитанных спектрах наблюдаются две спектральные полосы, связанные с наличием двух характерных плазмонных резонансов, в отличие от системы с наночастицей из металлического ядра и диэлектрической оболочки, где наблюдается лишь одна спектральная полоса (рис. 4). Появление дополнительной спектральной полосы объясняется наличием двух границ раздела металл-диэлектрик: металлическая оболочка – диэлектрическое ядро и металлическая оболочка – окружающая среда. Как видно на рисунке 4, изменение материала ядра приводит к смещению спектральных полос в низкочастотную область.

*Ядро – металл, оболочка – металл.* Расчет сечения поглощения биметаллической частицы произвели по выражению (5), где  $\epsilon_c$  и  $\epsilon_s$  обозначали через (1), то есть предполагали, что материалы ядра и оболочки обладают частотной дисперсией. Отличие диэлектрических проницаемостей  $\epsilon_c$  и  $\epsilon_s$  заключалось в разных значениях плазменной частоты, входящей в формулу (1):  $\omega_{p1} = 13.87 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$  и  $\gamma_1 = 1.6 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$  для ядра,  $\omega_{p2} = 13.87 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$  и  $\gamma_2 = 1.6 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$  – для оболочки. В таком случае, спектр поглощения состоит из двух спектральных полос и каждая из них соответствует отдельной металлической компоненте НЧ.

## Сечение поглощения однородной и слоистой эллипсоидальной наночастицы в дипольном приближении

Одним из разновидностей НЧ может быть эллипсоид с полуосями  $a$ ,  $b$  и  $c$ . В случае, когда полуоси не равны между собой  $a \neq b \neq c$ , то эллипсоид характеризуется тремя поляризуемостями, соответствующими направлению вектора поля  $\mathbf{E}$  вдоль каждой из полуосей [7]

$$\alpha_i(\omega) = 4\pi abc \frac{\varepsilon(\omega) - \varepsilon_m}{3\varepsilon_m + 3L_i[\varepsilon(\omega) - \varepsilon_m]}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (6)$$

Здесь индекс  $i$  соответствует ориентации электромагнитного поля вдоль осей эллипсоида  $a$ ,  $b$  и  $c$ ;  $L$  – геометрический фактор (фактор деполяризации):

$$L_i = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{dx}{(z_i^2 + x) \sqrt{(a^2 + x)(b^2 + x)(c^2 + x)}},$$

где  $z_1 = a$ ,  $z_2 = b$ ,  $z_3 = c$ .

Факторы деполяризации определяют электрические поляризуемости вдоль главной оси сфероида и в перпендикулярных к этой оси направлениях.

Вытянутый сфероид образуется при вращении эллипса вокруг длинной оси, для которого  $a > b = c$ . Одним из главных геометрических характеристик сфероида является эксцентриситет  $e$ , который определяется как  $e = \sqrt{1 - b^2 / a^2}$ .

Ввиду случайной ориентации эллипсоида в пространстве, усреднённые значения сечения поглощения:

$$\sigma_a = k \operatorname{Im} \left[ \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \alpha_i(\omega) \right] \quad (7)$$

Однако такой подход не применим для слоистой наночастицы в виде эллипсоида с полуосями  $a_1$ ,  $b_1$  и  $c_1$ , покрытой оболочкой с полуосями  $a_2$ ,  $b_2$  и  $c_2$ . Для этого случая поляризуемость описывается выражением [7]:

$$\alpha_i(\omega) = \frac{4\pi abc \left( V(\varepsilon_s - \varepsilon_m) \left[ \varepsilon_s + (\varepsilon_c - \varepsilon_s)(L_{1,i} - fL_{2,i}) \right] + f\varepsilon_s(\varepsilon_c - \varepsilon_s) \right)}{\left[ \varepsilon_s + (\varepsilon_c - \varepsilon_s)(L_{1,i} - fL_{2,i}) \right] \left[ \varepsilon_m + (\varepsilon_s(\varepsilon_s - \varepsilon_m)L_{2,i}) \right] + fL_{2,i}\varepsilon_s(\varepsilon_c - \varepsilon_s)}, \quad (8)$$

$$f = a_1 b_1 c_1 / a_2 b_2 c_2$$

Геометрические факторы для внутреннего ( $n=1$ ) и внешнего ( $n=2$ ) слоев эллипсоида:

$$L_{n,i} = \frac{a_n b_n c_n}{2} \int_0^\infty \frac{dq}{(c_{n,i}^2 + q) \sqrt{(a_{n,i}^2 + q)(b_{n,i}^2 + q)(c_{n,i}^2 + q)}}, \quad n = 1, 2.$$

В общем случае для слоистого наноэллипсоида получаем шесть разных значений  $L_{n,i}$  и три значения для  $\alpha_i(\omega)$ .

Оптические свойства наноэллипсоидов с оболочкой сочетают в себе оптические свойства сферических наночастиц с оболочкой и оптические свойства однородных наноэллипсоидов.

Для проведения моделирования сечения поглощения однородных эллипсоидов использовали следующие расчетные параметры:  $\varepsilon_m=2$ ,  $\varepsilon_c=1.5$ ,  $\gamma = 1.6 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$ ,  $\omega_p = 13.87 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ .

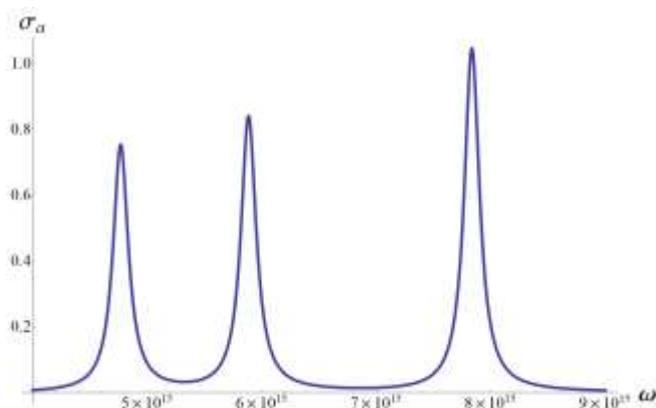


Рисунок 5 – Сечение поглощения наноэллипсоида.  $a=20 \text{ нм}$ ,  $b=15 \text{ нм}$ ,  $c=10 \text{ нм}$

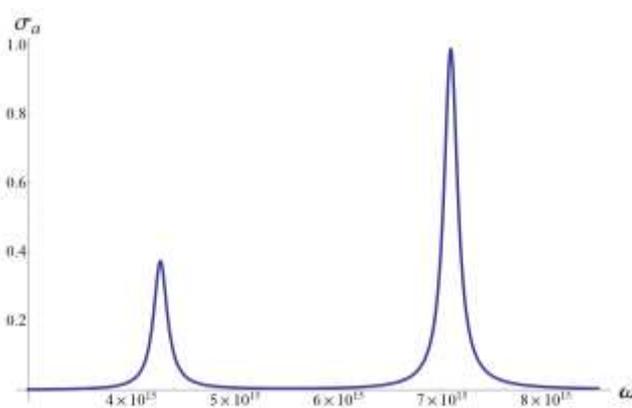


Рисунок 6 – Сечение поглощения наносфероида.  $a=20 \text{ нм}$ ,  $b=c=10 \text{ нм}$

На рисунке 5 показан рассчитанный спектр сечения поглощения эллипсоида, у которого все три полуоси имеют разные значения. Наблюдаются три спектральные полосы. Это можно объяснить наличием трех разных поляризуемостей  $\alpha_i$  (6), которые входят в выражение (7). Соответственно, каждая из трех  $\alpha_i$  дает свою резонансную частоту. Если НЧ рассматривать как вытянутый сфероид, то есть  $a > b = c$ , то спектр поглощения состоит из двух резонансов (рис. 6). В частном случае, когда все три полуоси равны между собой, то наноэллипсоид превращается в сферу и спектр поглощения будет иметь вид, показанный на рисунке 1.

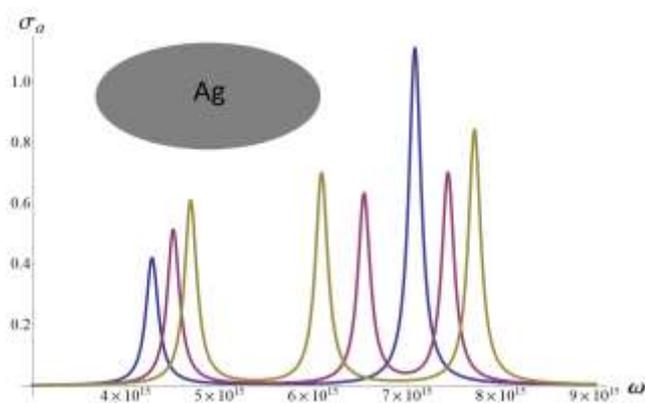


Рисунок 7 – Сечение поглощения наноэллипсоида.  $a=20 \text{ нм}$ ,  $c=10 \text{ нм}$ .  $b=10 \text{ нм}$  (синяя),  $12 \text{ нм}$  (фиолетовая),  $14 \text{ нм}$  (зеленая)

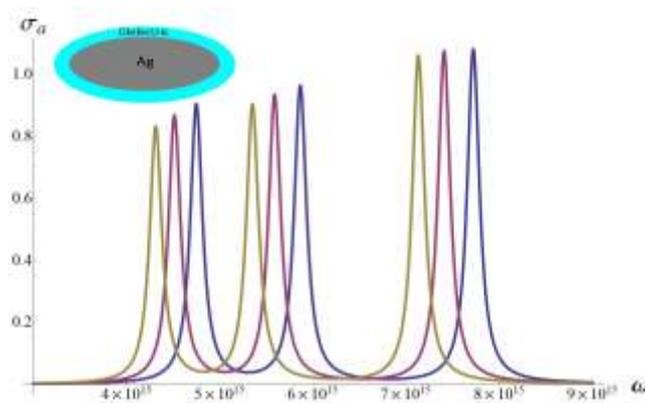


Рисунок 8 – Сечение поглощения слоистого наносфероида М/Д при изменении диэлектрической проницаемости оболочки  $\varepsilon_s=1.4$  (синяя),  $1.6$  (фиолетовая),  $1.8$  (зеленая)  $a_1=20 \text{ нм}$ ,  $b_1=10 \text{ нм}$ ,  $c_1=10 \text{ нм}$ ,  $a_2=20 \text{ нм}$ ,  $b_2=10 \text{ нм}$ ,  $c_2=10 \text{ нм}$

Была исследована зависимость поглощения сфероидальной НЧ от изменения длины полуоси  $b$ . Синяя кривая на рисунке 7 отвечает случаю  $a > b = c$ , спектр имеет два пика. При увеличении  $b$  все три полуоси принимают разные значения, поэтому на спектре появляется третий пик. При этом в высокочастотной области спектра наблюдается расхождение двух пиков по частотной шкале.

Для расчета сечения поглощения сфероидальной НЧ с диэлектрической оболочкой, были использованы выражения (7) и (8). Как видно на рисунке 8, увеличение величины диэлектрической проницаемости  $\epsilon_s$  слоистой НЧ, позволяет смещать резонансные частоты поглощения в низкочастотную область.

Таким образом, рассчитано сечение поглощения металлических наночастиц разной формы. Расчеты проведены в дипольном и квадрупольном приближения. Для однородной металлической наночастицы на спектре поглощения наблюдается одна спектральная полоса, которая изменяет свою резонансную частоту при добавлении на НЧ диэлектрического слоя. В случае структуры «диэлектрическое ядро-металлическая оболочка» на спектрах поглощения НЧ была обнаружена дополнительная спектральная полоса в высокочастотной области. Показано, что эллипсоидальная однородная или слоистая НЧ может иметь до трех спектральных полос в зависимости от соотношения полуосей и направления вектора  $\mathbf{E}$  относительно сфероидальной НЧ.

#### Список литературы

1. Lepeshov, S. I. et al. Hybrid nanophotonics / S.I. Lepeshov, A.E. Krasnok, P.A. Belov, A. E. Miroschnichenko // *Physics-Uspekhi*. – 2019. – V. 61. – No. 11. – P. 1035.
2. Cao, E. et al. Exciton-plasmon coupling interactions: from principle to applications/ En Cao , Weihua Lin , Mengtao Sun, Wenjie Liang and Yuzhi Song // *Nanophotonics*. – 2018. – V. 7. – No. 1. – P. 145-167.
3. Кучеренко, М.Г. Спектры поляризуемостей замагниченных слоистых нанокомпозитов с анизотропной сердцевинной или оболочкой и локализованными поверхностными плазмонами / Кучеренко М.Г., Налбандян В.М. // *Оптический журнал*, 2018. - Т. 85, вып. 9. - С. 3-11.
4. Кучеренко, М. Г. Люминесценция двухчастичного комплекса из сферической квантовой точки и плазмонной наноглобулы во внешнем магнитном поле / М.Г. Кучеренко, В.М. Налбандян // *Оптика и спектроскопия*, 2020. - Т. 128, вып. 11. - С. 1776-1783.
5. Кучеренко, М.Г. Люминесценция комплекса "Квантовая точка - слоистая плазмонная наночастица" в магнитном поле / М.Г. Кучеренко, В.М. Налбандян, Т.М. Чмерева // *Оптический журнал*, 2021. - Т. 88, № 9. - С. 9-19.
6. Кучеренко, М.Г. Люминесценция молекул и квантовых точек вблизи замагниченных плазмонных наносфероидов / М.Г. Кучеренко, В.М. Налбандян,

С.С. Масютин // Химическая физика молекул и полифункциональных материалов : сб. материалов междунар. науч. конф., Оренбург, 28-30 нояб. 2022 г. / Оренбург. гос. ун-т ; под общ. ред. М.Г. Кучеренко, А.П. Русинова. - Оренбург : ОГУ, 2022. - С. 112-118.

7. Климов, В.В. Наноплазмоника. Москва: Физматлит, 2009. 480 с.

8. Дёмичев, И.А., Сидоров, А.И. Численное моделирование оптических свойств металлических наночастиц / Учеб.-метод. пособие по выполнению лабораторного практикума. – СПб: Университет ИТМО, 2016. – 52 с.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНФОРМАЦИЙ ХИТОЗАНА, АДСОРБИРОВАННОГО НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ НАНОЧАСТИЦЕ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ: МЕТОД БРОУНОВСКОЙ ДИНАМИКИ И ПРИБЛИЖЕНИЕ ИДЕАЛЬНОЙ ГАУССОВОЙ ЦЕПИ

Неясов П.П., Кучеренко М.Г., д-р физ.-мат. наук, профессор  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»

Методом броуновской динамики проведено моделирование конформаций заряженной и незаряженной молекулы хитозана адсорбированной на металлической наночастице с наложенным внешним электрическим полем в приближении идеальной гауссовой цепи. Показано различие в структуре заряженной и незаряженной форм молекулы хитозана.

**Ключевые слова:** хитозан, конформация, идеальная гауссова цепь, броуновская динамика.

В области нанотехнологий идет постоянный поиск эффективных молекул-стабилизаторов, в частности, к которым относится полиаминосахарид - хитозан  $(C_{12}H_{22}O_8N_2)_n$ . Известно, что молекулы хитозана могут переходить из незаряженной формы в ионизированную в растворе в зависимости от pH (Рис. 1 – если  $pH < 6.3$ , происходит протонирование аминогрупп мономеров) [1]. Молекулы – полиэлектролиты активно используются как эффективные стабилизаторы наночастиц [2], так и как агенты доставки лекарств: альгината, гиалуроновой кислоты, пектина и др [3]. Так же хитозан, благодаря своим зарядовым свойствам, обладает антимикробной активностью, т.е. является природным противомикробным препаратом [4].

В данной работе рассмотрена возможность использования системы - «хитозан, адсорбированный на металлической наночастице» в качестве структурно изменяющейся единицы под воздействием внешнего электрического поля.

## *Теоретическая модель*

Описание структуры адсорбированного полиэлектролита со звеньями длиной  $a$  на поверхность наночастицы радиуса  $R$  при абсолютной температуре  $T$  производилось на основе конформационной функции  $\psi(\mathbf{r})$ , удовлетворяющей уравнению Гросберга-Хохлова-Эдвардса [5]:

$$\frac{a^2 kT}{6} \nabla^2 \psi(\mathbf{r}) = [V(\mathbf{r}) - \varepsilon] \psi(\mathbf{r}), \quad (1)$$

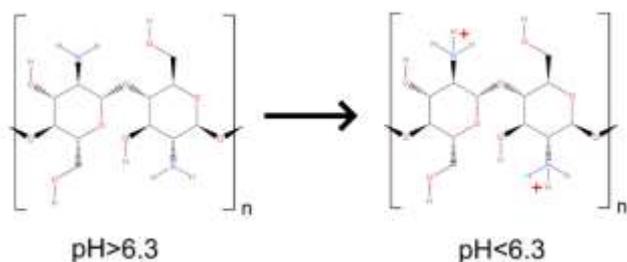
где  $V(\mathbf{r})$  - суммарный потенциал состоящий из простейшего адсорбционного потенциала «твердая стенка дельта-функциональная яма»  $V_1(r) = V_\infty(R) - \alpha \delta(r - r_0)$ , потенциала образованного внешним электрическим

полем  $E$ :  $V_2(r, \theta) = -eE_0R \cos(\theta)$  и полем поляризованной металлической частицы  $V_3(r, \theta) = k'eE_0 \frac{R^3}{r^2} \cos(\theta)$ . Решение данного уравнения в рамках теории возмущений второго порядка непосредственно позволяет найти распределение плотности звеньев  $n(r, \theta) = \psi^2(r, \theta)$  [6].

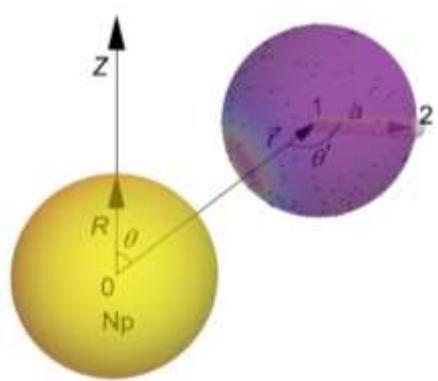
Расчет конформации полиамфолита производился в больцмановском приближении:

$$n(r, \theta) = n(r) \exp\left(-\frac{V(r, \theta)}{kT}\right), \quad (2)$$

где потенциал  $V(r, \theta) = V_2(r, \theta) + V_3(r, \theta)$ , т.е. образован только электрическим полем,  $k$  – постоянная Больцмана.  $n(r) = \psi^2(r)$ , где  $\psi(r)$  является сферически-симметричным решением уравнения (1) без возмущающего потенциала.



**Рисунок 1** – Структурная формула хитозана и переход его из полиамфолитной формы в полиэлектролитную в зависимости от pH

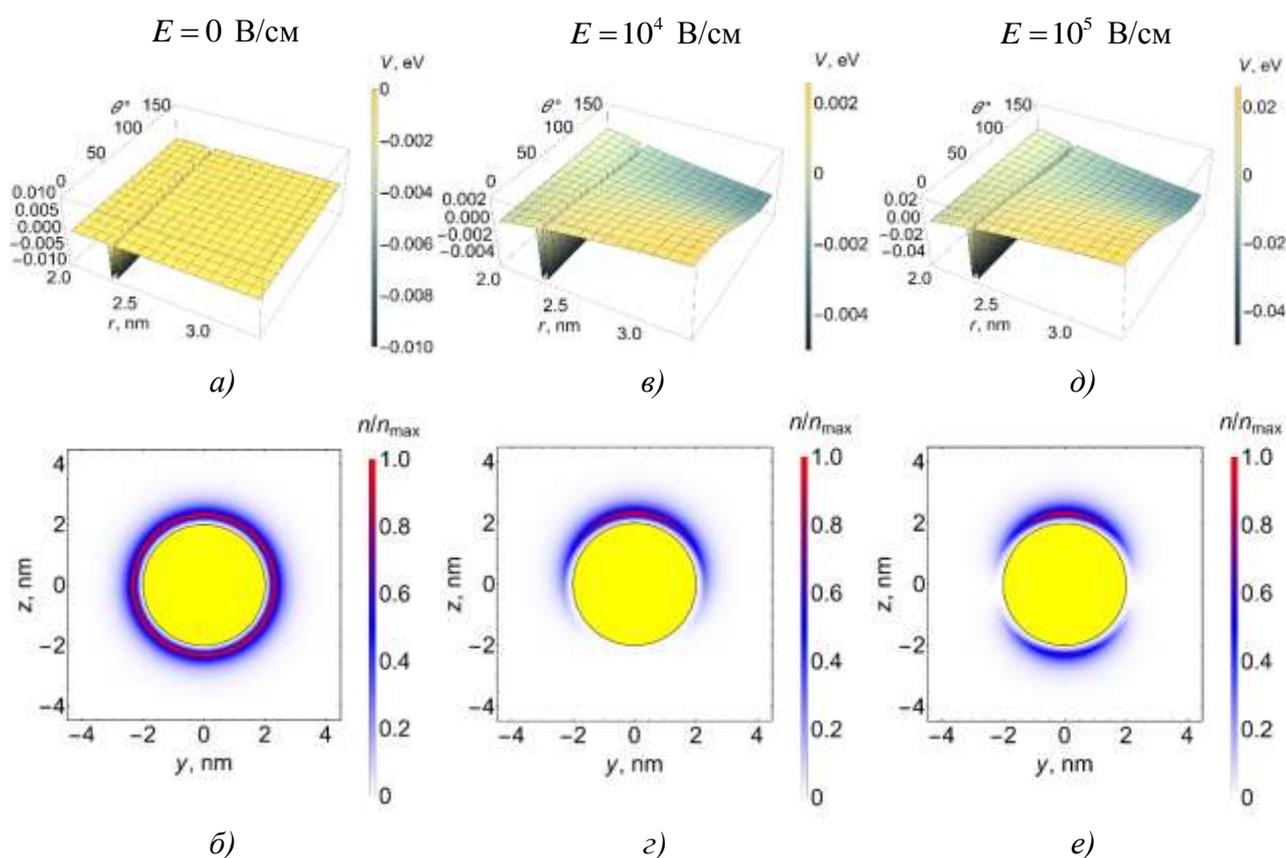


**Рисунок 2** – Моделирование звеньев идеальной гауссовой цепи возле металлической наночастицы с учетом распределения плотности вероятности  $n(r, \theta)$  звеньев

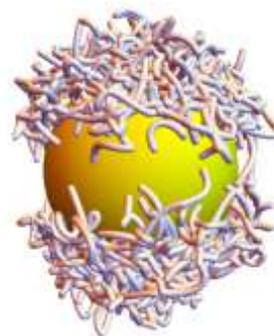
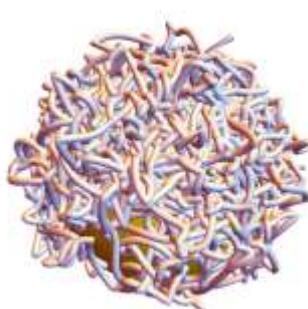
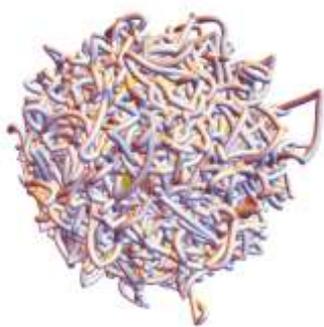
Броуновское моделирование проводилось по следующей схеме: на первом этапе происходила генерация случайной точки  $\vec{r}\{r, \theta\}$  (точка 1 на рис. 2 являющейся начальной точкой первого звена цепи) по методу Монте-Карло на сферической поверхности радиуса  $r_0$ , соответствующей  $\delta$ -яме. На втором этапе случайно (метод Монте-Карло) генерировалось 100 точек на сферической поверхности ( $\sim 23^\circ$ ) радиуса  $a$  (длине звена) с центром в точке 1, из которых выбиралась случайная точка  $a\{r' = a, \theta'\}$  (точка 2 на рис. 2, являющаяся конечной точкой первого звена) с учетом весового коэффициента соответствующего значению нормированной функции  $n(r, \theta)$  в данной точке (показана цветовым градиентом на сфере с центром в точке 1 на рис. 2). Генерация последующих звеньев проводилась аналогично второму этапу.

## Результаты

Далее представлены результаты проведенного моделирования конформационной динамики макромолекулы хитозана (рис. 1) с молярной массой  $M = 20000$  г/моль [7], адсорбированной на золотой наночастице радиуса  $R = 2$  нм во внешнем однородном электрическом поле  $E$  (поле направлено вниз). Макромолекула состояла из максимально возможного числа  $n=62$  мономеров, исходя из ее молярной массы  $M$ . В заряженном состоянии эффективный заряд звена  $e$  принимался равным  $+1e$  элементарного заряда. В незаряженном состоянии звено цепи обладало дипольным электрическим моментом  $p = 3.4$  Д. Моделирование проводилось при температуре  $T = 30^\circ\text{C}$ , глубине  $\alpha = 6 \cdot 10^{-3}$  эВ/нм и радиусе положения  $r_0 = R + 0.3$  нм  $\delta$ -функциональной ямы. Длина мономера  $(\text{C}_{12}\text{H}_{22}\text{O}_8\text{N}_2)_n$   $a = 0.52$  нм [7]. Следует заметить, что в теоретической модели (1)-(2) и в процессе моделирования не учитывались объемные взаимодействия между звеньями цепи, также их самопересечения, валентные углы и ионная экранировка полиэлектролита. Визуализация макромолекул проводилась с использованием кривых Безье.



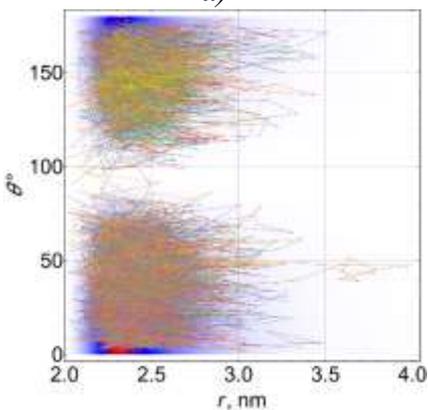
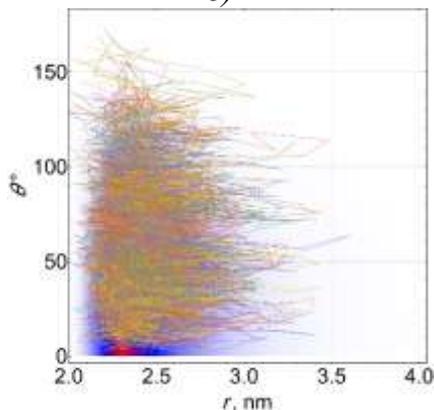
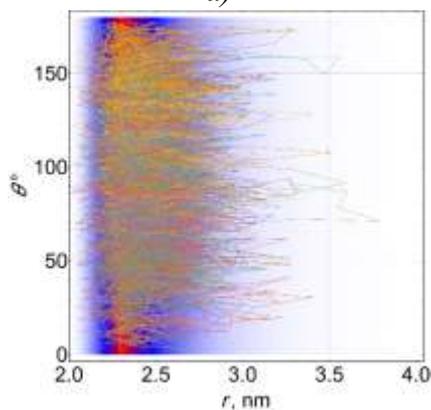
**Рисунок 3** – Вид потенциальных ям и распределения плотности звеньев  $n(r, \theta)$   $(\text{C}_{12}\text{H}_{22}\text{O}_8\text{N}_2)_{62}$  в полиэлектролитной форме, адсорбированных на золотой наночастице, в зависимости от величины напряженности внешнего электрического поля  $E$ . *a, в, д*) - Потенциальная энергия  $V(r, \theta)$  взаимодействия заряженных звеньев с локальным полем  $E$ ; *б, г, е*) - распределения плотности звеньев  $n(r, \theta)$

$E = 0$  В/см $E = 10^4$  В/см $E = 10^5$  В/см

а)

д)

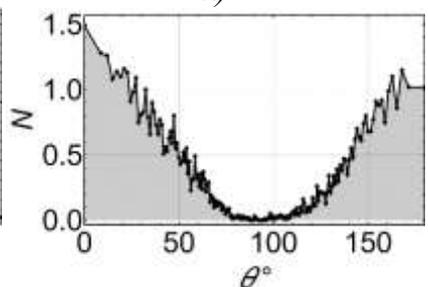
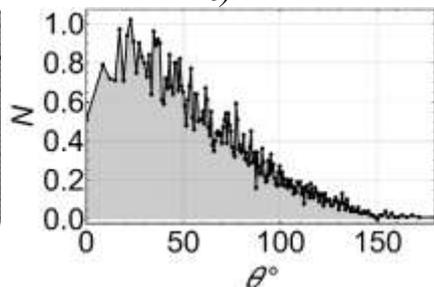
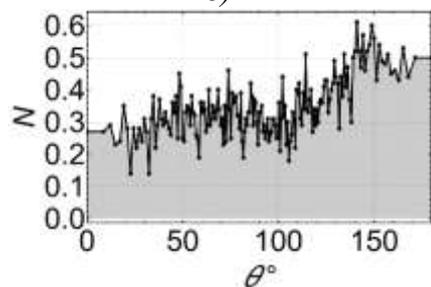
и)



б)

е)

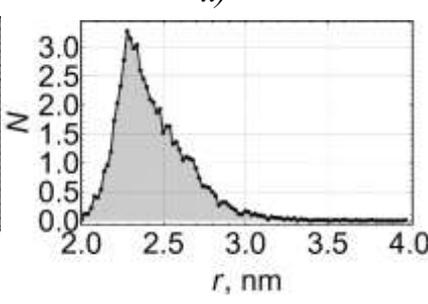
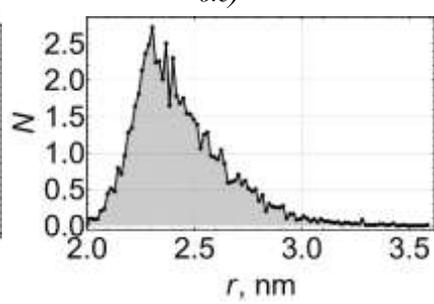
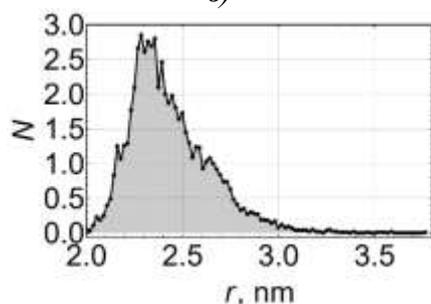
к)



в)

ж)

л)



з)

з)

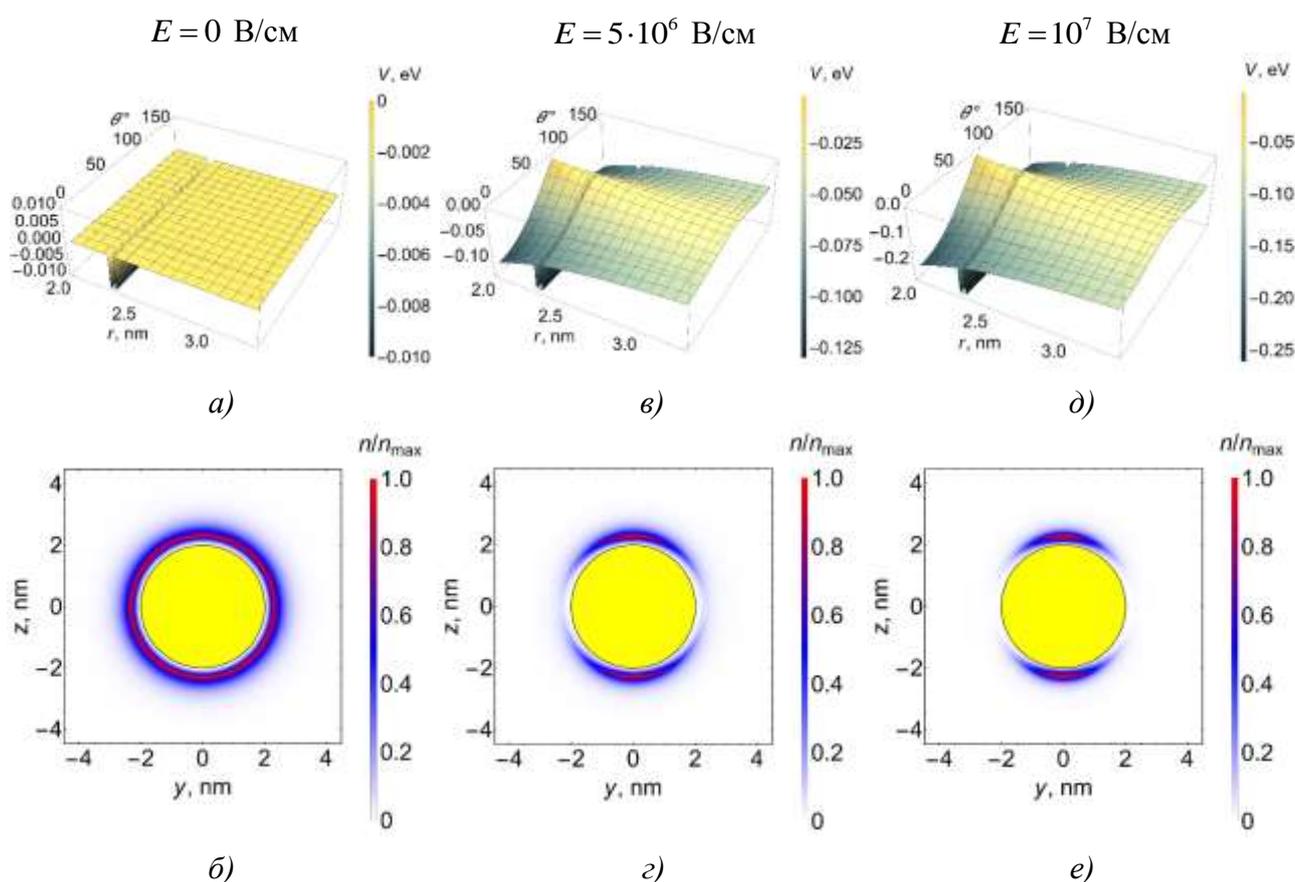
м)

**Рисунок 4** – Результаты моделирования броуновской динамики молекул  $(C_{12}H_{22}O_8N_2)_{62}$  в полиэлектролитной форме, адсорбированных на золотой наночастице, в зависимости от величины напряженности внешнего электрического поля  $E$ . а,д,и) - Трехмерные изображения адсорбированных на наночастицу молекул; б,е,к) - радиально-угловые проекции звеньев наложенные на распределения плотности звеньев  $n(r, \theta, \varphi)$ ; в,ж,л) - усредненные угловые распределения числа звеньев  $N(\theta)$ ; з,з,м) - усредненные радиальные распределения числа звеньев  $N(r)$

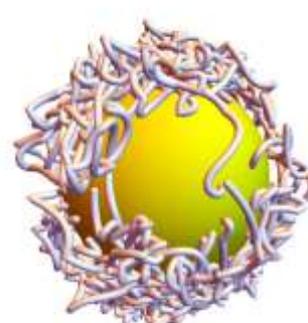
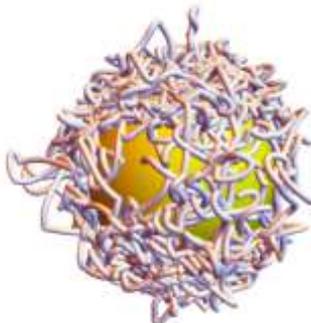
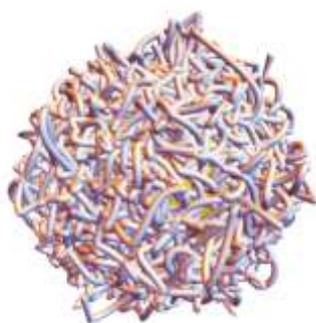
### Полиэлектролитная форма

На рисунке 3а,в,д представлена карта потенциальной энергии взаимодействия  $V(r,\theta)$  заряженных звеньев хитозана с локальным электрическим полем  $E$  и сорбционным потенциалом в виде  $\delta$ -функциональной ямы. Результаты применения теории Гросберга-Хохлова для случая приложения к системе внешнего поля представлены на рисунке 3б,г,е. Можно заметить, что усиление напряженности поля  $E$  до  $10^4$  В/см приводит к смещению плотности звеньев  $n(r,\theta)$  хитозана на верхний полюс наночастицы, что обуславливается индуцированием отрицательных зарядов на этом полюсе. Увеличение напряженности до  $10^5$  В/см создает уже достаточно глубокую потенциальную яму  $\sim -0.02$  эВ (рис. 3д) на бесконечности снизу, что приводит, несмотря на индуцированный на нижнем полюсе положительный заряд, к смещению опушки на нижний полюс.

На рисунке 4 представлена конформационная динамика 100 шт. заряженных молекул хитозана, адсорбированных на наночастице.



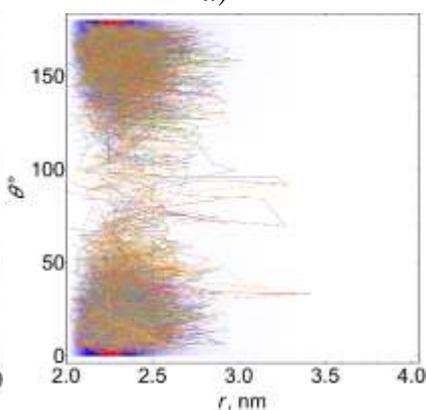
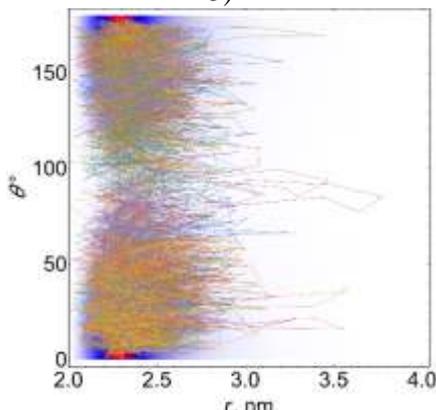
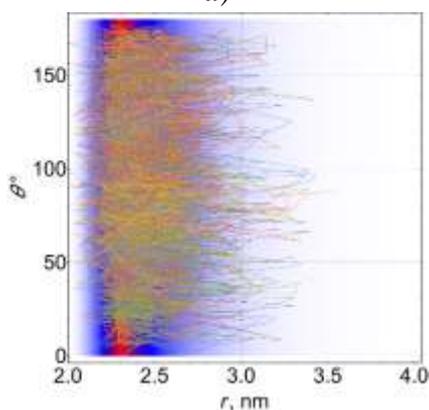
**Рисунок 5** – Вид потенциальных ям и распределения плотности звеньев  $n(r,\theta)$  ( $C_{12}H_{22}O_8N_2$ )<sub>62</sub> в полиамфолитной форме, адсорбированных на золотой наночастице, в зависимости от величины напряженности внешнего электрического поля  $E$ . а,в,д) - Потенциальная энергия  $V(r,\theta)$  взаимодействия незаряженных звеньев с дипольным моментом  $p$  с локальным полем  $E$ ; б,г,е) - распределения плотности звеньев  $n(r,\theta)$

$E = 0$  В/см $E = 5 \cdot 10^6$  В/см $E = 10^7$  В/см

а)

д)

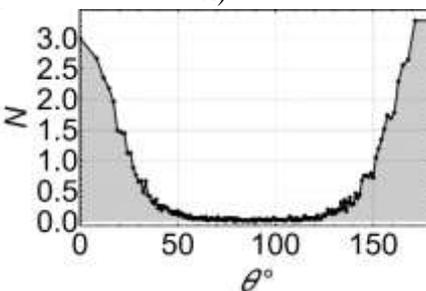
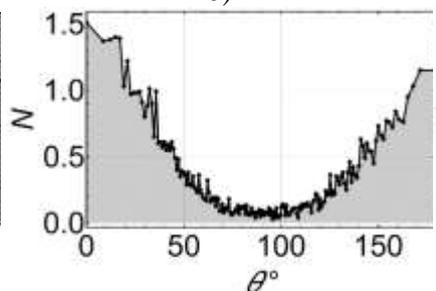
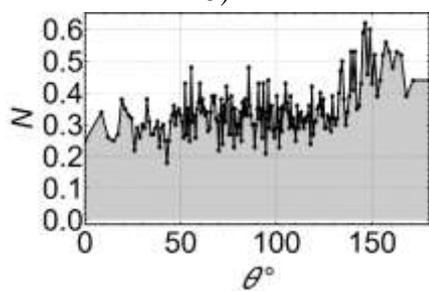
и)



б)

е)

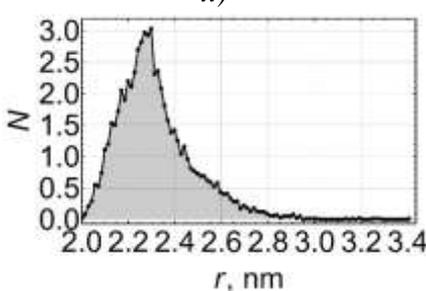
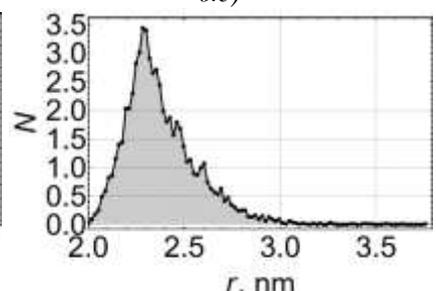
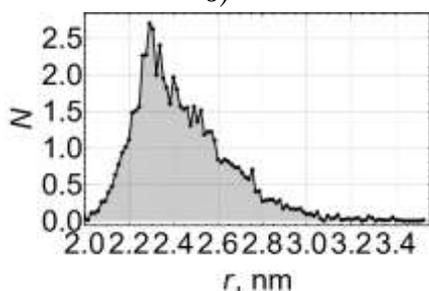
к)



в)

ж)

л)



з)

з)

м)

**Рисунок 6** – Результаты моделирования броуновской динамики молекул  $(C_{12}H_{22}O_8N_2)_{62}$  в полиамфолитной форме, адсорбированных на золотой наночастице, в зависимости от величины напряженности внешнего электрического поля  $E$ . а,д,и) - Трехмерные изображения адсорбированных на наночастицу молекул; б,е,к) - радиально-угловые проекции звеньев наложенные на распределения плотности звеньев  $n(r, \theta)$ ; в,ж,л) - усредненные угловые распределения числа звеньев  $N(\theta)$ ; з,з,м) - усредненные радиальные распределения числа звеньев  $N(r)$

Использование броуновского моделирования с весовыми коэффициентами соответствующими распределению  $n(r, \theta)$  приводит к локализации макромолекул хитозана на поверхность частицы в сорбционной  $\delta$ -функциональной яме (рис. 4а,б). Наложение внешнего поля напряженностью  $E = 5 \cdot 10^6$  В/см ведет к соответствующему со смещением плотности  $n(r, \theta)$  (рис. 3з) смещению звеньев молекул на верхний полюс (рис. 4д,е) со средним значением (100 экспериментов) концентрации звеньев  $N(\theta) = 0.9 \Delta\theta^{-1}$  (рис. 4ж), где  $\Delta\theta$  - телесный угол сферического слоя. В поле напряженностью  $E = 10^5$  В/см происходит электрофорез молекул хитозана в сторону стока внешнего векторного поля, что соответствует смещению опушки на нижний полюс (рис. 4и,к) со средним значением концентрации звеньев  $N(\theta) = 1 \Delta\theta^{-1}$  (рис. 4л), а так же увеличению концентрации звеньев на верхнем полюсе до  $N(\theta) = 1.5 \Delta\theta^{-1}$ . Радиальные распределения концентрации звеньев  $N(r)$  (рис. 4з,з,м), как можно заметить, существенно не меняются при изменении напряженности внешнего поля. Это связано с наличием бесконечно глубокой адсорбционной  $\delta$ -ямой, по сравнению с возмущающим действием поля  $E$ , на радиусе  $r_0$ , которому соответствуют на рисунках 4 з,з,м) максимумы концентрации звеньев  $\sim 3 \text{ нм}^{-1}$ .

#### *Полиамфолитная форма*

Аналогично рисункам 3а,в,д представлены карты потенциальной энергии взаимодействия  $V(r, \theta)$  незаряженных звеньев хитозана с локальным полем  $E$  и сорбционным потенциалом (рис. 5а,в,д). Видно, что в данном случае потенциальные ямы образуются на обоих полюсах частицы, т.е. в областях наибольшей напряженности локального поля при его наличии. Это проявляется в симметричном смещении звеньев на эти области поверхности частицы (рис. 5з,е). Потеря заряда звеньями макромолекулы приводит к уменьшению ее чувствительности к воздействию электрического поля, что проявляется в смещении точки начала заметного проявления конформационного эффекта в поле на два порядка большее чем в предыдущем случае.

На рисунке 6 представлена конформационная динамика 100 шт. незаряженных молекул хитозана. Смещение плотности звеньев  $n(r, \theta)$  (рис. 5з,е) приводит к соответствующему смещению и в результатах броуновского моделирования (рис. 6а,д,и). При напряженности поля  $E = 5 \cdot 10^6$  В/см происходит увеличение средней угловой концентрации  $N(\theta)$  звеньев на полюсах с 0.3 до  $1.2 \Delta\theta^{-1}$ , а на экваторе с 0.3 до  $0.1 \Delta\theta^{-1}$  (рис. 6ж). Усиление напряженности поля до  $10^7$  В/см приводит к увеличению средней концентрации еще в два раза до  $3 \Delta\theta^{-1}$  (рис. 6л). Как и в предыдущем случае радиальные концентрации звеньев  $N(r)$  не изменяются при наложении внешнего поля  $E$  и равны на радиусе  $r_0$  также  $\sim 3 \text{ нм}^{-1}$  (рис. 6з,з,м).

## Выводы

1. Наложение внешнего электрического поля  $E$  приводит к смещению заряженного хитозана на один из полюсов наночастицы (при величине напряженности  $10^4$  В/см), незаряженного - на оба полюса симметрично.
2. Изменение средней концентрации звеньев для заряженной формы хитозана при наложении поля  $E = 10^5$  В/см происходит в 5 раз на полюсе, незаряженной при  $E = 10^7$  В/см - в 10 раз.
3. Полученные данные теоретической модели (1)-(2) и броуновского моделирования хорошо соотносятся с результатами молекулярно-динамического моделирования, проведенного в работе [8] для других молекул-полиамфолитов.

Полученные результаты могут быть интересны для физиков и химиков, занимающихся как нанотехнологиями в целом, так и молекулярной фотоникой, наноплазмоникой и наноэлектромеханическими устройствами.

## Список литературы

1. *Shchipunov Yu.* Hydrogels formed through regulated self-organization of gradually charging chitosan in solution of xanthan / *Shchipunov Yu., Sarin S., Kim I., Ha Ch.-S.* // *GreenChem.* — 2010. — V.12. — №7. — Pp. 1187–1195. DOI: 10.1039/b925138c.
2. *Aslan B.* Chitosan Nanoparticles. / *Aslan B., Hee Han D., Lopez-Berestein G.* // *Encyclopedia of Nanotechnology.* — 2012. — Pp. 427–433. DOI: [https://doi.org/10.1007/978-90-481-9751-4\\_71](https://doi.org/10.1007/978-90-481-9751-4_71).
3. *Luo Ya.* Recent development of chitosan-based polyelectrolyte complexes with natural polysaccharides for drug delivery / *Luo Ya., Wang Qi., et. al.* // *International Journal of Biological Macromolecules.* — 2014. — V.64 — Pp. 353–367. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijbiomac.2013.12.017>.
4. *Guarnieri A.* Antimicrobial properties of chitosan from different developmental stages of the bioconverter insect *Hermetia illucens*. / *Guarnieri A., Triunfo M., Scieuzo C., et. al.* // *Sci. Rep.* 2022. — V.12. — №.8084. <https://doi.org/10.1038/s41598-022-12150-3>.
5. *Гросберг А.Ю.* Статист. физика макромолекул / *Гросберг А.Ю., Хохлов А.Р.* // М.: Наука. — 1989.
6. *Кучеренко М. Г.* Моделирование конформационных перестроек / *Кучеренко М. Г., Неясов П. П., Кручинин Н.Ю.* // *Химическая физика.* — 2023. — Том 42. — № 5. — С. 51–60. DOI: 10.31857/S0207401X23050059.
7. *Zhang H.* Directly determining the molecular weight of chitosan with atomic force microscopy / *Zhang H., Li Yi., Zhang X., Liu B., Zhao H., Chen D.* // *Front Nanosci Nanotech.* — 2016. — V. 2(3). — Pp. 123-127. DOI: 10.15761/FNN.1000121.

8. *Кручинин Н. Ю.* МД-моделирование перестройки конформационной структуры полиамфолитных макромолекул на поверхности / *Кручинин Н. Ю., Кучеренко М. Г.* // Коллоидный журнал. — 2020. — Т.82. — №.2. — С. 177–185. DOI:10.31857/S0023291220020081.

# МАГНИТОЗАВИСИМАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ НАНОКРИСТАЛЛОВ ТЕТРАЦЕНА

Пеньков С.А., Кучеренко М. Г., д-р физ.-мат. наук, профессор  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»

Тетрацен, наравне с антраценом, стал классическим материалом для органической электроники. Если роль антрацена в органической электронике можно сравнить с ролью кремния в традиционной электронике, то тетрацен можно сравнить с германием. Наряду с тем, что тетрацен с его полупроводниковыми свойствами применяется для создания органических диодов и транзисторов, данный материал привлекает внимание исследователей органических солнечных элементов. Интерес последних к этому хромофору обусловлен, прежде всего, благодаря редкому свойству, когда энергия возбуждённого синглетного состояния приблизительно равна двукратной энергии триплетного состояния [1]. В этом случае становится возможным процесс рождения пары триплетных экситонов из возбужденного синглетного состояния. Молекула тетрацена с уровнем энергии первого возбужденного синглетного состояния  $S_1 \sim 2,3$  эВ и триплетного состояния  $T \sim 1,25$  эВ, является одним из таких веществ (рис. 1).

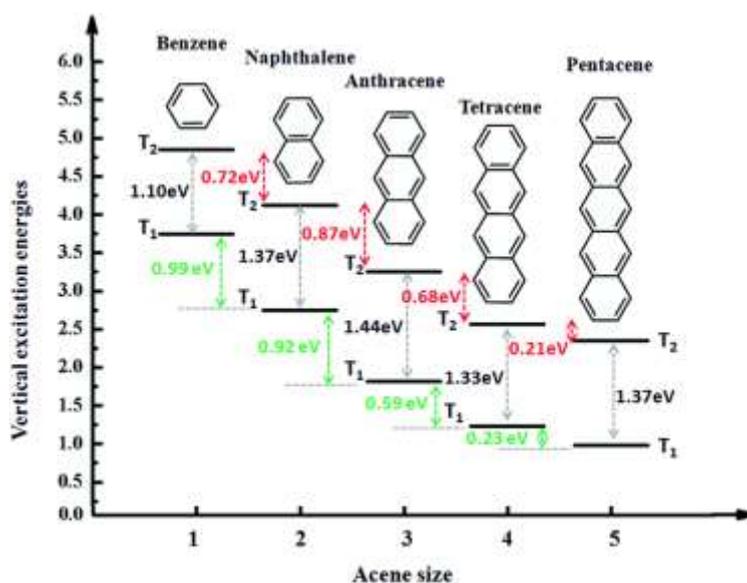


Рис. 1. Энергетические диаграммы линейных аценов (бензол, нафталин, антрацен, тетрацен, пентацен) [2].

Данный процесс расщепления синглетного экситона является обратным по отношению к процессу триплет-триплетного слияния, а магнитно-полевая

зависимость фотолюминесценции зеркально-симметрична магнитно-полевой зависимости запаздывающей люминесценции, возникающей за счет триплет-триплетного слияния [3].

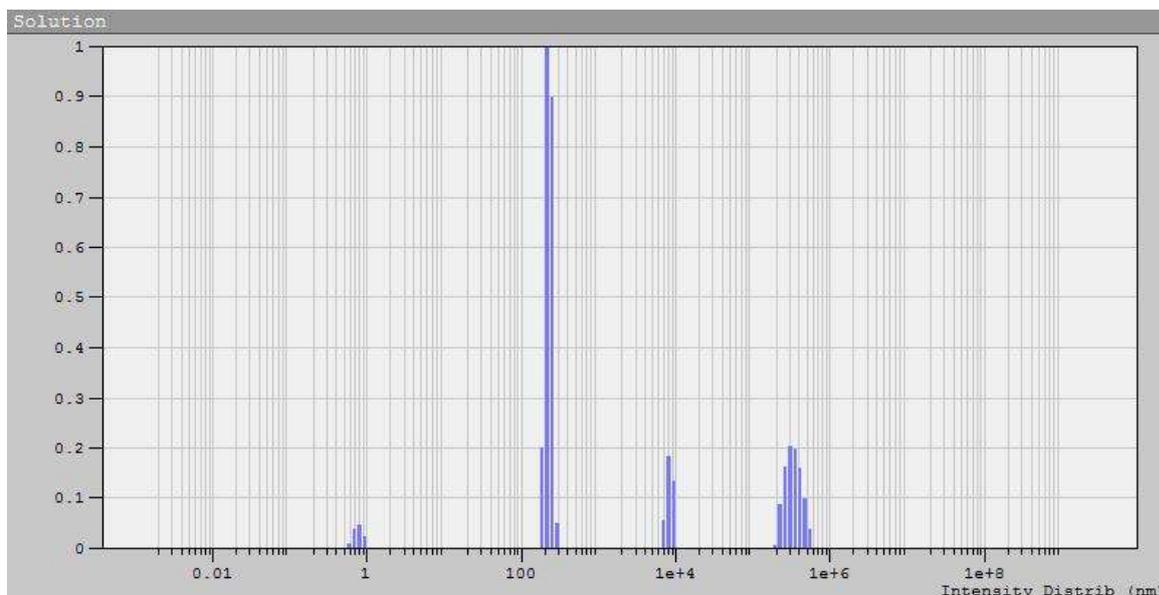
Вопросы генерации триплетных состояний являются важными и с биологической и медицинской точек зрения. Например, в терапии часто используют активную форму кислорода, которая, в свою очередь, наиболее удобно генерируется в тканях за счет переноса энергии с триплетного сенсibilизатора на молекулу кислорода в основном триплетном состоянии [4-6]. И хотя тетрацен не является хорошим биологически совместимым веществом, детальное исследование его свойств в модельных экспериментах и экспериментах *in vitro* может быть полезным для других, или смежных, но эксклюзивных приложений.

В литературе широко освещены исследования нанослоистого тетрацена, главным образом вследствие того, что он используется в органической электронике, где структура устройств предполагает такую слоистость. Однако, заметно меньшее внимание уделено наночастицам, особенно в области исследований магнитополевых эффектов люминесценции. К тому же, исследованные в литературе устройства органической электроники на основе тетрацена имеют слои других органических полупроводников с различным типом проводимости, что может сильно влиять на спин-селективные процессы, отвечающие за магнитополевой эффект люминесценции самого тетрацена.

В данной работе исследовались оптические и флуоромангнитополевые свойства нанокристаллов тетрацена, внедренных в матрицу поливинилового спирта (ПВС).

*Приготовление образцов.* Нанокристаллический тетрацен приготавливался методом пересадки, примененном ранее для полимера МЕН-PPV [7] и для кристаллов антрацена [8], в результате которого получаются коллоидные растворы в воде. В процессе синтеза получались нанокристаллы тетрацена, размеры которых находились в диапазоне 180-250 нм (рис. 2). В качестве матрицы для наночастиц была выбрана пленка из поливинилового спирта (ПВС). Для исключения возможного влияния данной полимерной матрицы, образцы макрокристаллического тетрацена также покрывались пленкой ПВС. Таким образом, образцы представляли собой стеклянные подложки, покрытые пленкой-матрицей ПВС с внедренными макрокристаллами и нанокристаллами тетрацена.

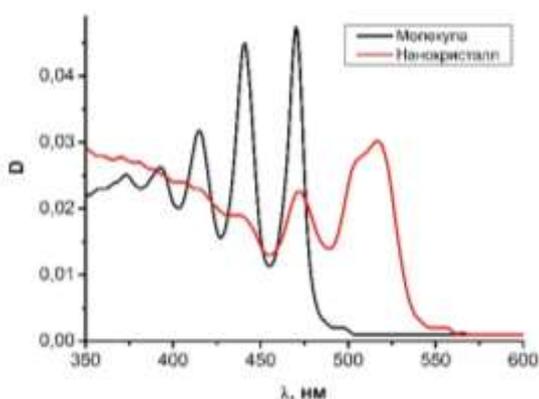
*Спектры люминесценции и оптического поглощения.* Известно, что спектры люминесценции и оптического поглощения веществ с разной степенью агрегации могут существенно различаться. В данном исследовании, спектры люминесценции и оптического поглощения нанокристаллов тетрацена показали сильное «красное» смещение в 50 нм относительно молекулярных спектров (рис. 3 и 4).



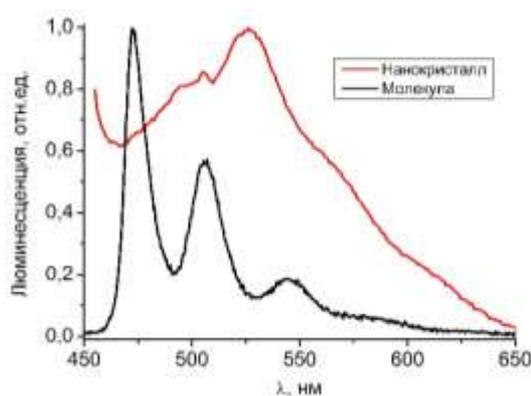
**Рис. 2.** Распределение размеров частиц коллоидного раствора нанокристаллов тетрацена в воде, полученное методом динамического рассеяния света.

Кроме того, изменения формы спектров схожи с изменениями, которые были продемонстрированы ранее для наночастиц антрацена [8] и МЕН-PPV [7]. Для наночастиц тетрацена также характерно «размывание» вибронных пиков, характерных для молекул аценов. Такое поведение тетрацена можно заметить даже при малой степени агрегации, например для би-тетраценов [9].

Кроме того, полученные нами спектры люминесценции и оптического поглощения наночастиц тетрацена показали промежуточное значение энергии синглетного экситона  $S_1 = 2.29$  эВ, тогда как для макрокристалла это значение несколько меньше [10].



**Рис. 3.** Спектры оптического поглощения молекул тетрацена в спиртовом растворе, и коллоидного раствора тетрацена в воде.



**Рис. 4.** Спектры люминесценции молекул тетрацена в спиртовом растворе, и нанокристаллов тетрацена в пленках ПВС. Люминесценция вызывалась облучением, с энергией фотонов 2,78 эВ, полупроводникового лазера.

*Магнитофотолюминесценция.* Обнаруживать и исследовать спин-селективные процессы удобно методом магнито­зависимой фотолюминесценции. Этот метод мы применили в данной работе с целью изучения влияния наноразмерности на процессы взаимопревращения синглетный экситон – пара триплетных экситонов. Магниточувствительная фотолюминесценция тетрацена обусловлена спин-селективным процессом рождения триплет-триплетной пары из возбужденного синглетного состояния экситона [11], [12-15]. Типичная магнитополевая зависимость для данного процесса характеризуется лоренцианоподобным минимумом в малых магнитных полях до 50 мТл, формирующим отрицательную часть эффекта за счет уменьшения относительной интенсивности флуоресценции, далее переходящим в рост относительной интенсивности флуоресценции в интервале 50 – 100 мТл, и формирующий положительную часть эффекта, с последующим выходом на насыщение в магнитных полях более 100 мТл. В ранних работах сообщалось, что для разных образцов абсолютное значение магнитного эффекта может варьироваться от 6% [16] до 38% в монокристаллах [11]. Кроме того, на величину эффекта также влияет степень чистоты кристаллов.

Такие значения магнитного эффекта являются, скорее, рекордными. Наиболее часто в литературе встречаются значения от единиц до сотых долей процента. По этой причине, критичным параметром является соотношение «сигнал / шум». В частности, в данной работе производилась регистрация интегральной (по спектру) полезной интенсивности фотолюминесценции. В качестве фотодетектора использовался фотодиод ФД-24К вк­упе со светофильтром ОС11, что позволяло эффективно собирать полезный люминесцентный сигнал, и одновременно избавиться от нежелательного рассеянного лазерного излучения. Для удобства наблюдения магнитофотолюминесцентного сигнала, в данной работе была выбрана схема с модуляцией магнитного поля.

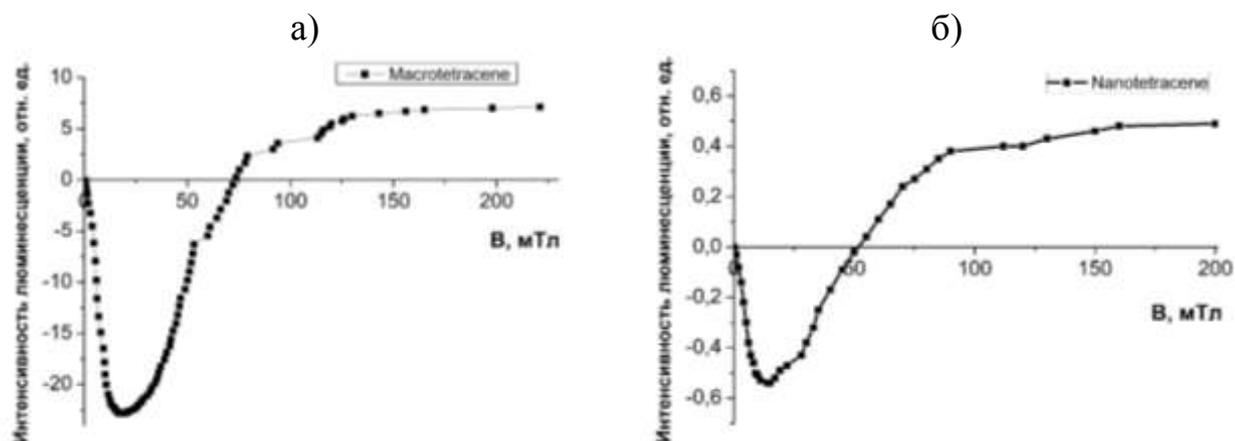


**Рис. 5.** Осциллограммы исходного сигнала генератора задающего модуляцию магнитного поля с частотой 200 Гц (синий меандр) и полезного периодического когерентного сигнала в виде желтого трека.

На рисунке 5 представлена осциллограмма полезного сигнала в виде желтого трека. Синий трек – меандр является исходным сигналом генератора задающего модуляцию магнитного поля с частотой 200 Гц. Как видно из рисунка, два этих сигнала являются когерентными. Сдетектированный по всем точкам магнитного поля сигнал в интервале 0 – 200 мТл, дает итоговую магнитофотолуминесцентную зависимость, представленную на рисунках ниже для макро- и нанокристаллов тетрацена (рис. 6).

*Обсуждение.* Сравнение спектров магнитозависимой фотолуминесценции показало заметное уменьшение амплитуды для образца нанотетрацена по сравнению с образцом в виде макрокристаллов. Нанокристаллы дают в 40 раз меньший магнитный эффект по сравнению с макрообразцами.

Спин-селективные процессы являются чувствительными ко многим факторам. В данной работе были выделены 3 наиболее сильно влияющие. Кроме физических размеров образцов, такие процессы особенно чувствительны к различного рода примесям.



**Рис. 6.** Магнитопольевые зависимости фотолуминесценции макрокристаллов (а) и нанокристаллов (б) тетрацена в ПВХ матрице.

В данной работе, интересующие нас макрокристаллы и нанокристаллы тетрацена были помещены в идентичную среду, в виде пленки из полимерной матрицы ПВХ. Это позволило убрать из рассмотрения нежелательные эффекты, появляющиеся за счет примесей. Другим фактором влияния является температура. С уменьшением температуры абсолютное значение магнитозависимой фотолуминесценции тетрацена падает. При нормальных условиях температурная зависимость является приблизительно линейной с наклоном около  $\sim 0,003 \% / C^0$  [11]. Следовательно, сильное падение величины эффекта в 40 раз может вызвать уменьшение температуры на сотни градусов. Таким образом, температурный фактор исключается, так как все измерения производились при комнатной температуре. Так как главный противостоящий делению процесс – триплет-триплетная аннигиляция, то вероятность ее прохождения увеличивается как квадрат концентрации триплетных экситонов. В свою очередь концентрация триплетных экситонов увеличивается при

увеличении интенсивности лазера и ведет к нежелательному уменьшению эффекта. Таким образом, третий влияющий фактор – интенсивность лазерной накачки – был исключен стабилизацией тока лазерного диода.

*Заключение.* Результаты работы позволяют говорить о заметном влиянии размеров кристаллов тетрацена на величину эффекта магнито­зависимой фотолюминесценции. При изменении физических размеров кристаллов тетрацена от миллиметрового до величин порядка сотен нанометров наблюдается падение амплитуды магнито­фотолюминесценции в 40 раз. Наиболее вероятным объяснением этого эффекта может быть увеличение скорости протекания обратного процесса – слияния триплетных экситонов с последующей аннигиляцией. В свою очередь, такое увеличение скорости ТГА может быть вызвано сильным уменьшением размеров пространства, в результате которого расщепленные триплетные экситоны отражаясь от границ нанокристалла остаются в ней, повышая вероятность актов ТГА.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках научного проекта № FSGU-2023-0003.

#### Список литературы

- 1 *Saragi T.P.I. and Reichert T.* Magnetic-field effects in illuminated tetracene field-effect transistors // *Appl. Phys. Lett.*, 2012. – V.100. – P. 073304.
- 2 *Pan Y.Y., Huang J., Wang Z.M., Yu D.W., Yang B. and Ma Y.G.* Computational investigation on the large energy gap between the triplet excited-states in acenes // *RSC Adv.*, 2017. – V.7. – P. 26697.
- 3 *Merrifield R. E., Avakian P. and Groff R. P.* Fission of singlet excitons into pairs of triplet excitons in tetracene crystals // *Chem. Phys. Lett.*, 1969. – V.3. – N.3. – P. 155.
- 4 *Ишемгулов А. Т., Летута С. Н., Пашкевич С. Н., Алиджанов Э. К., Лантух Ю. Д.* Длительная люминесценция сенсibilизаторов в условиях дефицита кислорода в тканях при фотодинамическом эффекте // *Оптика и спектроскопия*, 2017. – Т. 123. – № 5. – С. 818-824.
- 5 *A.A. Krasnovsky Jr., R.V. Ambartzumian* Tetracene oxygenation caused by infrared excitation of molecular oxygen in air-saturated solutions: the photoreaction action spectrum and spectroscopic parameters of the  $^1\Delta_g \leftarrow ^3\Sigma_g^-$  transition in oxygen molecules // *Chem. Phys. Lett.*, 2004. – V.400. – pp. 531–535.
- 6 *Жихорева А.А., Белашов А.В., Горбенко Д.А., Авдонкина Н.А., Балдуева И.А., Данилова А.Б., Гельфонд М.Л., Нехаева Т.Л., Семёнова И.В., Васютинский О.С.* Исследование морфологических изменений клеток злокачественных новообразований при фотодинамическом воздействии методами цифровой голографической микроскопии // *Химическая физика*, 2019. – Т. 38. – № 6. – С. 8-14.
- 7 *Kucherenko M.G., Penkov S.A.* Triplet exciton reactions in МЕН-PPV films registered by accompanying magneto-sensitive photoluminescence // *Journal of Photochemistry & Photobiology, A: Chemistry*, 2023. – V.437. – P. 114440.
- 8 *Пеньков С.А., Алимбеков И.Р., Неясов П.П., Кучеренко М.Г.* Экситонные и молекулярные спектры флуоресценции антрацена в пористых адсорбентах,

коллоидных и гомогенных растворах // В сборнике: IX Международная конференция по фотонике и информационной оптике. Сборник научных трудов. 2020. С. 447-448.

9 Sun T., Shen L., Liu H., Sun X., Li X. Synthesis and photophysical properties of a single bond linked tetracene dimer // J. Mol. Struct., 2016. – V.1116. – pp. 200-206.

10 Lim S.-H., Bjorklund T.G., Spano F.C., and Bardeen C.J. Exciton Delocalization and Superradiance in Tetracene Thin Films and Nanoaggregates // Phys. Rev. Lett., 2004. – V.92. – P. 107402.

11 Geacintov N., Pope M., and Vogel F. Effect of magnetic field on the fluorescence of tetracene crystals: Exciton fission // Phys. Rev. Lett., 1968. – V.22. – N.12. – P. 593.

12 Bouchriha H., Ern V., Fave J.L., Guthmann C., Schott M. Magnetic field dependence of singlet exciton fission and fluorescence in crystalline tetracene at 300 K // Journal de Physique, 1978. – V.39. – N.3. – pp. 257-271.

13 Smith M.B. and Michl J. Recent Advances in Singlet Fission // Annu. Rev. Phys. Chem., 2013. – V.64. – pp. 361–386.

14 Lukman S. et al. Tuning the role of charge-transfer states in intramolecular singlet exciton fission through side-group engineering // Nat. Commun., 2016. – V.7. – P. 13622.

15 Wakasa M., Yago T., Sonoda Y., Katoh R. Structure and dynamics of triplet-exciton pairs generated from singlet fission studied via magnetic field effects // Communications Chemistry, 2018. – V.1. - № 9.

16 J. M. Donnini and F. Abetino // Compt. Rend., 1968. – V. 266B. – P. 1618.

## РЕАЛИЗАЦИЯ МЕЖПРЕДМЕТНЫХ СВЯЗЕЙ ПРИ ИЗУЧЕНИИ ДИСЦИПЛИН «ФИЗИКА» И «ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА» СТУДЕНТАМИ ИНЖЕНЕРНЫХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ

Пискарёва Т.И., канд.техн.наук, Анисина И.Н., канд.техн.наук, доцент,  
Огерчук А.А., канд.пед.наук  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»

В настоящее время значительные перемены, происходящие в образовании, требуют новых методов и подходов.

Изучение дисциплины «Физика» как науки должно строиться не только в виде логических правил, но и посредством практических примеров, привлечения конкретных фактов из других дисциплин. Студентам необходимо показывать, что понятия и термины физики отражают многообразие процессов реальной действительности и только поэтому применяются для решения прикладных задач. При этом большая роль отводится межпредметным связям (рисунок 1).

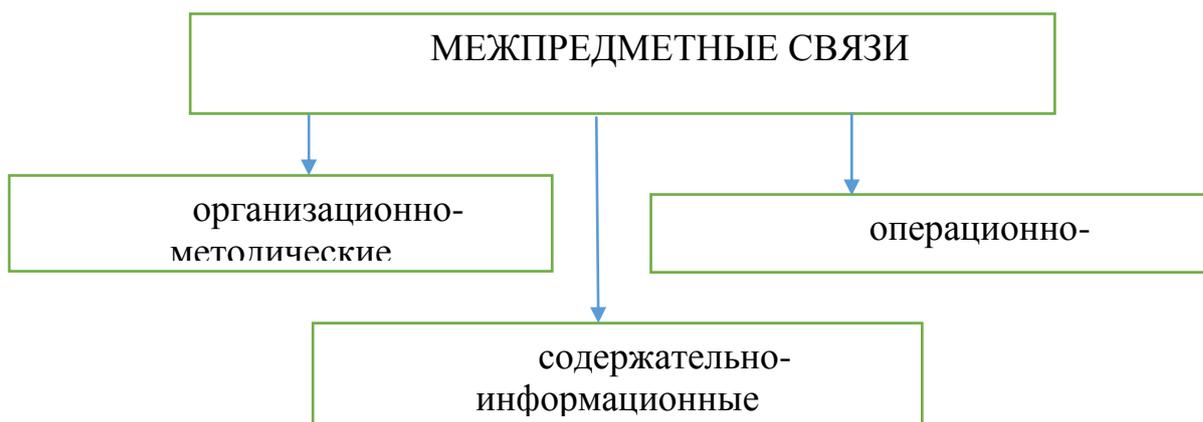


Рисунок 1 – Виды межпредметных связей

Обновление известного материала, усиление новизны изучаемой темы осуществляется при использовании преподавателем межпредметных связей при изучении физики. Их применение способствует подготовке высококвалифицированных, конкурентоспособных специалистов. В современной дидактике не существует однозначного определения понятия «межпредметные связи», так как это явление многомерно и не ограничивается рамками содержания, методов, форм организации обучения. Многие авторы определяют межпредметные связи как дидактическое условие обучения. При этом у разных авторов это дидактическое условие определяется по-разному. Например, А. В. Усова в своих работах определяет межпредметные связи как дидактическое условие повышения научно-теоретического уровня обучения,

развития творческих способностей учащихся, оптимизации процесса усвоения знаний, в конечном итоге, условие совершенствования всего учебного процесса, Н. М. Бурцева так же считает, что межпредметные связи – это дидактическое условие, только в ее понимании способствующее отражению в учебном процессе интеграции научных знаний, их систематизации, формированию научного мировоззрения, оптимизации учебного процесса и, наряду с этим позволяющее каждому учащемуся раскрыть и реализовать свои потенциальные возможности, опираясь на ценностные ориентации каждого [3]. Н. М. Черкес-Заде, признавая межпредметные связи как дидактическое условие, подчеркивает, что при правильном действии межпредметные связи не только способствуют систематизации учебного процесса и повышению прочности усвоения знаний обучающимися, но и вызывает усиление познавательного интереса студентов к обучению и вместе с тем приобщают к научным понятиям о законах природы, идеях, теориях. В результате знания становятся не только конкретными, но и обобщенными, что дает учащимся возможность переносить эти знания в новые ситуации и применять их на практике [3]. Такие исследователи как М. М. Левина, П. А. Лошкарева рассматривают межпредметные связи как дидактическое условие, которое обеспечивает не только систему знаний учащихся, но и развитие их познавательных способностей, активности, интересов, умственной деятельности

В систему высших учебных заведений межпредметные связи стали внедряться значительно позже и очень медленно, только в 90-е годы XX столетия появились очень исследования таких ученых, как Бруно Вильямс (Диалектика дисциплинарной и междисциплинарной научной деятельности в условиях единства обучения и исследования в вузах); С. А. Судариков, Ф. Н. Капуцкий (Физическая химия); С. Гроссман, Дж. Тернер (Математика для биологов); В. В. Кафаров, М. Б. Глебов (Математическое моделирование основных процессов химического производства); Л. В. Вилков, Ю. А. Пентин (Физические методы исследования в химии. Резонансные и электро-оптические методы) [4].

При реализации межпредметных связей необходимо выполнение следующих условий:

- четко формулировать цели и задачи, направленные на усвоение учебного материала;
- обеспечить активность студентов на обобщение знаний материала, полученных при изучении разных дисциплин;
- выявить причинно-следственные связи явлений и процессов.

В свою очередь, межпредметные связи позволяют:

- развивать у студентов способность обобщать знания, полученные при изучении смежных дисциплин;
- оптимизировать учебный процесс, излагая учебный материал посредством информационных технологий;

- создавать возможности для интеграции наук, необходимых в будущей профессиональной деятельности специалиста.

Физика – одна из наиболее важных наук, определяющая нашу жизнь на многих уровнях, изучающая законы природы и основные принципы взаимодействия материи и энергии, что позволяет применять ее знания в различных сферах жизни. Ее законы и принципы присутствуют во всем, от того, как мы ощущаем температуру, до создания самых мощных технологий.

Основными целями и задачами освоения дисциплины «Физика» являются:

- формирование навыков решения типовых физических задач, навыков работы измерительными инструментами и приборами;
- выявление и объяснение законов природы, которыми определяются все физические явления;
- формирование у студентов представлений об использовании физических законов и явлений в современных условиях;
- формирование умения использовать достижения современной физики в профессиональной деятельности.

Теоретическая механика не только позволяет объяснить ряд важных явлений в окружающем мире, но и служит научным фундаментом для многих технических дисциплин. Её методами и приёмами пользуются при всех технических расчётах, связанных с проектированием различных сооружений и машин и их эксплуатацией. Хотя человеческая деятельность включает в себя множество областей, в которых применение методов механики не является определяющим, всё же изучение теоретической механики играет огромную роль в развитии профессионального мышления техника или будущего инженера. С самых первых занятий студенты начинают понимать связь теоретической механики с такими общеобразовательными дисциплинами как физика.

Задачами и целями же дисциплины «Теоретическая механика» являются:

- формирование у студентов необходимых основ теоретических и практических знаний в области механики;
- знание методов расчетов на прочность, основ построения механизмов, применяемых в инженерной деятельности;
- умение оценивать состояние конструкции и отдельных ее элементов под действием силовых нагрузок, проводить расчеты на прочность элементов конструкций, владеть методами расчета на прочность деталей конструкций при статических и динамических нагрузках при решении профессиональных задач.

Поставленные цели и задачи данных дисциплин переплетаются между собой. Освоение одной дисциплины способствует изучению другой, и наоборот. Примерный материал для межпредметных связей учебной дисциплины «Физика» с дисциплиной «Техническая механика»:

- Знание и применение основных законов равновесия и движения материальных тел (статика, кинематика и динамика);
- Знание единиц измерения системы СИ;
- Знание основных понятий: механическое движение, покой, материальная точка, абсолютно твёрдое тело, скаляр, вектор, сила, проекция силы, центр тяжести, траектория, расстояние, путь, скорость, ускорение, прямолинейное движение, криволинейное движение, равномерное движение, равноускоренное движение, равнозамедленное движение, поступательное движение тела, вращательное движение тела, масса, сила тяжести (вес), инерция, трение, работа, мощность, КПД, количество движения, импульс, потенциальная энергия, кинетическая энергия, деформация

Для реализации предложенных задач целесообразно использовать разнообразные формы организации учебного процесса: лекции, лабораторные работы, расчетно-графические задания, проблемные занятия и т.д.

Таким образом, межпредметные связи играют важную роль в повышении как научно-теоретической, так и практической подготовки студентов инженерных специальностей.

#### Список литературы

1 Дмитриева В.Ф. Физика для профессий и специальностей технического профиля. Учебник -М.: Издательский центр «Академия», 2015. – 138 с.

2 Усова А.В., Янцен В.Н., Тулькибаева Н.Н. Методические рекомендации о реализации межпредметных связей в профессионально-методической подготовке учителя физики в педвузе. Челябинск: Изд-во ЧГПИ, 1986.- 17 с.

3 Синяков А. П. Дидактические подходы к определению понятия «межпредметные связи» учителей / Синяков А. П. [Электронный ресурс]. — Режим доступа <http://cyberleninka.ru/>;

4 Медведев, Д. Г. Межпредметные связи как условие повышения эффективности обучения студентов теоретической механике Веснік Мазырсага дзяржаўнага педагагічнага ўніверсітэта імя І. П. Шамякіна 2017. - № 1. - С. 94-100 - Режим доступа <https://cyberleninka.ru/>

# ИЗУЧЕНИЕ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛУПРОВОДНИКА В ЛАБОРАТОРНОМ ПРАКТИКУМЕ ПО РАДИОЭЛЕКТРОНИКЕ

**Исеркепов Т.А., Шихавцов М.А.,  
Русинов А.П., канд. физ.-мат. наук, доцент**  
**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»**

Радиоэлектроника – раздел областей науки и техники, связанных с передачей и преобразованием информации на основе использования радиочастотных электромагнитных колебаний и волн; основные из них – радиотехника и электроника. Предметом радиотехники является использование электромагнитных колебаний радиочастотного диапазона для передачи информации на большие расстояния. Предметом электроники является использование движения носителей электрического заряда в вакууме, газах, жидкостях и твердых телах для создания на этой основе устройств сбора, хранения, передачи и обработки информации [1-2].

При изучении дисциплины «Радиоэлектроника» одним из ключевых является понятие нелинейной электрической цепи. Такие цепи обязательно содержат в себе помимо линейных элементов: резисторов, конденсаторов и катушек индуктивности, нелинейные элементы: диоды, транзисторы и пр. К линейным относят элементы, для которых соотношение действующих на них токов и напряжений не зависит от их величины, а остается постоянным, т.е. для таких элементов выполняется закон Ома. При описании взаимосвязи токов и напряжений в нелинейных элементах подобный подход не применим. В случае диодов эта взаимосвязь определяется вольт-амперной характеристикой (ВАХ) – зависимостью  $I(U)$ , задаваемой чаще всего графически. Для транзисторов же используются семейства входных и выходных характеристик, по физическому смыслу близкие ВАХ диода. Глубокое понимание студентами принципов работы нелинейных полупроводниковых элементов формируются при использовании лабораторной формы проведения занятий, в частности студентам 3-го курса направлений подготовки 03.03.02 Физика и 03.03.03 Радиофизика для этого предлагается работа «Вольт-амперные характеристики полупроводниковых диодов» [3].

В данной статье обсуждаются некоторые методические идеи для повышения наглядности процесса выполнения измерений и обеспечения более глубокого понимания обучающимися физических процессов протекающих в полупроводниковых устройствах.

При выполнении работы студентам предлагается использовать лабораторный стенд (рис.1), на котором реализована схема измерения ВАХ диода с выводами для подключения вольтметра (разъемы V1 и V2), амперметра (разъемы A1 и A2) и элемента питания 6F22 с номинальным напряжением 9В (клемма E).

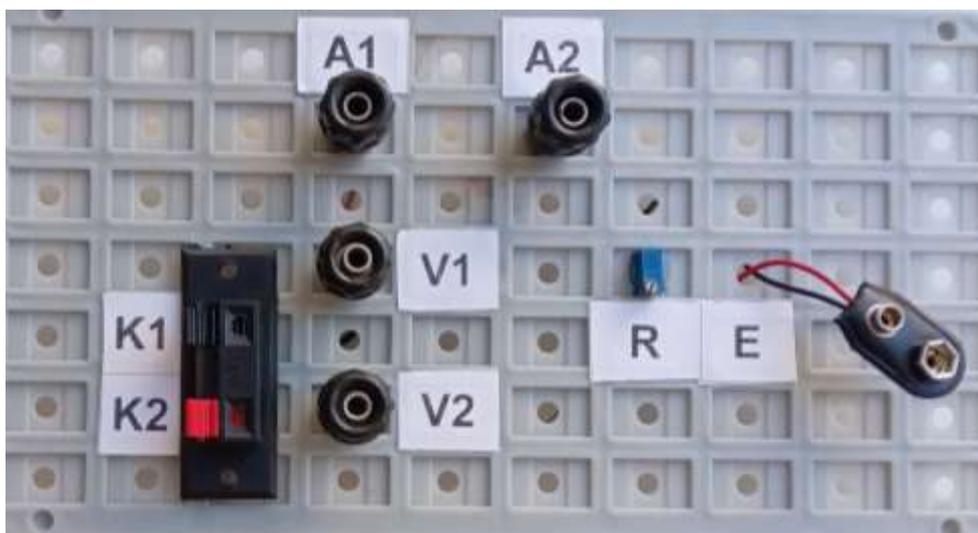


Рисунок 1 – Внешний вид лабораторного стенда

Регулировка падения напряжения на диоде осуществляется с помощью подстрочного резистора  $R$ , его использование позволяет существенно увеличить точность регулировки по сравнению обычным переменным резистором и одновременно сформировать у студентов навык работы с таким типом резисторов. Этот навык необходим, например, при настройке схем транзисторных усилителей и генераторов на требуемый режим работы и вывод транзистора на нужную рабочую точку. Подключение полупроводникового диода производится в зажимные клеммы  $K1$ - $K2$ , это позволяет, не меняя общей схемы, включать диод и в прямом и в обратном направлении (рис. 2). Для измерения значения тока и напряжения используются цифровые мультиметры UT30D или аналогичного типа, один в режиме вольтметра (диапазон – единицы вольт), другой в режиме амперметра (диапазон – десятки миллиампер при прямом включении диода и десятки микроампер при обратном).

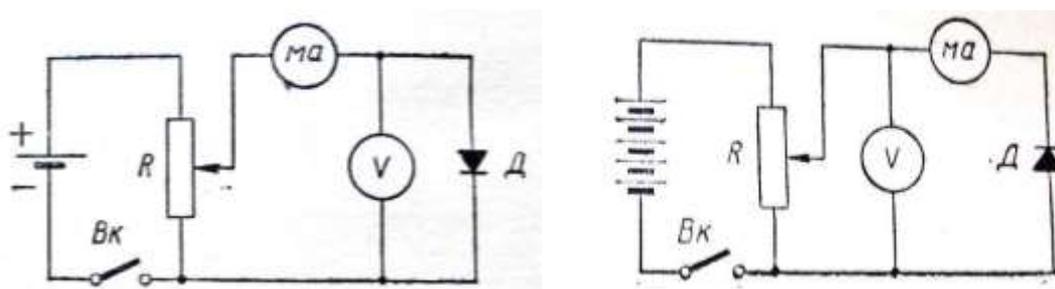


Рисунок 2 – Принципиальные схемы стенда при прямом (слева) и в обратном (справа) включении диода

В качестве заданий в данной лабораторной работе студентам традиционно предлагается измерить ВАХ выпрямительного диода и по ней определить коэффициент выпрямления и внутреннее сопротивление диода при

различных напряжениях, а из ВАХ стабилитрона определить напряжение стабилизации (рис. 3).

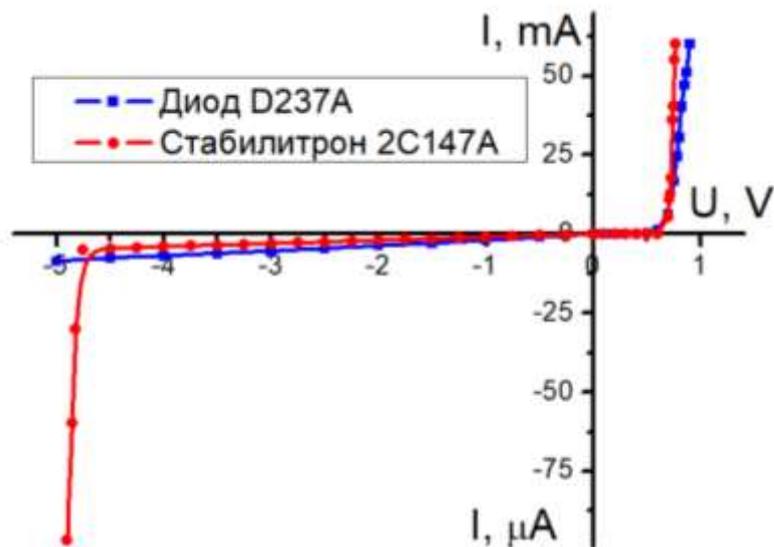


Рисунок 3 – Вольт-амперные характеристики полупроводниковых диодов [Исеркепов Т.А., Шихавцов М.А., отчет по лабораторной работе №3]

Для того, чтобы сделать процесс выполнения измерений более наглядным и сформировать у обучающихся понимание связи ВАХ с энергетической структурой полупроводника обучающимся в следующем задании предлагается выполнить измерения ВАХ светодиодов. При этом выбираются светодиоды одной линейки производителя, но разного спектрального диапазона. В данной работе рассмотрены характеристики красного, желтого, зеленого, синего и фиолетового светодиодов.

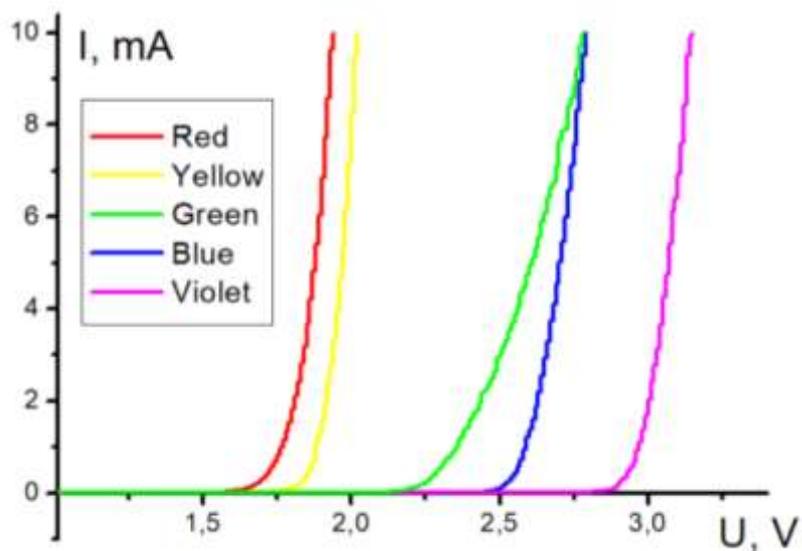


Рисунок 4 – Вольт-амперные характеристики светодиодов различного спектрального диапазона

Из рисунка 4 видно, что ВАХ данных светодиодов в целом ведут себя схоже, только имеет место монотонное смещение экспериментальных кривых в сторону больших значений напряжений по мере перехода от «красного» к «фиолетовому» цвету светодиодов. Так как испускаемый спектр излучения определяется шириной запрещенной зоны полупроводника, то анализ измеренных зависимостей приводит студентов к выводу о том, что напряжение открывания светодиода и соответствует ширине запрещенной зоны  $E_g$ . Тогда, например, выбрав уровень открывания в 0.5 мА (при этом значении тока свечение светодиодов уже определяется визуально) можно определить для каждого диода ширину зоны и соответствующую ей длину волны излучения.

Таблица 1 – Данные вольт-амперных измерений

Цвет СД	Красный	Желтый	Зеленый	Синий	Фиолетовый
$E_G$ , эВ	1,73	1,87	2,3	2,56	2,95
$\lambda$ , нм	719	665	540	486	421

При этом несомненный интерес вызывает сравнение полученных результатов с реальными спектрами излучения светодиодов. Очевидно, что этот вопрос несколько выходит за рамки лабораторного практикума по радиоэлектронике, однако при использовании современных ПЗС спектрометров и соответствующего ПО [4] измерение спектра диода осуществляется буквально «нажатием одной кнопки». При отсутствии такого оборудования спектры светодиодов могут быть сняты заранее и предоставлены студентам в графическом или электронном варианте.

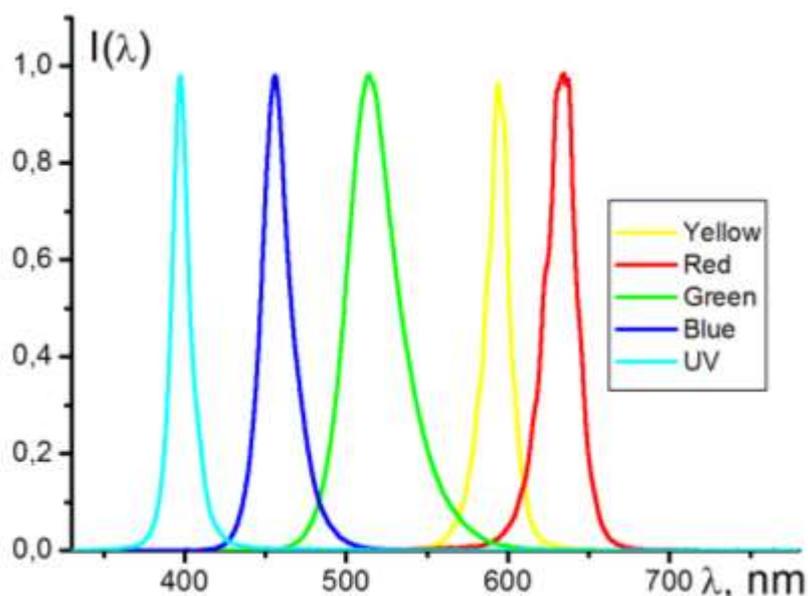


Рисунок 5 – Спектры излучения светодиодов

Из полученных спектров легко определить длину волны излучения светодиодов в максимуме линии и соответствующую ей энергию квантов.

Таблица 2 - Данные спектральных измерений

Цвет СД	Красный	Желтый	Зеленый	Синий	Фиолетовый
$\lambda$ , нм	633	594	514	456	397
$h\nu$ , эВ	1,96	2,09	2,42	2,73	3,13

Сравнение соответствующих значений из таблиц 1 и 2 показывает, что энергия квантов  $h\nu$  определенная из спектральных измерений, превышает значения  $E_G$  полученные из ВАХ светодиодов на 0.1-0.2 эВ, а длины волн соответственно смещены в коротковолновую область.

Поиск объяснения этого расхождения требует от студентов анализа как применяемых экспериментальных методик, с главным вопросом «что же мы фактически измеряем», так и более глубокого понимания основ зонной теории полупроводников. Примерную логику решения этой проблемы приведем далее.

В электронике ширину запрещенной зоны в полупроводнике определяют как разницу между энергией «дна»  $E_C$  зоны проводимости и «потолка»  $E_V$  валентной зоны

$$E_G = E_C - E_V,$$

однако нужно понимать, что четких границ у этих зон не существует. В физике твердого тела для приближения квазисвободных электронов показано [5], что плотность квантовых состояний в зоне проводимости меняется по закону

$$N_S(\varepsilon) \sim \sqrt{\varepsilon - E_C}, \quad \varepsilon > E_C.$$

При этом, степень заполнения этих состояний подчиняется статистике Больцмана

$$g_B(\varepsilon) \sim \text{Exp}\left(-\frac{\varepsilon - E_C}{kT}\right), \quad \varepsilon > E_C,$$

а концентрация электронов  $n_e(\varepsilon)$  в зоне проводимости будет определяться произведением функций  $g_B(\varepsilon) \cdot N_S(\varepsilon)$  и иметь максимум несколько выше  $E_C$  (см. рис. 6). Для валентной зоны рассуждения и зависимости в целом аналогичны, но с учетом знака носителей заряда ось энергий будет инвертирована.

Следовательно, момент «открытия» диода, т.е. начала протекания по нему тока отвечает приложенному напряжению равному  $E_C - E_V$  выраженному в

электронвольтах, а максимум спектра испускания соответствует энергетическому зазору между максимумами распределения электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне и последний, очевидно будет больше.

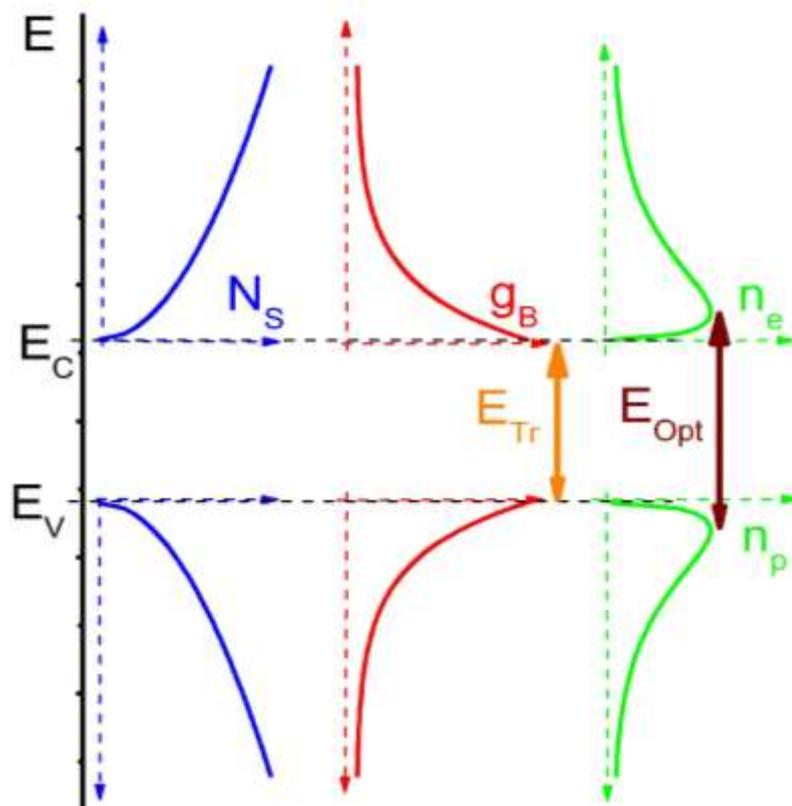


Рисунок 6 – Плотность квантовых состояний, распределение Больцмана и концентрация свободных носителей в зоне проводимости и валентной зоне

Таким образом, из вольт-амперных характеристик определяется разность энергий между фактическими границами зоны проводимости и валентной зоны т.н. транспортная ширина  $E_{Tr}$ , а из оптических спектров определяется разность энергий между областью с максимальной концентрацией электронов в зоне проводимости и областью с максимальной концентрацией дырок в валентной зоне  $E_{Opt}$ . Их сравнение позволяет оценить энергетический зазор между фактическим «дном» или «потолком» зон и областью с максимальной концентрацией носителей в них.

Обычно в теоретических моделях зонной энергетической структуры полупроводников и их практических приложениях, в частности в радиоэлектронике,  $E_C$  и  $E_V$  отождествляют с областями максимума плотности электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, размытием границ зон при этом пренебрегают. Выполнение же предложенных в статье заданий позволяет студентам и глубже разобраться в теории вопроса и порассуждать об обоснованности такого приближения.

### Список литературы

1. Немцов, М.В. Электротехника и электроника. – Москва : Высш. шк., 2007. - 560 с.
2. Давыдов, В.Н. Твердотельная электроника : учебное пособие – Томск : ТУСУР, 2013. – 175 с.
3. Выполнение лабораторной работы по дисциплине "Радиоэлектроника". Вольт-амперные характеристики полупроводниковых диодов: метод. ук. / сост.: А.П. Русинов, С.А. Пеньков. – Оренбург : ОГУ, 2023. – 22 с.
4. Русинов, А.П. Сопряжение ПЗС спектрометра ВМ-6002А с программно-измерительным комплексом ЦЛИБФ / А.П. Русинов // Теория и практика инновационных исследований в области естественных наук : материалы Всерос. науч.-практ. конф. с междунар. участием, – Оренбург : ОГУ, 2022. – С. 387-389.
5. Шевченко, О.Ю. Основы физики твердого тела: учебное пособие – СПб: СПбГУ ИТМО, 2010. – 76 с.

# **ВЛИЯНИЕ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА И СЕРЕБРА НА ГЕНЕРАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСТВОРОВ ЛАЗЕРНОГО КРАСИТЕЛЯ РОДАМИН 6G**

**Русинов А.П., канд. физ.-мат. наук, доцент,  
Кучеренко М.Г., д-р физ.-мат. наук, профессор,  
Степанов В.Н., канд. физ.-мат. наук, доцент**

**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»**

Наиболее привлекательными источниками мощного, перестраиваемого по частоте когерентного излучения являются лазеры на красителях, в которых чаще всего используется активная среда в виде растворов красителей. Несмотря на многообразие конструкций подобных лазерных систем, активно ведутся работы по улучшению их генерационных характеристик [1-3]. Так, в ряде работ рассматриваются активные оптические среды с внедренными в них плазмонными наночастицами, которые за счет поляризации значительно изменяют локальные электромагнитные поля в ближней зоне частицы, что приводит к изменению радиационных и безызлучательных характеристик атомов и молекул в среде [4]. При этом рассматриваются как традиционные – резонаторные конструкции лазеров [5] и изучается влияние наночастиц на порог генерации, фотостабильность растворов красителей и пр., так и новые подходы к построению лазерных систем, например, спазеры или дипольные нанолазеры [6-10].

## *Описание экспериментальной установки*

Для изучения влияния плазмонных наночастиц на генерацию собрана экспериментальная схема лазера на красителях (рис. 1) с жидкой активной средой в виде раствора органического красителя. Для накачки лазера на красителях использовалась вторая гармоника ( $\lambda=532$  нм) импульсного YAG:Nd лазера LQ 629B (1) с энергией и длительностью импульса 67 мДж и 10 нс соответственно. Раствор красителя помещался в стеклянную кювету (2) с оптической толщиной 5 мм и объемом 2,5 мл, луч накачки фокусировался в пятно с размерами порядка 1-2 мм и воздействовал на кювету с торца, резонатор лазера был сформирован глухим зеркалом (3), прислоненным вплотную к кювете с одной стороны, и противоположной гранью кюветы. Объем кюветы обеспечивает хорошие условия для перемешивания раствора и исключает его фотообесцвечивание. Выбранная схема накачки создает в растворе активную область с размерами порядка толщины резонатора, что значительно уменьшает

перепоглощение излучения лазера на красителях неактивированным раствором. В качестве системы регистрации одновременно используются измеритель мощности лазерного излучения FieldMaster QS (6) в режиме измерения энергии импульса и ПЗС-спектрометр ВМ-6002А (5).

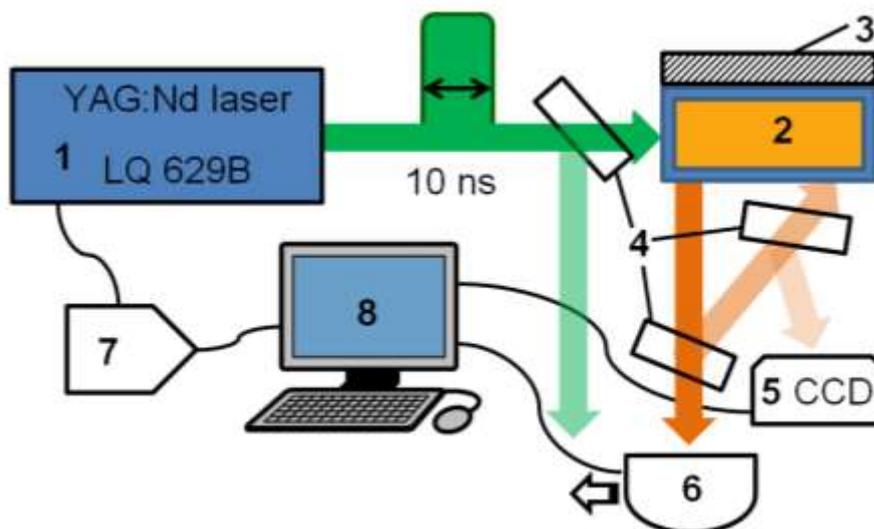


Рисунок 1 – Экспериментальная схема лазера на красителях с регистрацией спектра генерации. 1 – лазер накачки, 2 – кювета с красителем, 3 – глухое зеркало, 4 – стеклянные пластинки, 5 – ПЗС-спектрометр, 6 – измеритель энергии импульса, 7 – задающий генератор лазера, 8 – компьютер

Для ослабления энергии импульса излучения лазера на красителях до допустимых для спектрометра значений луч последовательно переотражался от нескольких стеклянных пластин. При почти нормальном падении излучения на две пластины это дает ослабление импульса примерно в 100 раз при полной спектральной «нейтральности» такого фильтра.

#### *Подготовка экспериментальных образцов*

Для проведения экспериментальных измерений были приготовлены водные растворы органического красителя родамин 6G с добавлением наночастиц золота или серебра. Наночастицы были синтезированы методом цитратного восстановления, распределение по размерам приведено на рис. 2. Распределение по размерам плазмонных наночастиц у серебряных наночастиц более компактно, чем у золотых. Средние радиусы почти совпадают: Ag – 24.4 nm, Au – 23.3 nm. Объем каждого раствора составлял 5 мл, концентрация красителя во всех растворах была одинакова –  $2 \cdot 10^{-4}$  моль/л, а концентрация наночастиц варьировалась от 0 до  $1,2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-1}$  с шагом  $3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-1}$ , а от  $1,2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-1}$  до  $2,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-1}$  с шагом  $6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-1}$  ( $2,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-1} = 4 \cdot 10^{-11}$  моль/л).

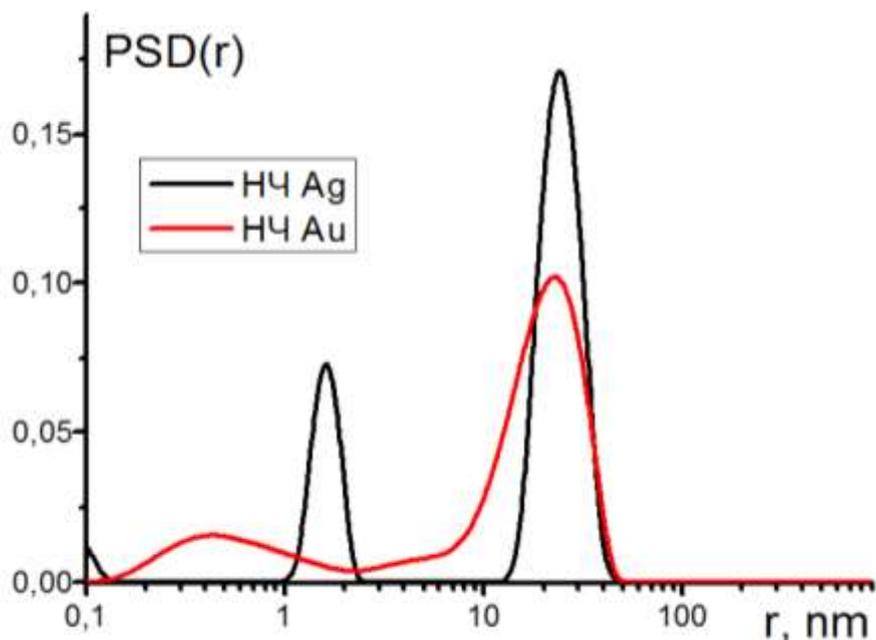


Рисунок 2 – Распределение синтезированных наночастиц по размерам полученное методом лазерной корреляционной спектроскопии

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

Лазерная генерация на исследуемых растворах определяется визуально, из грани кюветы выходит направленный луч со сложной модовой структурой, для раствора красителя без НЧ энергия генерируемого импульса составляет 3.8 мДж, чему соответствует КПД преобразования в 5.7%. В спектрах генерации (рис. 2) наблюдается интенсивная линия излучения на длине волны около 560 нм вблизи максимума спектра люминесценции родамина 6G.

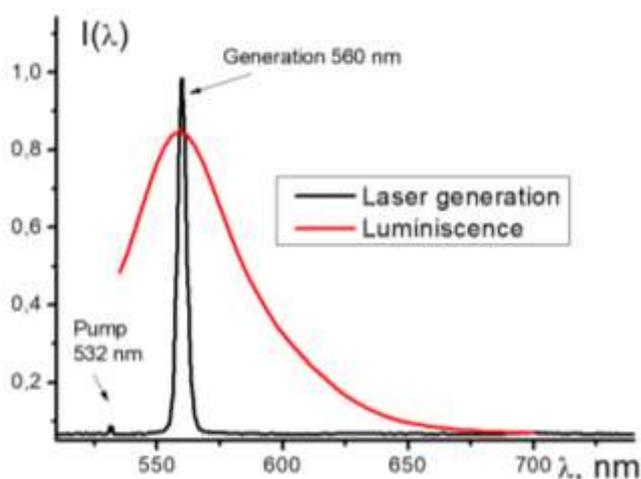


Рисунок 2 – Спектр генерации и спектр люминесценции раствора родамина 6G с концентрацией  $2 \cdot 10^{-4}$  моль/л при ослаблении излучения в  $10^4$  (без НЧ)

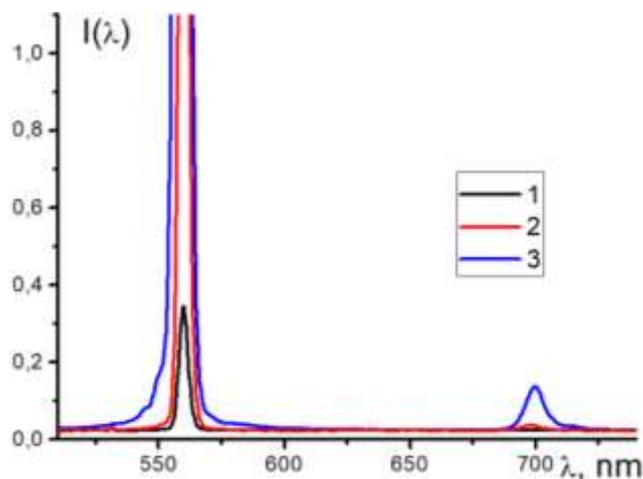


Рисунок 3 – Спектр генерации раствора родамина 6G с концентрацией  $2 \cdot 10^{-4}$  моль/л при ослаблении импульса излучения 1 – в  $10^4$ , 2 – в  $10^3$  и 3 – в  $10^2$  раз (без НЧ)

Для регистрации спектра полностью входящего в область чувствительности спектрометра необходимо ослабление излучения примерно на 4 порядка (переотражение от 4 пластин). При этом нужно учитывать, что регистрируемый спектр генерации сильно уширен как разрешением прибора (порядка 0.5 нм), так и его конструктивными особенностями (в режиме насыщения ячейка ПЗС-матрицы передает заряд на соседние ячейки).

На рисунке 3 приведены сравнительные спектры генерации от раствора родамина 6G с концентрацией  $2 \cdot 10^{-4}$  моль/л при ослаблении импульса излучения на 4, 3 и 2 порядка соответственно. Помимо основной линии генерации на 560 нм заметна линия излучения на 700 нм, ее интенсивность примерно в 250 раз меньше интенсивности основной линии генерации. Полагаем, что эта линия обусловлена индуцированными переходами  $T_1-S_0$  молекул красителя, так как излучение на ней обладает пространственной направленностью характерной для лазерного излучения. В последующих экспериментах в качестве измеряемой характеристики использовалась именно длинноволновая линия излучения.

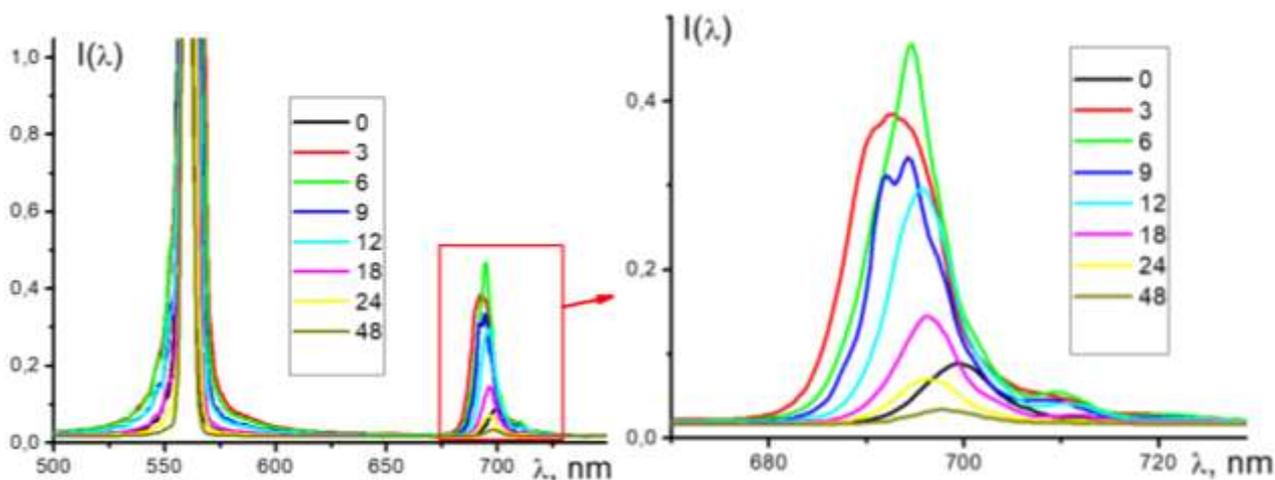


Рисунок 4 – Спектры генерации раствора родамина 6G с концентрацией  $2 \cdot 10^{-4}$  моль/л при различных концентрациях НЧ Au (концентрации в легенде измеряются в  $10^9 \text{ см}^{-3}$ ). Справа в более крупном масштабе приведены спектры длинноволновой полосы генерации

При добавлении НЧ золота в концентрациях до  $6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  наблюдается усиление генерации молекул красителя, затем, при больших концентрациях оно сменяется ослаблением сигнала (рис. 4-5). Из рисунка 6 видно, что добавление НЧ Au усиливает генерацию раствора родамина 6G примерно в 5 раз. Также на длинноволновой полосе генерации обнаружено незначительное смещение длины волны ее максимума (рис. 7), данная зависимость практически инвертирована по сравнению с кривыми на рисунке 5.

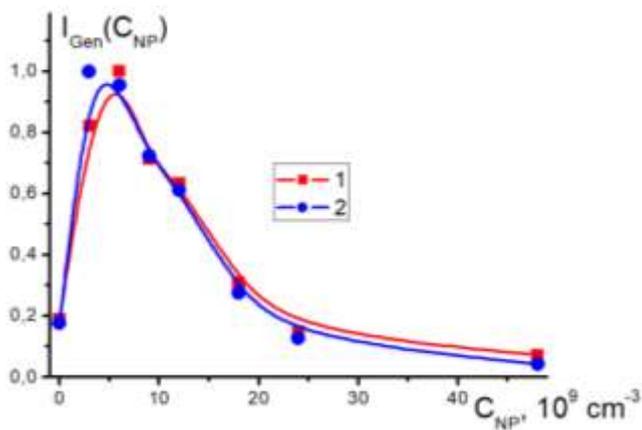


Рисунок 5 – Зависимость генерационных характеристик раствора родамина 6G с концентрацией  $2 \cdot 10^{-4}$  моль/л при различных концентрациях НЧ Au для полосы на 700 нм. 1 – максимальная интенсивность в соответствующей полосе генерации, 2 – относительный квантовый выход (площадь под спектром полосы генерации)

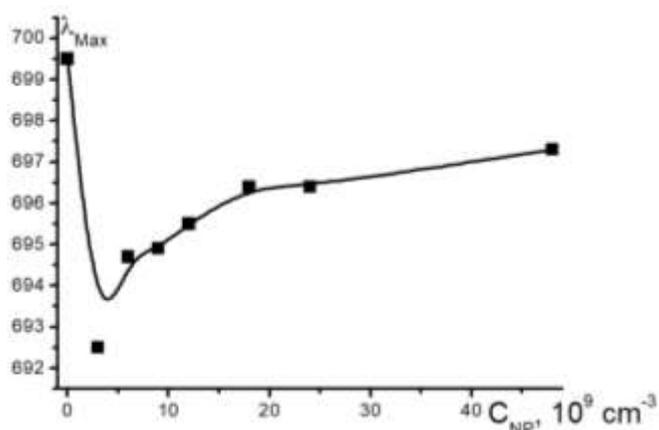


Рисунок 6 – Зависимость длины волны максимума длинноволновой полосы генерации водного раствора родамина 6G с концентрацией  $2 \cdot 10^{-4}$  моль/л при различных концентрациях НЧ Au

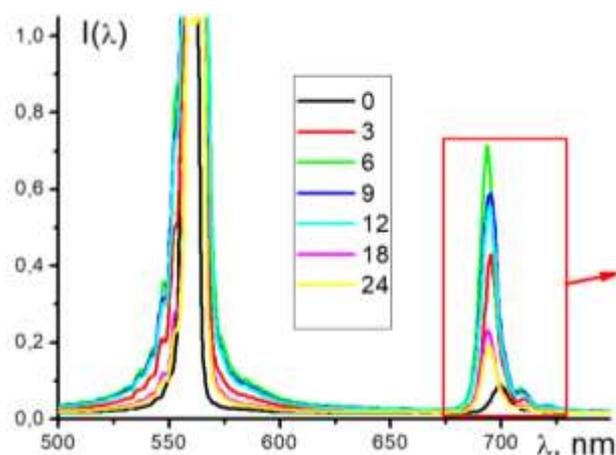


Рисунок 7 – Спектры генерации раствора родамина 6G с концентрацией  $2 \cdot 10^{-4}$  моль/л при различных концентрациях НЧ Ag (концентрации в легенде измеряются в  $10^9 \text{ см}^{-3}$ ).

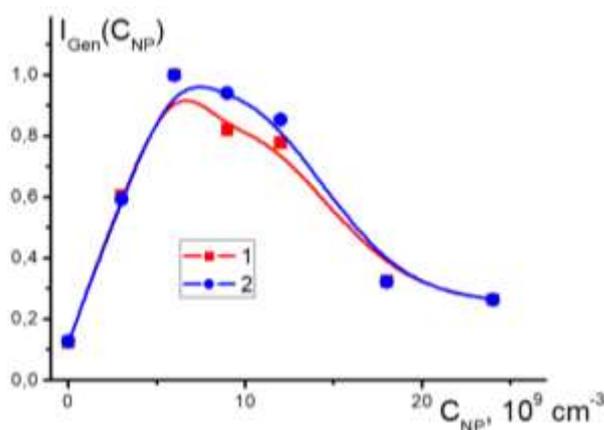


Рисунок 8 – Зависимость генерационных характеристик раствора родамина 6G с концентрацией  $2 \cdot 10^{-4}$  моль/л при различных концентрациях НЧ Ag для полосы на 700 нм. 1 – максимальная интенсивность в соответствующей полосе генерации, 2 – относительный квантовый выход (площадь под спектром полосы генерации)

Влияние НЧ серебра на генерацию лазера на красителях, в целом аналогично (рис. 7-8), максимальное усиление генерации раствора родамина 6G также наблюдается при концентрации НЧ Ag до  $6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ , однако амплитуда эффекта существенно выше – примерно в 10 раз. Смещение длины волны максимума генерации при добавлении НЧ Ag, также имеет место, но выражено менее явно.

### Оболочечный нанолазер на основе плазмонных сферических частиц

Если молекулы родамина 6G в растворе адсорбируются на поверхности наночастиц золота или серебра, образуя сферическую оболочку с центрами, подвергающимся накачке, то такая система может переходить в спазерный режим генерации электромагнитного поля [8-9]. В [10], по аналогии с моделью спазера, предложенной в [8-9], получено выражение для амплитуды  $E_1$  в слоистом нанолазере-спазере, которая пропорциональна величине генерируемого поля, как в самой оболочке, так и в металлическом коре Au или Ag НЧ. Структура этого выражения для амплитуды поля обеспечивает характерный пороговый режим генерации нанолазера-спазера

$$E_1(\omega) = \left\{ \frac{\alpha}{\beta} \frac{\omega_{21}}{\omega} \frac{-i + \frac{\omega^2 - \omega_{21}^2}{2\omega/T_2}}{(\varepsilon(\omega) - \varepsilon_{1m}) - \frac{3\varepsilon(\omega)C^\pm}{(R_1^3 + 2C^\pm)}} - \frac{1}{\beta} \left[ 1 + \left( \frac{\omega^2 - \omega_{21}^2}{2\omega/T_2} \right)^2 \right] \right\}^{1/2}, \quad (1)$$

где коэффициенты  $C^\pm(\omega)$ , определены формулами [10]

$$C^\pm(\omega) = V(\omega) \pm \sqrt{V^2(\omega) + \frac{R_1^3 R_2^3}{2}}, \quad (2)$$

$$V(\omega) = \frac{[2(\varepsilon(\omega) - \varepsilon_m)R_1^3 - (\varepsilon(\omega) - 4\varepsilon_m)R_2^3]}{4[\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_m]}.$$

Здесь в (2)  $\varepsilon_m$  – диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей пространство вне композита. Внутренняя шаровая сердцевина слоистого нанокompозита имеет радиус  $R_1$  и характеризуется диэлектрической проницаемостью, характерной для металла и определяемой формулой Друде-Лоренца ( $\omega_p, \gamma$  – плазменная частота и частота столкновений электронов)

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}.$$

Коэффициенты

$$\alpha = 4\pi |\mathbf{d}_{ge}|^2 \frac{n_0 T_2}{\hbar}, \quad \beta = |\mathbf{d}_{ge}|^2 \frac{T_1 T_2}{\hbar^2},$$

в (7) определяются квадратом модуля дипольного момента перехода  $\mathbf{d}_{ge}$  в двухуровневой молекулярной системе (ДУС), временами релаксации  $T_1, T_2$  ДУС и равновесной объемной инверсией  $n_0$ .

Порогу генерации нанолазера [9] отвечает следующее выражение для порогового значения  $D_{thresh}$  его инверсии [10]

$$D_{thresh} = \frac{\omega_{sp}}{\omega_0} \left( 1 + \left( \frac{\omega_{sp}^2 - \omega_0^2}{2\omega_{sp}\Gamma} \right)^2 \right) \operatorname{Re} \left[ \frac{\varepsilon(\omega_{sp}) \left( 1 - \frac{C^\pm}{R_1^3} \right) / \left( 1 + \frac{2C^\pm}{R_1^3} \right) - \varepsilon_{1m}}{-i + \frac{\omega_{sp}^2 - \omega_0^2}{2\omega_{sp}\Gamma}} \right]. \quad (3)$$

Выражение для частоты  $\omega_{sp}$  спазирования [9] получаем из уравнения

$$\operatorname{Im} \frac{\varepsilon(\omega_{sp}) \left( 1 - \frac{C^\pm}{R_1^3} \right) / \left( 1 + \frac{2C^\pm}{R_1^3} \right) - \varepsilon_{1m}}{-i + \frac{\omega_{sp}^2 - \omega_0^2}{2\omega_{sp}\Gamma}} = 0. \quad (4)$$

Здесь в (4)  $T_2 = \Gamma^{-1}$  – время фазовой релаксации ДУС активной среды.

### *Заключение*

В работе представлены результаты экспериментального исследования влияния наночастиц золота и серебра на генерационные характеристики растворов лазерного красителя родамин 6G. Помимо основной линии генерации на 560 нм, обнаружена линия излучения на 700 нм, обусловленная индуцированными переходами  $T_1-S_0$  молекул красителя, с интенсивностью примерно в 250 раз меньше интенсивности основной линии генерации. Показано, что при добавлении в раствор красителя НЧ золота в концентрациях до  $6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  наблюдается усиление генерации примерно в 5 раз, затем, при больших концентрациях оно сменяется ослаблением. Влияние НЧ серебра на генерацию лазера на красителях, в целом аналогично, однако амплитуда эффекта существенно выше – примерно в 10 раз.

Сделано предположение о возможности перехода коллоидной системы в особый режим генерации электромагнитного поля, связанный со спазированием оболочечной наночастицы с глобулярным плазмонным резонатором и приведены выражения для амплитуды генерируемого поля в спазере и порогового значения инверсии. Активная среда в виде коллоидного раствора с оболочечными наночастицами может демонстрировать сложный режим генерации света, включающий в себя стадию спазирования в плазмонном нанорезонаторе.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках научного проекта № FSGU-2023-0003.

## Список литературы

1. Lawandy, N.M. Random laser / N.M. Lawandy, R.M. Balachandran // Nature – 1995 – Vol. 373 – P. 204-208.
2. Летохов, В.С. Генерация света рассеивающей средой с отрицательным резонансным поглощением // ЖЭТФ – 1967 – Т. 53 – № 4 – С. 1442-1452.
3. Зуев, В.С. Наноструктуры в лазерном эксперименте / В.С. Зуев, А.В. Франценссон // Квантовая электроника – 2001 – Т. 31 – № 2 – С. 120-126
4. Климов, В.В. Наноплазмоника. 2-е изд. М.: Физматлит, 2010.
5. Зейниденов, А. К. Влияние наночастиц серебра на электронные переходы в молекулах красителей и генерационные характеристики жидкостных лазеров на их основе / Зейниденов А. К., Ибраев Н. Х., Кучеренко М. Г. // Вестник Оренбургского государственного университета, 2014. - № 9 (170). - С. 96-102.
6. Виноградов А.П. Квантовая плазмоника метаматериалов: перспективы компенсации потерь при помощи спазеров/ А.П. Виноградов, Е.С. Андрианов, А.А. Пухов и др. // Успехи физических наук, Т.182. № 10. С. 1122-1130.
7. Проценко, И.Е. Теория дипольного лазера / И.Е. Проценко // Успехи физических наук, Т.182. № 10. С. 1116-1122.
8. Андрианов Е.С., Виноградов А.П., Дорофеев А.В., Зябловский А.А., Лисянский А.А., Пухов А.А. Квантовая наноплазмоника / Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект». 2015. – 368 с.
9. Baranov D. G., Andrianov E.S., Vinogradov A. P., Lisyansky A. A. Exactly solvable toy model for surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation // Optics Express. 2013.- Vol. 21. - No. 9. –P. 10779-10791. DOI:10.1364/OE.21.010779
10. Кучеренко М. Г., Чмерева Т.М. Слоистый концентрический спазер с плазмонным кором-резонатором: классический и вырожденный электронный газ металла // Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. Университ. комплекс как регион. центр образов., науки и культуры Оренбург: ОГУ, 2023. Настоящий сборник.

# К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ АЛЬТЕРНАТИВНОЙ ПРИЧИНЫ КОСМОЛОГИЧЕСКОГО КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ

Садыков А.Р.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»

Применение спектральных методов исследования в астрономических наблюдениях привело к открытию необычного явления – смещения в красную область спектров излучения далеких звезд. Для этих спектров наблюдается следующая закономерность: чем дальше звезда от точки наблюдения – Земли, тем сильнее в красную сторону смещаются спектры. Это явление невозможно объяснить одними только эффектом Доплера и гравитационным красным смещением. Остаточное смещение объясняется расширением пространства-времени – законом Хаббла [1]:

$$cz = H_0 r, \quad (1)$$

где  $c$  – скорость света,  
 $z$  – красное смещение,  
 $H_0$  – постоянная Хаббла,  
 $r$  – расстояние до звезды.

Пока данная теория имеет некоторые пробелы, есть смысл рассматривать альтернативные возможности объяснения данного эффекта. В данном тезисе красное смещение рассматривается как свойство, которое присуще самому излучению. Это предположение мотивировано тем, что уравнение Бесселя, которое используется при описании излучения в классической электродинамике, имеет решения, поведение которых, по мнению автора, могло бы описать красное смещение, не привлекая расширение пространства-времени.

Уравнение Бесселя является обыкновенным дифференциальным уравнением для радиальной части функции, описывающей излучение, получающимся в результате разделения переменных в уравнении Гельмгольца в сферической системе координат:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{du}{dr} \right) + (k^2 - n(n-1))u = 0. \quad (2)$$

Его решениями являются сферические функции Бесселя, которые разделяют на функции 1 рода, 2 рода и другие с индексом  $n$ . Отличаются они своим поведением, например, функция Бесселя 1 рода в начале координат не претерпевает никаких разрывов, в отличие от функций Бесселя 2 рода, которые

еще называют функциями Неймана (рис. 1 и 2), поэтому для описания излучения точечного источника используют функцию Неймана, а функции Бесселя используют для описания электромагнитных полей в волноводах. Но обе они имеют затухающую с расстоянием амплитуду, увеличивающуюся «длину волны» – расстояние между соседними нулями функции [2].

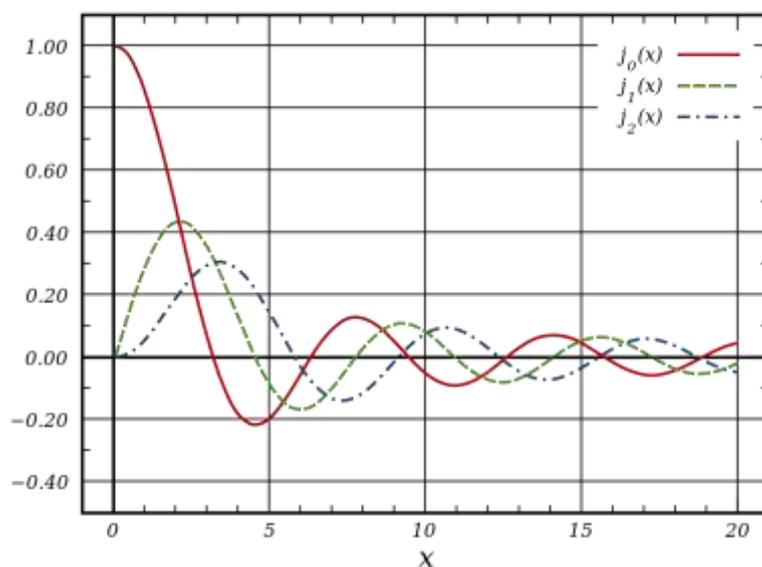


Рисунок 1 – сферические функции Бесселя 1 рода.

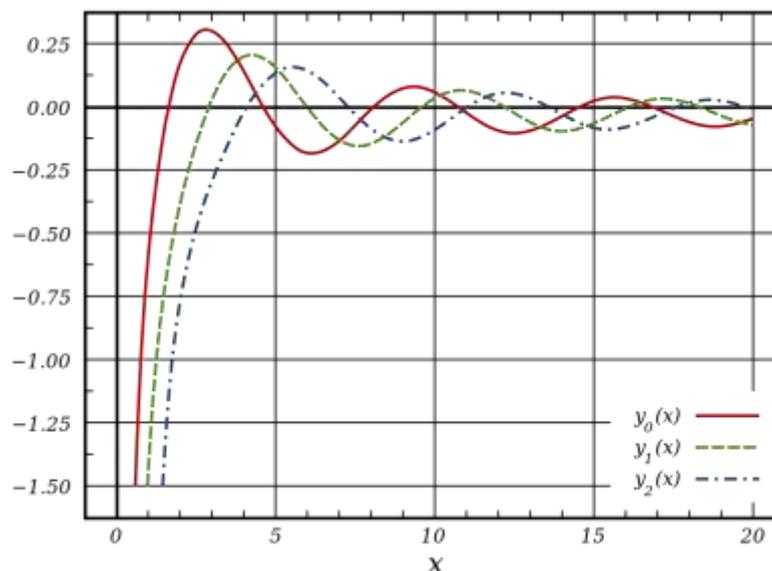


Рисунок 2 – сферические функции Бесселя 2 рода.

Эти две особенности поведения сферической функции Неймана: сингулярность в начале координат и увеличение длины волны с расстоянием, позволяют выдвинуть гипотезу о том, что красное смещение может являться свойством присущим самому излучению. Для того чтобы выяснить верна ли эта гипотеза, необходимо рассмотреть теорию излучения в классической электродинамике.

Система дифференциальных уравнений Максвелла для источников в системе единиц СГСЭ в вакууме примет следующий вид:

$$\begin{cases} \nabla \cdot \vec{E} = 4\pi\rho, \\ \nabla \cdot \vec{B} = 0, \\ \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \\ \nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c^2} \vec{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \end{cases} \quad (3)$$

Далее из этой системы можно вывести неоднородное волновое уравнение для вектора напряженности электрического поля:

$$\left( \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \vec{E} = \vec{f}, \quad (4)$$

где  $\vec{f}$  – векторная функция источников.

Аналогичное уравнение получится для вектора индукции магнитного поля.

Векторное уравнение (4) представляет собой систему из трех одинаковых уравнений для каждой из компонент вектора напряженности с соответствующей ей компонентой векторной функции источника, поэтому для простоты можно записывать уравнение для одной из компонент напряженности, которую можно обозначить  $u$ , а соответствующую ей компоненту векторной функции источников –  $v$ :

$$\left( \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) u = v, \quad (5)$$

Уравнение вида (5) справедливо также и для скалярного потенциала  $\varphi$ , и для всех компонент векторного потенциала электромагнитного поля  $\vec{A}$  в калибровке Лоренца  $\nabla \cdot \vec{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0$ . Так как для всех величин набора

$\{\vec{E}, \vec{B}, \varphi, \vec{A}\}$  неоднородное волновое уравнение имеет один и тот же вид, то дальнейший анализ будет проводиться только для уравнения (5), общее решение которого справедливо для любой из величин данного набора, хотя частные решения для разных величин могут и отличаться из-за разницы в граничных и начальных условиях.

Применение к уравнению (5) преобразования Фурье, которое позволяет разделить переменные, дает неоднородное уравнение Гельмгольца [3]:

$$(\nabla^2 + k^2)u_\omega = -v_\omega, \quad (6)$$

где  $k = \omega/c$ ,  $u_\omega(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u(\vec{r}, t) e^{i\omega t} dt$ ,  $v_\omega(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} v(\vec{r}, t) e^{i\omega t} dt$ .

Уравнение (6) можно решать методом функции Грина, которая удовлетворяет уравнению Гельмгольца с дельта-функцией Дирака в правой части:

$$(\nabla^2 + k^2)G_\omega(\vec{r}, \vec{r}') = -\delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (7)$$

где  $\vec{r}'$  – радиус-вектор точечного источника.

Решение уравнения (6) запишется в виде:

$$u_\omega(\vec{r}) = \int v_\omega(\vec{r}') G_\omega(\vec{r}, \vec{r}') dV', \quad (8)$$

где  $dV' = dx' dy' dz'$  – элемент объема, окружающего точечный источник.

Так как уравнение (7) сферически симметрично относительно точки  $\vec{r}'$ , то и сама функция Грина должна быть сферически симметрична, т.е.  $G_\omega(\vec{r}, \vec{r}') = G_\omega(|\vec{r} - \vec{r}'|)$ .

В сферической системе координат с учетом сферической симметрии функции Грина уравнение (7) перейдет в уравнение Бесселя с индексом  $n = 0$ :

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{dG_\omega}{dr} \right) + (k^2 - n(n-1)) G_\omega = -\delta(\vec{r} - \vec{r}'). \quad (9)$$

Которое упростится до:

$$\frac{d^2 G_\omega}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dG_\omega}{dr} + k^2 G_\omega = -\delta(\vec{r} - \vec{r}'). \quad (10)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d^2 (rG_\omega)}{dr^2} + k^2 G_\omega = -\delta(\vec{r} - \vec{r}'). \quad (11)$$

Обозначив  $|\vec{r} - \vec{r}'| = R$  можно получить:

$$\frac{1}{R} \frac{d^2 (RG_\omega)}{dR^2} + k^2 G_\omega = -\delta(\vec{R}). \quad (12)$$

Решением уравнения (12), удовлетворяющим условиям излучения Зоммерфельда  $\lim_{R \rightarrow \infty} R \left( \frac{\partial G_\omega}{\partial R} - ikG_\omega \right) = 0$ , является расходящаяся от источника в точке  $\vec{r}'$  сферическая волна:

$$G_\omega = \frac{e^{ikR}}{4\pi R}. \quad (13)$$

Таким образом, решение исходного неоднородного волнового уравнения (5) с условиями излучения Зоммерфельда имеет вид и по физическому смыслу является суперпозицией сферических волн расходящихся от континуального множества точечных источников составляющих источник  $\nu$  [4]:

$$u(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \iint \nu_\omega(\vec{r}') \frac{e^{-i\omega(t-R/c)}}{R} d\omega dV' \quad (14)$$

После обратного преобразования Фурье решение (14) примет вид запаздывающего потенциала:

$$u(\vec{r}, t) = \int \frac{\nu\left(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}\right)}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|} dV' \quad (15)$$

При получении решений ни для точечного источника (13), ни для произвольного источника (15), заключенного в объеме  $V'$ , не наблюдалось никакого изменения волнового числа  $k$  или длины волны  $\lambda$ , не смотря на то, что класс решений однородного уравнения Гельмгольца богаче, чем частное решение (13), которое тоже ему удовлетворяет, а сама функция Грина (13) может быть подвергнута мультипольному разложению в ряд по собственным функциям оператора Гельмгольца, радиальная часть, которых имеет переменную «длины волны». Это можно объяснить тем, что такое поведение как увеличение «длины волны» радиальной компоненты свойственно только ближней зоне поля, в котором никакого излучения не происходит. В дальней же зоне функции Бесселя асимптотически ведут себя как сферические волны постоянной длины волны (13).

Этот отрицательный результат наводит на мысль, что с помощью традиционных волнового и Гельмгольца уравнений приписать красное смещение в число собственных свойств излучения невозможно. Но вид уравнения Бесселя и его решений наводит на мысль, что некоторая модификация волнового числа  $k$  в уравнении Гельмгольца могла бы позволить это проделать, но так как оно является следствием волнового уравнения, а волновое число вследствие этого удовлетворяет соотношению  $k = \omega/c$ , то зависимость его от расстояния до источника излучения приводит к зависимости

скорости света в вакууме от расстояния до источника, что противоречит постулату теории относительности установленному экспериментально о том, что скорость света во всех инерциальных системах отсчета максимальна и постоянна [5].

Таким образом, путем анализа описания излучения в рамках классической электродинамики было продемонстрировано, что отнести красное смещение к числу неотъемлемых свойств излучения невозможно.

#### Список литературы

1. Hubble E. A relation between distance and radial velocity among extragalactic nebulae //Proceedings of the national academy of sciences. – 1929. – Т. 15. – №. 3. – Р. 168-173.

2. Бейтмен Г., Эрдейи А., Виленкин Н. Я. Функции Бесселя, функции параболического цилиндра, ортогональные многочлены. – Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1966.

3. Someda C. G. Electromagnetic waves. – Crc Press, 2017.

4. Fitzpatrick R. Classical electromagnetism //The University of Texas at Austin, Austin. – 2006. – Т. 149.

5. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Том 4. Оптика //Уч. пос. Физматлит. – 1980.

## ПРОЕКТ УЧЕБНОЙ УСТАНОВКИ МРТ

Садыков А.Р.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»

В настоящее время стоит проблема отсутствия учебного оборудования для обучения студентов направления медицинская физика. В работе [1] для достижения этих целей предложен настольный МРТ сканер. Его достоинством является полная реализация основных компонентов МР-томографа и их принципов работы. Основными его недостатками являются высокая для наших реалий стоимость одного сканера – 10000 долларов, хотя она и ниже стоимости настоящего МР-томографа, а также отсутствие внешней схожести с медицинским МР-томографом. Предложенный в работе [2] учебный макет магнитно-резонансного томографа имеет тот же недостаток – отсутствие внешней схожести с медицинским МР-томографом. В данном тезисе предлагается проект учебной установки МРТ (рис. 1), стоимость которой не больше 200000 рублей, и которая благодаря внешней схожести с медицинским МР-томографом обеспечивает выполнение принципа наглядности при обучении.



Рисунок 1 – проект учебной установки МРТ.

Предлагаемый проект учебной установки МРТ содержит катушку Гельмгольца, обеспечивающую создание однородного магнитного поля максимальной величиной 3,7 мТл, источник питания, приемную катушку, USB-осциллограф и ноутбук, для обработки, принимаемых катушкой от магнитной стрелки компаса сигналов.

МРТ (магнитно-резонансная томография) основана на явлении ЯМР (ядерного магнитного резонанса), которое было впервые экспериментально продемонстрировано в 1946 году независимо Перселлом и др. [3] и Блохом [4]. Ключевым ингредиентом, обеспечивающим ЯМР, является существование

любопытного свойства многих субатомных частиц, известного как спин. Не все ядра обладают спином, который ограничен ядрами с нечетным числом нейтронов или протонов [5]. Например,  $^{12}\text{C}$  имеет шесть протонов и шесть нейтронов и не имеет спина. Однако изотоп углерода  $^{13}\text{C}$ , который существует в естественной концентрации 1,1%, состоит из семи нейтронов и шести протонов и приводит к суммарному спину. В случае МРТ большая часть изображений, выполняемых сегодня, основана на ядре водорода или единственном протоне, который также обладает спином. Хотя понятие спина по своей сути является квантовомеханической концепцией, к счастью, при изучении многих (хотя и не всех) базовых концепций применительно к протонной МРТ необходимость придерживаться строго квантовой точки зрения может быть смягчена и можно смело прибегнуть к помощи к более традиционной «классической» перспективе, чтобы получить функциональное понимание принципов МРТ. Это в сочетании с разумным выбором квантовомеханических концепций обеспечивает разумную основу для понимания основных принципов МРТ [6].

Частота прецессии протона, известная как частота Лармора  $\omega$ , определяется произведением силы приложенного магнитного поля  $B_0$  на постоянную  $\gamma$ , известную как гиромагнитное отношение:

$$\omega = \gamma B_0 \quad (1)$$

Рассмотрим рис. 2, где протон изображен как вращающаяся сфера с зарядом. Вращение и заряд протона (рис. 2а) создают у него магнитный момент, который имеет тенденцию выравниваться с приложенным внешним магнитным полем  $B_0$ . Спин протона и его магнитный момент прецессируют с частотой Лармора (1) см. рис. 2б. Группа магнитных моментов прецессирует синхронно под воздействием однородного магнитного поля (рис. 2в), которая образует объемную намагниченность (рис. 2г), представленную вектором, прецессирующим с той же частотой.

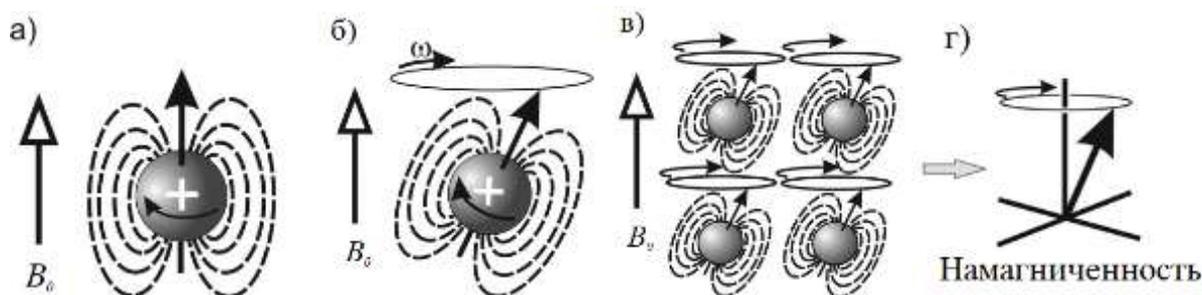


Рисунок 2 – происхождение намагниченности образца.

В тканях концентрация протонов огромна, и поэтому можно ожидать сильного магнитного эффекта от этих выровненных протонов. Однако количество протонов, которые в конечном итоге вносят вклад в сигнал ЯМР, намного меньше, чем предполагает плотность ткани: только  $\approx 1$  из 100 000 протонов фактически вносит вклад в окончательный сигнал ЯМР в магнитных

полях 1,5 Тл при температуре тела. В отсутствие магнитного поля ядра со спином  $\frac{1}{2}$  равномерно распределяются между двумя состояниями с противоположными направлениями спинов, что нивелирует их коллективный магнитный эффект. Однако при воздействии магнитного поля появление спинов, параллельных приложенному полю, становится немного более вероятным, чем спинов, противоположных. Именно этот небольшой дисбаланс создает объемный магнитный эффект. Именно эти лишние протоны изображены на рис. 2в. Поскольку они находятся в одном и том же магнитном поле, они прецессируют синхронно, когерентно внося вклад в «объемную намагниченность» ткани, которую можно представить как один вектор, прецессирующий вокруг магнитного поля  $B_0$  (рис. 1г).

Чтобы обнаружить эту прецессирующую намагниченность, часто используется пара приемных катушек, как показано на рис. 3а. Они подключены к чувствительным усилителям, настроенным на частоту Лармора (1). Изменяющееся во времени магнитное поле вращающейся намагниченности будет индуцировать в катушках слабый сигнал, который колеблется на ларморовской частоте. Только изменяющаяся во времени часть намагниченности способна индуцировать сигнал в катушке, и поэтому обнаруживается только вращающаяся составляющая намагниченности в плоскости  $x$ - $y$ . Эту изменяющуюся во времени составляющую намагниченности называют «поперечной» составляющей в отличие от «продольной» составляющей, которая параллельна полю  $B_0$ . Амплитуда сигнала пропорциональна скорости изменения намагниченности, присутствующей в катушке. Используя две катушки, можно в любой момент определить направление вращения намагниченности, а также угол поперечной намагниченности. Это можно найти, заметив, что фаза сигналов, представленных пунктирными и сплошными линиями, сдвинута на  $90^\circ$ . Учитывая соотношение сигналов, можно определить угол поворота поперечной намагниченности как функцию времени по отношению к поперечным координатам.

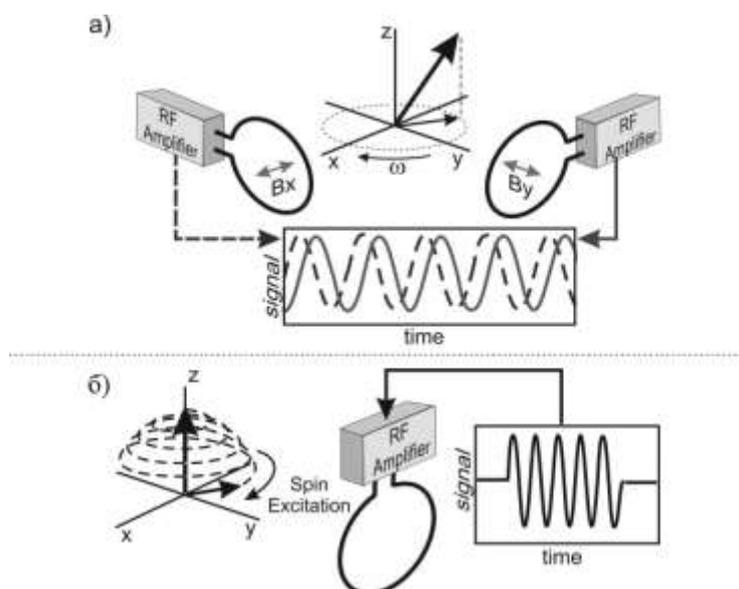


Рисунок 3 – регистрация намагниченности образца.

Как упоминалось выше, равновесная объемная намагниченность ориентирована параллельно полю  $B_0$  (вдоль оси  $Z$ ), если ее не возмущать. Таким образом, поскольку в поперечной плоскости нет составляющей намагниченности, она не может прецессировать и генерировать сигнал. Чтобы сгенерировать сигнал ЯМР, намагниченность должна быть отклонена от этого равновесного положения так, чтобы компонента намагниченности лежала в поперечной плоскости, где она может свободно прецессировать. Для этого магнитные моменты подвергаются воздействию переменного магнитного поля со стороны возбуждающей катушки (рис. 3б), которое обозначается  $B_1$  и должно иметь частоту, равную ларморовской частоте ядра.

Поскольку ларморовские частоты обычно находятся в диапазоне МГц, который соответствует «радиочастотному» диапазону электромагнитного спектра, эти импульсы называются радиочастотными или «РЧ»-импульсами. Геометрия важна, и поле  $B_1$  наиболее эффективно, когда оно лежит в поперечной плоскости и перпендикулярно полю  $B_0$ . Благодаря этому переменному приложенному магнитному полю магнитные моменты могут постепенно поглощать энергию и отклоняться от продольной оси, создавая изменяющуюся во времени поперечную составляющую. Угол, на который происходит нутация намагниченности, зависит как от амплитуды импульса радиочастотного поля, так и от его длительности. При тщательном выборе этих двух параметров ориентацию намагниченности можно изменить в любом направлении относительно оси  $Z$ .

Если частота поля  $B_1$  не равна ларморовской частоте, это не приведет к повороту намагниченности от продольной оси  $Z$ . Здесь было бы естественно задаться вопросом, насколько близкими должны быть две частоты, чтобы возбудить прецессию ядерных магнитных моментов. Ответ на этот вопрос несколько сложен и зависит от постоянной времени поперечной релаксации, которая будет описана в последующих работах. Это время поперечной

релаксации определяет разброс частот, которые могут инициировать возбуждение, причем чем короче время релаксации, тем больше разброс. На практике этот диапазон частот для большинства тканей, встречающихся при стандартной МРТ, может варьироваться в пределах 1–100 Гц, в зависимости от рассматриваемой ткани.

#### Список литературы

1. Cooley C. Z. et al. Design and implementation of a low-cost, tabletop MRI scanner for education and research prototyping //Journal of Magnetic Resonance. – 2020. – Т. 310. – Р. 106625.
2. Толкович Д. В. Разработка учебного макета магнитно-резонансного томографа //Известия высших учебных заведений. Приборостроение. – 2011. – Т. 54. – №. 7. – С. 80-81.
3. Purcell E. M., Torrey H. C., Pound R. V. Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid //Physical review. – 1946. – Т. 69. – №. 1-2. – Р. 37.
4. Bloch F. Nuclear induction //Physical review. – 1946. – Т. 70. – №. 7-8. – Р. 460.
5. Atta-Ur-Rahman T. I. Nuclear magnetic resonance: basic principles. – Springer Science & Business Media, 2012.
6. Plewes D. B., Kucharczyk W. Physics of MRI: a primer //Journal of magnetic resonance imaging. – 2012. – Т. 35. – №. 5. – Р. 1038-1054.

# **ПРОБЛЕМЫ ПРЕПОДАВАНИЯ КУРСА ФИЗИКИ ДЛЯ БАКАЛАВРОВ, ОБУЧАЮЩИХСЯ ПО СПЕЦИАЛЬНОСТЯМ НЕФТЕХИМИЧЕСКОГО ПРОФИЛЯ**

**Садыкова А.Ю., канд. физ.-мат. наук, доцент  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Казанский национальный исследовательский технологический  
университет»**

В настоящее время актуальность инженерного образования возрастает во всем мире. Этот глобальный процесс нашел отражение в том, что Всемирная организация ЮНЕСКО, эксперты которой в сфере образования регулярно публикуют данные по состоянию развития и тенденциям в этой сфере, с начала XXI века опубликовали уже несколько докладов, посвященных именно инженерному образованию [1-2].

В нашей стране эта глобальная тенденция нашла институциональное отражение в том, что многие отраслевые учебные институты были преобразованы в университеты, ряд из которых, благодаря солидным научным школам инженерного профиля, получили статус национального уровня, как, к примеру, тот вуз, опыту работы в котором посвящена данная работа.

На нынешней ступени развития инженерного образования на национальном уровне Российской Федерации озвучена программа создания передовых инженерных школ. Согласно этому федеральному проекту Министерства науки и высшего образования России ключевая цель — подготовить высококвалифицированных инженеров нового поколения, способных обеспечить стране технологический суверенитет в различных отраслях экономики. Нефтехимическая отрасль является одной из ведущих в Российской Федерации на протяжении многих лет, поэтому подготовка кадров для этой сферы производства находится в перечне тех образовательных институций, которые обозначены в рамках программ передовых инженерных школ.

В этой связи перед системой образования по нефтехимическим специальностям стоит задача более тщательной и глубокой подготовки специалистов на каждом этапе учебного процесса в рамках дисциплин учебной программы.

Однако, как показывает практика многолетней работы со студентами младших курсов, степень довузовской предметной подготовки по различным дисциплинам снижается с каждым годом.

Как правило, для технических специальностей, физика является дисциплиной общеобразовательного профиля и поэтому входит в учебный план инженерных специальностей на начальном этапе обучения в вузе. Поэтому проблема слабой довузовской подготовки является основной на начальном этапе начала обучения данной дисциплины.

Согласно совокупным данным Рособнадзора за несколько лет, которые приводятся в различных изданиях, можно говорить о следующей статистике:

В 2023 году выбрали физику для сдачи ЕГЭ самое меньшее количество человек за последние 5 лет: более 89 000 человек, в 2022 году - 100 000 человек. В 2021 году было 128 000 человек, а в 2020 году 139 574 человек и в 2019 году 139 500 человек.

Исторически физика всегда считалась сложным предметом, преподавателей физики в школах всегда было недостаточно, при этом эта тенденция глобальная. В период внедрения информатики в школах различных стран, преподавателей физики привлекали к преподаванию данной дисциплины, которая постепенно становилась приоритетной в выделении учебных часов в ущерб физике.

Физику для сдачи ЕГЭ в Российской Федерации традиционно выбирали те ученики, которые планировали обучаться в военных или технических вузах, а если учесть, что на протяжении более десятка лет общественное сознание было сосредоточено на вопросах экономики, банковского дела и предпринимательства, наряду с тенденцией гуманизации образования, то можно понять, почему в школах наблюдался дефицит преподавателей физики, недостаточность времени для изучения этой дисциплины или вообще отсутствие этого предмета в школьном расписании.

Согласно статистическим данным даже те, кто выбирал физику для сдачи в качестве ЕГЭ, демонстрировали тенденцию к снижению среднего балла по предмету: В 2022 году - 54,11. В 2021 году - 55,1. В 2020 году - 54,5, а в 2019 году - 54,4.

Таким образом, проблема современности – очень слабая довузовская подготовка по физике.

В конце 2022 года в интернет издании «Коммерсантъ» [3] появилась статья, посвященная вопросам образования, в которой приводились данные от Рособнадзора о чем говорилось выше с дополнительными сведениями со ссылкой на слова Д.Ливанова, возглавлявшего Министерство образования и науки РФ с 2012 года по 2016 год, о том, что за последние 30 лет число часов, выделяемых на физику в школе, сократилось на 30 %.

Неумолимая статистика свидетельствует о том, что довузовская подготовка студентов на начальном этапе изучения физики в инженерном вузе мягко говоря недостаточная.

Результаты входного внутрипредметного тестирования свидетельствуют о неуклонном снижении уровня элементарных знаний по физике.

В качестве внутрипредметного тестирования студентам на начальном этапе изучения физики предлагалось ответить на 15 несложных вопросов, имеющих отношение к окружающему миру и физике. Если 7-8 лет назад в самых слабых группах более 50% опрошиваемых студентов давали верные ответы на 10-12 вопросов, то последние два года только 10% от опрошенных дают верные ответы на те же 10-12 вопросов.

Опрос студентов относительно изучения физики в школе дает поразительный результат, на основании которого можно сделать вывод о том, что более 70% выпускников физику изучали слегка только в 7 классе.

Таким образом, преподаватель физики для инженерных специальностей высшей школы имеет дело со студентами, совершенно неподготовленными или имеющими недостаточную довузовскую подготовку по физике, то есть практически не готовых к восприятию сложного теоретического материала, излагаемого с использованием средств и инструментов высшей математики.

При таких условиях логичным было бы увеличить число аудиторных занятий, однако реальность организации учебного процесса бакалавриата в сравнении со специалитетом, который был отменен для специальностей нефтехимического профиля следующий [4]:

В таблице 1 представлены данные, согласно рабочим программам и учебному расписанию для студентов дневного отделения нефтехимического профиля.

Таблица 1.

Сравнительный анализ аудиторной нагрузки специалитета и бакалавриата для специальностей нефтехимического профиля

Еженедельная аудиторная нагрузка специалитета	Аудиторная нагрузка бакалавриата
<p>Лекции: 3 семестра</p> <p>Лабораторный практикум: 3 семестра</p> <p>Решение задач: 3 семестра</p>	<p>Лекции: 2 семестра.</p> <p>2 семестр лекции один раз в две недели.</p> <p>Лабораторный практикум: 2 семестра.</p> <p>Решение задач: 2 семестра.</p> <p>Занятия один раз в две недели в 1 семестре и половина второго семестра.</p>

Таким образом, наблюдается не 30% уменьшения времени учебной нагрузки в сравнении со школьным расписанием, а выделение всего 47% учебного времени в сравнении с периодом специалитета (когда довузовская подготовка по физике была достаточной).

При этом такая картина наблюдается повсеместно, а не только для специальностей нефтехимического профиля.

Поэтому второй проблемой в преподавании физики при подготовке специалистов инженерного профиля является сокращение времени аудиторной работы.

Третьей проблемой является общая тенденция увеличение нагрузки у преподавательского состава, связанная с вопросами подушевого финансирования, которое на практике привело к тому, что: увеличилось число студентов в группах; из расчета нагрузки исключено время проверки тетрадей

по решению задач; не учитываются часы, затрачиваемые преподавателями на зачеты; время приема экзаменов сокращено до минимума.

Резкое сокращение времени на процедуры проверок знаний является крайне негативным фактором, отражающимся на качестве предметных знаний.

Все факторы, которые описаны выше, говорят о том, что для хорошей подготовки специалистов в рамках программ передовых инженерных школ необходимы такие методики преподавания физики, которые позволяют учитывать объективные условия уровня довузовской подготовки студентов и аудиторные и организационные ограничения, связанные с утвержденными рабочими программами.

Кратко рассмотрим проблемы, связанные с методиками преподавания.

Использование технических средств, позволяющих внедрять презентации, интерактивные опросы и т.д. позволяют существенно повысить эффективность использования времени аудиторных занятий. Однако, как показывает практика, не весь аудиторный фонд оборудован необходимыми техническими средствами. Нередко преподавателям приходится пользоваться своими ноутбуками, при этом возникает проблема совместимости программного обеспечения. Кроме того, из-за большой загруженности не всем преподавателям удастся обновлять программное обеспечение и возникают вопросы инверсий изображений при использовании презентаций подготовленных с использованием программных продуктов ранних версий.

Частично преодолевать проблемы недостаточной довузовской подготовки позволяют изданные конспекты лекций. Однако, обеспечить студентов такими конспектами вуз не в состоянии. Для подготовки таких конспектов необходим определенный уровень профессионального умения преподавателей. Однако, политика на интенсивное омолаживание преподавательского корпуса ставит под сомнение возможность качественного издания таких конспектов. Да и сама процедура издания требует финансовых затрат, которые позволить себе преподавательский корпус не может.

Еще одной методической проблемой является создание технических, временных и организационных условий для реализации заданий, связанных с моделированием физических процессов в рамках лабораторного практикума и решения задач. Однако, лабораторные работы по компьютерному моделированию требуют закупку и установку и обновление специальных программ в компьютерных классах, что часто ограничивается финансовыми возможностями вуза.

А математическое моделирование в рамках аудиторных занятий по решению задач практически невозможно при тех часах аудиторных занятий, которые выделяются на этот вид учебного процесса в рамках существующих рабочих программ.

Существуют проблемы, связанные и с организационными вопросами учебного процесса.

Качественная подготовка и освоение предметных знаний по физике связана с вопросами комплексных знаний инструментов высшей математики.

Однако, как правило, физика в учебном расписании стоит во временном отрезке параллельно с высшей математикой. У данного предмета есть свои традиции в последовательности изложения материала. В период действия специалитета многие инженерные специальности имели рабочие программы, составленные с учетом необходимости освоения математического аппарата до начала изучения физики. Сейчас этой возможности просто нет, поэтому наряду с объяснением физических моделей и законов физики приходится объяснять и тонкости использования математических приемов, которые студентам не знакомы. Эти особенности требуют индивидуального подхода к каждому студенту, что практически сводит на нет возможность адресации к существующим он-лайн курсам по предмету, имеющимся в арсенале вузов.

Как показывает практика, он-лайн предметные курсы больше подходят к подготовленному потребителю, а поколение большинства нынешнего студенческого корпуса, обладая клиповым мышлением, не способно без опытного проводника в лице преподавателя качественно освоить физику. Это очевидно любому опытному преподавателю, но этот вывод озвучивают и сами студенты.

Помимо кратко обозначенных проблем преподавания физики для инженерных специальностей существуют и особенностями, связанными с методиками преподавания, однако, это предмет для иной целевой дискуссии.

#### Список литературы

1. UNESCO. 2010. Engineering: issues, challenges and opportunities for development. Paris: UNESCO Publishing, 2010. 396 p.
2. 2nd UNESCO Engineering Report (2021). Engineering for sustainable development: delivering on the Sustainable Development Goals. Paris: UNESCO Publishing, 2021. 185 p.
3. <https://www.kommersant.ru> Общество»Министры образования поработали над ошибками. От 14.12.2022.
4. Садыкова А.Ю., Холин К.В. Курс физики в инженерном образовании и тенденции современности. Физика в системе современного образования (ФССО-2023) : Материалы XVII Международной конференции. 27–30 июня 2023 г., Санкт-Петербург /под ред. Ю. А. Гороховатского , Л. А. Ларченковой. — Санкт-Петербург : Издательство РГПУ им. А. И. Герцена, 2023. — 1 электронно-оптический диск. — Текст : электронный. ISBN 978-5-8064-3419-8. 425-433 стр.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФИЛОСИЛИКАТОВ

Сокабаева С.С.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования

«Оренбургский государственный университет»

Филосиликаты – составная часть многих природных глин, которые являются аморфным сырьем для производства самых разнообразных керамических материалов. [1]. Другим большим классом природных филосиликатов являются слюды [2], например, флогопит, лепидолит, вермикулит и др. В составе глин филосилиты входят виде мелких частиц. Слюды представляют собой слоистые монокристаллические минералы, размеры которых могут достигать несколько десятков сантиметров (рис. 1).



Рисунок 1 – Многослойный образец природного флогопита.

В процессе образования как поликристаллических так и монокристаллических филосиликатов в их состав попадают ионы различных металлов (таб. 1).

Таблица 1. Типичные примесные парамагнитные ионы металлов в составе природных филосиликатов.

$\text{Cr}^{3+}$			
$\text{Fe}^{3+}$			
$\text{Cr}^{3+} + \text{Fe}^{3+}$			
$\text{Cr}^{3+} \text{ Mn}^{2+}$			
$\text{Co}^{2+} + \text{Cr}^{2+}$			
$\text{Co}^{3+}$	$\text{Ni}^{3+}$	$\text{Zn}^{2+}$	$\text{Ti}^{3+}$
$\text{Fe}^{2+} + \text{Co}^{3+}$			
$\text{Mn}^{2+}$			

Многие примесные ионы, например,  $\text{Li}^+$  и  $\text{Mn}^{2+}$  являются ценным сырьем необходимым современной промышленности. Как показано в работах [3,4] примесные парамагнитные ионы  $\text{Fe}^{3+}$ ,  $\text{Mn}^{2+}$ ,  $\text{Cu}^{2+}$  являются удобными спиновыми зондами, которые позволяют изучать различные структурные трансформации природных филосиликатов методом ЭПР. Такие трансформации происходят при различных термических и механических обработках минерального сырья. Как правило, парамагнитные ионы  $\text{Mn}^{2+}$  в спектрах ЭПР дают характерные секстеты узких линий в области с g-фактором  $g \approx 2,0$ ; расщепление обусловленное сверхтонким взаимодействием с ядром основного стабильного изотопа  $^{55}\text{Mn}$ .

Примесные ионы  $\text{Fe}^{3+}$  (электронная конфигурация  $d^5$ ) в октаэдрических ячейках филосиликатов находятся в высокоспиновом состоянии с полным электронным спином  $S = 5/2$ . Переход ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в высокоспиновое состояние обусловлен сильными тригональными искажениями электронного окружения ионов из-за их смещений от центра кристаллической ячейки. Поэтому в монокристаллическом чистом флогопите ионы  $\text{Fe}^{3+}$  в спектрах ЭПР дают сложные анизотропные спектры, состоящие из множества линий, положение которых зависит от ориентации кристаллических плоскостей относительно магнитного поля спектрометра [5]. Типичный спектр ЭПР ионов  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{2+}$  флогопита представлен на рисунке 2.

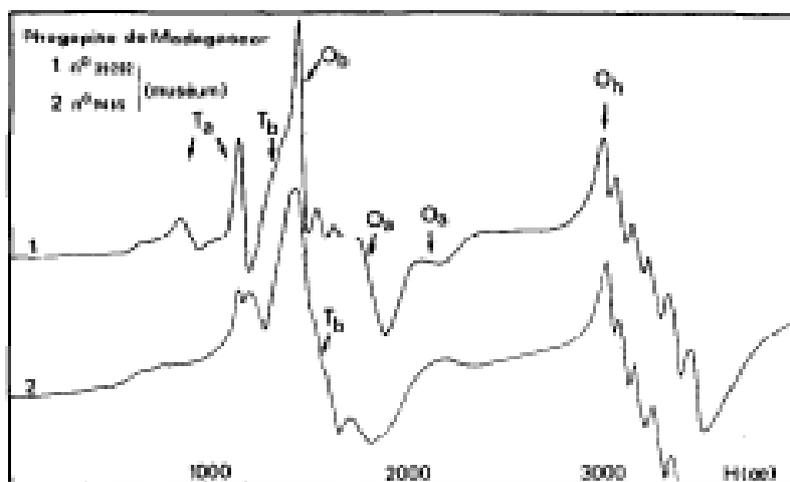


Рисунок 2 – спектр ЭПР флогопита [5].

В работе [5] проведен подробный анализ анизотропных спектров ЭПР ионов  $\text{Fe}^{3+}$  флогопита и установлено, что эти ионы могут находиться в трех неэквивалентных положениях внутри кристаллической ячейки. Возможно, существование таких неэквивалентных позиций внутри кристаллических ячеек филосиликатов обусловлено эффектом Яна-Теллера [3,4].

Сложный характер спектров ЭПР ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в кристаллических филосиликатах сильно затрудняет их использование в качестве спиновых зондов. Однако в поликристаллических филосиликатах в составе природных глин те же самые ионы  $\text{Fe}^{3+}$  дают, как правило, несколько узких или одну

относительно неширокую линию в области с эффективным  $g$ -фактором  $g \approx 4,28$ . Для правильного использования примесных ионов  $Fe^{3+}$  в качестве спиновых зондов необходимо сравнительное изучение методом ЭПР монокристаллических и поликристаллических образцов одного и того же филосиликата. В наших исследованиях в качестве такого минерала был выбран монокристаллический образец природной слюды флогопита из челябинского месторождения, показанный на рис.1.

Методом рентгенофлуоресцентного анализа определен состав примесных ионов металлов данного флогопита.

Процесс образования природных алюмосиликатов включает последовательность измельчение и химические преобразование исходных минералов. Лабораторная модель этих процессов состояла в измельчения исходного флогопита в водяной мельнице рисунок 3.

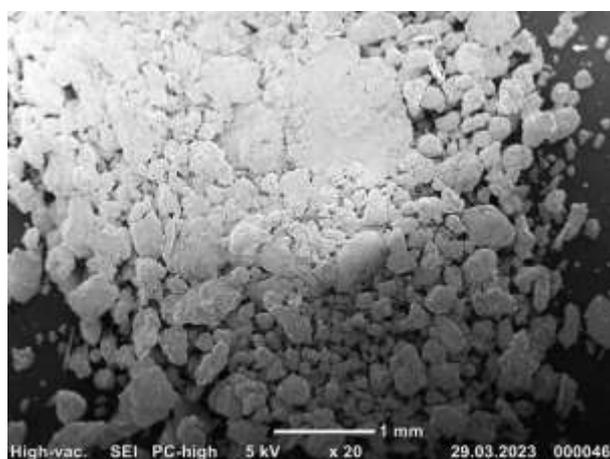


Рисунок 3 –фотография поликристаллического флогопита, изображение получено с помощью сканирующего электронного микроскопа (JEOL)

Были записаны спектры ЭПР измельченных образцов флогопитов с помощью спектрометра ЭПР ADANI CMS 8400, рабочая частота  $f \sim 9700$  МГц, частота модуляции 100 КГц, максимальный диапазон изменений магнитного поля 50 – 6000 Гс. (рис. 4).

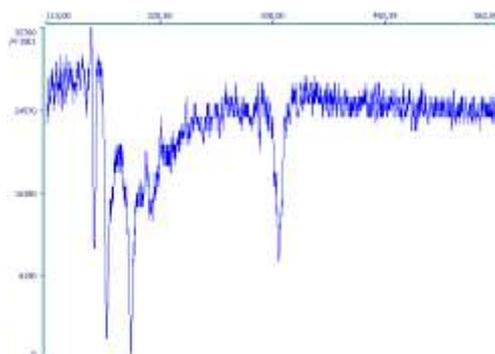


Рисунок – 4 спектр ЭПР поликристаллического флогопита, записанный в режиме «второй» производной.

В спектре ЭПР все анизотропные линии исчезли, и остались только четыре узкие линии в области с g-фактором  $g \approx 4,30$ . Этот результат показывает, что измельчённый и отожжённый флогопит можно использовать в качестве внутреннего стандарта при исследовании высокотемпературных трансформации филосиликатов методом ЭПР путем наблюдением линий ЭПР в области  $g \ll 4,30$ .

#### Список литературы

1. Власов, Е.А. Минералогия. Часть 2. Изд-во МГУ, 2012, 190 с.
2. Сердобинцев Ю.П., Харьков М.Ю., Наззал А. / Обзор и анализ применения керамических материалов в различных отраслях промышленности. Современные проблемы науки и образования: 2014. № 1. С. 231.
3. Четверикова, А.Г., Макаров, В.Н., Каныгина, О.Н., Серегин М.М., Бердинский В.Л., Канаки А.В., Деева Е.С., Смороков А.А., Сыртанов М.С., Гелло Е.Б. // Высокотемпературная трансформация структур полиминерального комплекса. Журнал технической физики, 2024, том 94, вып. 1. DOI: 10.61011/JTF.2024.01.56907.167-23.
4. Четверикова, А.Г., Бердинский, В.Л. Каныгина, О.Н. Алиджанов, Е.К. Никиян А.Н. // Примесные ионы  $Mn^{2+}$  и  $Fe^{3+}$  как парные спиновые метки для исследования структурных превращений в филосиликатах методом ЭПР: Russ. J. Phys. Chem. B. 2024. V. 18. № 2
5. Olivier D., Vedrine J.C. , Pezerat H. Application de la RPE à la localisation des substitutions isomorphiques dans les micas: Localisation du  $Fe^{3+}$  dans les muscovites et les phlogopites Author links open overlay panel // Journal of Solid State Chemistry. Volume 20, Issue 3, March 1977, Pages 267-279

# ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ТОЧЕЧНЫХ ЗАРЯДОВ С ПОМОЩЬЮ КОМПЬЮТЕРНОЙ МОДЕЛИ

Ткачева И.А., канд. пед. наук,  
Кучеров А.С., Трунова А.А., Широкова В.П.  
Орский гуманитарно-технологический институт (филиал) ОГУ

Изучение электростатики в общеобразовательных учреждениях имеет большое значение не только для развития соответствующих знаний у учащихся, но и для формирования их научного мировоззрения. При этом, материал по данной теме является достаточно абстрактным и, как следствие, вызывает большие затруднения в его осмыслении и понимании.

Для наглядного представления электрических полей используются силовые и эквипотенциальные линии. Поэтому усвоение данных понятий необходимо для успешного понимания учащимися дальнейшего материала. В то же время, визуализировать на реальном оборудовании электростатические поля, да еще и сделать эту визуализацию наглядной для всего класса, - задача достаточно сложная, особенно в условиях школьного физического кабинета. Поэтому данный материал целесообразно рассматривать, используя возможности современных компьютерных технологий.

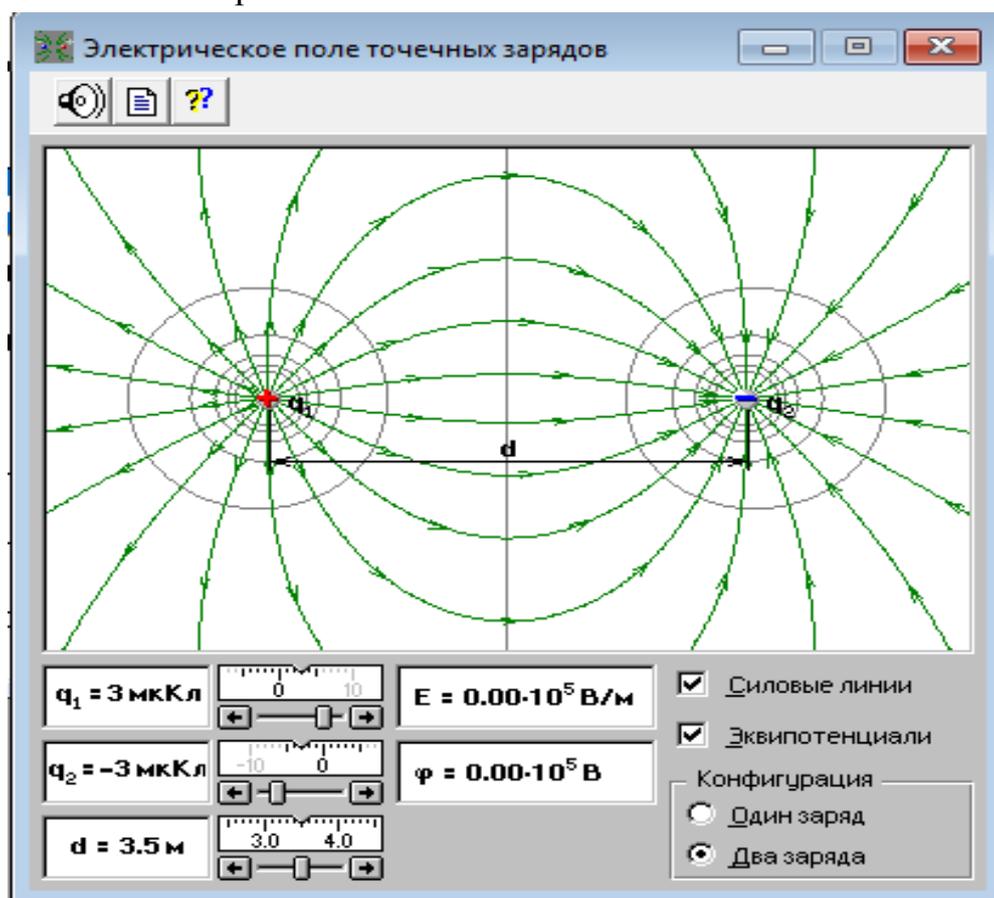


Рис. 1. Компьютерная модель «Электрическое поле точечных зарядов»

С этой целью можно использовать учебный комплекс из курса «Открытая физика. Физикон», который широко используется во многих учебных заведениях. В данном учебном комплексе для изучения электростатики используется компьютерная модель «Электрическое поле точечных зарядов» (рис. 1).

Чтобы учитель мог грамотно организовать работу учащихся и составить соответствующие их уровню подготовки задания, необходимо выяснить возможности программного средства. Для этого составляется таблица параметров (таблица 1). В ней отображены, как регулируемые параметры (те, которые задаются пользователем программы), так и рассчитываемые параметры (которые позволяет определить программа). Также указываются пределы изменения данных величин и шаг их изменения.

**Таблица 1 - Параметры модели «Электрическое поле точечных зарядов»**

Регулируемые параметры модели				Рассчитываемые параметры модели			
Название	Обозначение, единицы измерения	Пределы	Шаг	Название	Обозначение, единицы измерения	Пределы	Шаг
Заряд (1)	$q_1$ , мкКл	-5-5	1	Напряженность	$E, \frac{В}{м}$	0- $55 \cdot 10^5$	$10^3$
Заряд (2)	$q_2$ , мкКл	-5-5	1	Потенциал	$\phi, В$	-5-5	$10^3$
Расстояние	$d$ , м	2-5	0,1				

Из таблицы 1 видно, что при составлении заданий учитель может варьировать количество зарядов, создающих поле, (от одного до двух) величину и знак зарядов, а также расстояние между ними. При этом, программа позволяет определить величину напряженности и потенциала в различных точках электрического поля, которые необходимо знать для построения силовых и эквипотенциальных линий. Для большей наглядности программа сама может отображать данные линии, если поставить галочки у соответствующих строк (рис.1).

С использованием данной программы учащимся могут быть предложены задачи разных типов и уровня сложности. При составлении заданий мы опирались на классификацию, предложенную Кавтреввым А.Ф. [1]. Примеры заданий приведены ниже.

Сначала учащимся нужно осмыслить назначение модели, освоить, как она работает и регулируется. Для этого можно предложить им выполнить следующее задание.

### **Задание 1. Ознакомительная задача**

Определите значение напряженности и потенциала при  $q_1=3$  мкКл;  $q_2= - 1$  мкКл;  $d = 3$  м в разных точках. Измените величину зарядов и вновь определите значение напряженности и потенциала в этих же точках.

Далее предлагаются расчетные задачи.

### **Задание 2. Расчетная ознакомительная задача**

Вычислите напряженность и потенциал электрического поля на расстоянии  $d=5$  м от положительного заряда  $q=2$ мкКл. Проверьте расчеты с помощью модели.

### **Задание 3. Неоднозначная задача**

Задайте значения зарядов  $q_1= - 4$  мкКл,  $q_2 \in (-2; 1)$  мкКл,  $d = 3$  м. Определите значение напряженности и потенциала в точке А, находящейся по середине между зарядами.

### **Задача 3. Задача с недостающими данными**

Напряженность электрического поля в заданной точке (по заданию учителя)  $E \approx 0,25 \cdot 10^5$  В/м, потенциал  $\varphi = 0,01 \cdot 10^5$  В, один из зарядов  $q_1= - 4$  мкКл.

Определите величину второго заряда, если расстояние между зарядами  $d=5$  м.

Для учащихся с исследовательскими наклонностями и высоким умственным потенциалом предлагаются следующие задания.

### **Задача 4. Творческое задание**

Придумайте несколько задач (2-3), соответствующие данной модели, и решите их. Проверьте свои решения используя модель.

### **Задача 5. Исследовательское задание**

С помощью предложенной компьютерной модели докажите зависимость значений напряженности и потенциала от расстояния между зарядами.

### **Задача 6. Задача с недостающими данными**

Напряженность  $E$  и потенциал в точке находящийся посередине между зарядами соответственно равным  $0,01 \cdot 10^5$  Кл и  $-0,25 \cdot 10^5$  Кл. Определите значение заряда  $q_2$ , если:  $q_1=-4$  мкКл( Расстояние  $d$  определите самостоятельно)

### **Задача 7. Качественная задача**

Определите знак потенциала в точке В (по заданию учителя) при значениях зарядов  $q_1=1$  мкКл;  $q_2= - 5$  мкКл;  $d=3$  м.

### **Задача 8. Экспериментальное исследование**

Цель работы: экспериментальное изучение свойств электростатического поля, построение силовых и эквипотенциальных линий.

Ход работы:

1. Ознакомиться с компьютерной моделью «Электрическое поле точечных зарядов» (какие параметры представлены в модели, пределы измерения, единицы измерения).
2. Задайте значения зарядов и расстояние между ними (они во всех опытах должны быть одинаковыми). Заряды возьмите разноименные.
3. Найдите систему точек с потенциалом 1В.
4. Постройте эквипотенциальные линии, соединив плавно полученные точки.

5. Постройте еще две эквипотенциальные линии для других значений потенциала.
6. Построить силовые линии перпендикулярно эквипотенциальным.
7. Включите в модели изображение силовых и эквипотенциальных линий и сравните результаты своей работы с моделью.
8. Возьмите два одноименных заряда и сделайте с ними последовательность пунктов 3-7.
6. Сделайте выводы по сделанной работе.

Выполнение перечисленных заданий можно организовать, как на уроке, так и во внеурочное время. С помощью них удобно осуществлять индивидуализацию и дифференциацию обучения, включая учащихся в решение разного типа задач, в зависимости от их способностей и стремлений, постепенно увеличивая уровень сложности предлагаемых заданий.

Использование данной модели отвечает таким дидактическим целям, как увеличение наглядности при изучении нового материала, формирование исследовательских компетенций, выработка экспериментальных умений и навыков. А выполнение компьютерного эксперимента упрощает восприятие учащимися материала, способствует развитию интереса к изучению физики, повышает исследовательскую мотивацию учащихся.

#### Список литературы

1. Кавтрев, А.Ф. Информационные технологии в преподавании физики: Метод.пособие. / Авт.-сос. А.Ф. Кавтрев.– СПб.: ЛОИРО, 2003. – 75с.
2. Епифанова М.К. Инновационные педагогические технологии. Часть.1. Образовательные ресурсы Интернет как компонент мультимедийных технологий и их применение в обучении физике: учебно-методическое пособие / М.К. Епифанова, Н.Г. Недогреева. – М.: Издательский центр "Наука", 2010. – 37 с.

## **СПЕЦИФИКА ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ ИНОСТРАННЫМ ГРАЖДАНАМ В ОГУ**

**Цветкова Е.В.**

**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»**

Одной из тенденций развития современного образования является его интернационализация, которая выражается в увеличении количества студентов, получающих образование за пределами родной страны.

В последние годы намечается тенденция повышения спроса среди иностранных граждан на получение высшего образования в России на русском языке. В то же время выявлен ряд проблем, связанных с набором иностранцев и качеством их обучения на факультете подготовки иностранных граждан. В связи с этим возникает необходимость анализа особенностей учебного процесса и выявление факторов, влияющих на академическую успеваемость иностранных граждан [1].

На начальном этапе обучения иностранные слушатели испытывают стресс из-за языкового барьера, непривычных бытовых условий, социального окружения, форм учебных занятий и способов взаимодействия преподавателей, что приводит к академической неуспеваемости и падению мотивации к учебной деятельности. Для преодоления трудностей вхождения в образовательную среду вуза иностранным гражданам необходима психологическая поддержка со стороны преподавателей.

В качестве проблем преподавания физики иностранным гражданам в ОГУ указываются краткие сроки изучения этой дисциплины. Отмечается, что учащиеся не успевают привыкнуть к речи преподавателя, что особенно существенно при преподавании на русском языке, когда он не является для них родным.

Особенности культуры и традиций в странах, из которых прибыли иностранные граждане, национальные особенности поведения вызывают трудности во взаимодействии преподавателя с обучающимися и требуют особых подходов к выстраиванию педагогического общения и применения активных методов обучения. Преподавание на русском языке для поликультурного и полиэтнического контингента обучающихся, а это как правило, студенты стран Африки, накладывает дополнительные требования к компетенциям преподавателя. В структуре готовности преподавателя к реализации образовательных программ для иностранных слушателей выделяется: знание культуры, традиций, национальных особенностей социального взаимодействия, теоретические знания особенностей межкультурной коммуникации и практические навыки организации межкультурного общения, компетенции в оказании психологической поддержки иностранным слушателям.

В целях повышения качества преподавания курса физики иностранным гражданам на русском языке, необходимо проводить входное тестирование в целях комплектования групп слушателей с приблизительно одинаковым уровнем подготовки по физике, организовать подготовительные занятия для обучающихся с низким уровнем базовой подготовки, ввести модульно-рейтинговую систему оценивания результатов обучения, выделить дополнительное время преподавателям на подготовку методического материала.

К числу основных проблем преподавания физики на факультете подготовки иностранных граждан в ОГУ следует отнести: недостаточный уровень владения русским языком, значительные пробелы в знаниях по физике за курс средней школы, ограниченное число учебных часов на обучение. На данный момент не создано учебных программ по интенсивному обучению физике иностранных слушателей, нет и специальных научно-методических пособий по физике, стимулирующих иностранных слушателей к образованию и самообразованию. Решение указанных проблем, напрямую связано с интенсификацией обучения физике. При этом, под интенсификацией понимается создание таких условий для обучаемого, когда он за более короткий временной интервал способен усвоить программные знания и умения. Можно выделить два основных направления для практического осуществления интенсификации процесса обучения: совершенствование организации учебной деятельности учащихся; трансформация содержания образования с целью уплотнения (насыщения) учебного материала. Первое направление связано с развитием индивидуальных возможностей и особенностей личности обучаемого, системным овладением приемами и методами учебной деятельности, обучением всех учащихся культуре умственного труда с учетом специфики учебного предмета, использование образных представлений, разного вида символов, приемов сравнения, метода аналогии [2].

Опыт практической работы показывает, что одним из возможных путей реализации направления интенсификации процесса обучения физики является внедрение слушателей факультета подготовки иностранных граждан в университетскую систему Moodle ОГУ. Составные элементы каждого блока курса Moodle можно представить следующим образом: актуализация знаний, лекция, практическое занятие и домашнее задание. Актуализация знаний обучаемых предопределяется конечной целью занятия: какие понятия, величины и законы надо изучить, какие типовые задачи научить решать и т. п. На этом этапе целесообразно применять небольшой физический диктант, «настраивающий» учащихся на дальнейшее изложение материала; беглый устный опрос по формулировкам законов, понятий, формул; ответы преподавателя на вопросы обучаемых, возникшие при выполнении домашнего задания. Отмечаются рассмотренные вопросы. Развернутый план или план-конспект слушатели записывают в свои тетради. На практических занятиях главная методическая задача преподавателя – организовать применение полученных знаний. Работа над вопросами проходит в форме фронтального

опроса: слушатели читают вопрос и отвечают друг за другом без указаний преподавателя - проговаривают определения, законы, формулы. Значительное внимание на практических занятиях отводится решению задач, исходя из того, что каждая задача предусматривает определенный уровень применения знаний. Уже при чтении условия задачи имеет место применение знаний, выражающееся в осмыслении фактов, явлений, включенных в текст задачи. При решении задач иностранные слушатели руководствуются алгоритмическими предписаниями, которые сообщаются им на первом семинаре. Алгоритмические предписания в последующем приводят их к определенному способу решения. Проверка и закрепление способа решения осуществляется путем многократной тренировки по его использованию. Главный принцип, которым мы руководствуемся при обучении иностранных граждан - умению решать задачи - состоит в том, чтобы в результате его применения сохранялась целостность физической задачи. В случае, когда слушатель не может решить задачу, путь оказания ему помощи состоит в следующем: первоначальный вариант задачи сводится к другим ее вариантам, ослабляющим меру ее трудности. Для этого в условие задачи вводятся дополнительные данные, которые упрощают задачу, сужают область поиска. Поэтапное решение последовательности задач, основанных на содержании основной задачи, целенаправленно приближает слушателя к решению основной задачи. Рассматриваемая система обучения может быть использована в качестве элементов технологии обучения. Опыт работы говорит о том, что при организации учебного процесса данная система позволяет перенести центр тяжести обучения непосредственно на аудиторские занятия, исключает задания репродуктивного характера, формирует ответственное отношение студентов к обучению [3].

Проведение занятий по вышеизложенным планам возможно повысит интерес иностранных граждан к занятиям, повысит интенсивность работы, увеличит объем решаемых задач.

Наличие дистанционного обучения на платформе Moodle может обеспечить качественное образование иностранных граждан в ОГУ. Возможно, что данный вид обучения в дальнейшем будет цениться так же, как и классическое образование. Дистанционное образование открывает иностранным слушателям доступ к нетрадиционным источникам информации, повышает эффективность их самостоятельной работы, дает новые возможности для обретения и закрепления различных профессиональных навыков. Можно сделать вывод, что появление дистанционного образования приведёт к изменению традиционной модели взаимодействия «преподаватель – студент» [4]. В настоящее время организационные и педагогические возможности реализуются в ОГУ с помощью практически всех доступных телекоммуникационных сервисов.

### Список литературы

1. Арефьев А.Л. Иностранцы студенты в российских вузах. Разд. 1: Россия на международном рынке образования. Разд. 2: Формирование контингента иностранных студентов для российских вузов [Электронный ресурс] / Арефьев А. Л., Шереги Ф. Э.; М-во образования и науки РФ. - М.: Центр социологических исследований, 2014. - 228 с.
2. Погибельская Н. Б., Погибельский А. П. Особенности организации учебной деятельности иностранных студентов при изучении физики // Современная наука: актуальные проблемы теории и практики. Серия: Гуманитарные науки. -2017. -№01. -С. 87-89.
3. Одинокая М.А. Учебный модуль на платформе MOODLE как средство организации внеаудиторной самостоятельной работы студента // Вопросы методики преподавания в вузе. – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2015. – Вып. 4 (18). – С. 199–206.
4. Цветкова, Е. В. Использование электронной образовательной платформы Moodle при дистанционном изучении учебной дисциплины "Физика" студентами ОГУ [Электронный ресурс] / Е. В. Цветкова // Университетский комплекс как региональный центр образования, науки и культуры : материалы Всерос. науч.-метод. конф. (с междунар. участием), Оренбург, 26-27 янв. 2022 г. / Оренбург. гос. ун-т ; ред. А. В. Пыхтин. - Оренбург : ОГУ, 2022. - . - С. 2935-2938. . - 4 с.

# **СТРУКТУРНЫЕ ТРАНСФОРМАЦИИ КАК ПРОЯВЛЕНИЕ САМООРГАНИЗАЦИИ В КЕРАМИЧЕСКОМ МАТЕРИАЛЕ**

**Каныгина О.Н., д-р физ.-мат. наук, профессор,  
Четверикова А.Г., канд. физ.-мат. наук, доцент,  
Четверикова Д.К.**

**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»**

В основе современного материаловедения лежит описание эволюции нагружаемого материала как сложной структурно-неоднородной среды. Наиболее продуктивным является рассмотрение среды как многоуровневой, иерархически организованной системы, в которой развиваются процессы деформации, самоорганизации внутренней структуры и возникновения новых диссипативных структур, фазовые превращения и разрушения [1]. Такая методология представляется единственно полезной при исследовании свойств полиминерального комплекса (ПМК), представляющего собой многокомпонентную систему, содержащую одновременно несколько природных минералов, сопутствующих примесей, а также специально вводимые добавки. Многофазная структура твердых частиц представлена обычно набором кристаллических решеток различной симметрии и аморфными частицами. Полидисперсный состав частиц сопровождается, как правило, большим разнообразием их форм и качества поверхности. Все эти изначальные параметры обуславливают многообразие эволюционных путей, которые проходит керамика в процессе изготовления на основе ПМК. Фазовые и полиморфные превращения, протекающие при спекании, практически никогда не завершаются полностью, приводя систему в состояние неустойчивого термодинамического равновесия. Поведение керамических материалов, испытывающей термические нагрузки, можно рассматривать как эволюцию системы, связанную с самоорганизующимися и саморегулирующимися процессами.

Опыт показывает, что по двум – трём параметрам нельзя достаточно надёжно описать и предсказать поведение термически нагружаемого материала во времени. Структурные изменения происходят как на мезо- так и на микроуровнях. В качестве мезоструктуры можно рассматривать поровое пространство и размеры зерен твердых частиц. К изменениям на микроуровне можно отнести полиморфные превращения, раскрытие микротрещин. В этих условиях необходимо исходить из принципа Пригожина-Гленсдорфа о минимуме производстве энтропии, определяющем поведение системы вдали от термодинамического равновесия.

Цель данной работы состоит в попытке анализа термостойкости кремнеземистой керамики как системы, находящейся в неравновесном

состоянии в момент термического нагружения, и переходящей затем в состояние текущего равновесия. Этот переход обеспечивается диссипацией энергии, сопровождающей эволюцию структуры. В связи с вышесказанным желательно найти обобщающую, интегрирующую характеристику для термоциклированного материала, которая бы адекватно отражала его термомеханические свойства. В качестве такой характеристики авторами предлагается метод цветового контраста.

Минералогический состав ПМК представлен: кварцем – (38...30), каолинитом - (59...60) и гидрослюдинитом – (8...10). Геометрические размеры и формы образцов для проведения испытаний выбраны в соответствии с ГОСТ 24409-80. Высушенные образцы обжигали в муфельной печи типа СНОЛ при температурах 1120, 1270, 1340 и 1390 К, при скорости нагрева  $0.1 \text{ K}^{-1}$  с выдержками 1 и 2 часа.

Стойкость к умеренным режимам термонагружения оценивали с помощью последовательных циклов, состоящих из нагрева образцов, выдержки их при заданной температуре 30 минут и последующего резкого охлаждения в воде в течение 15 минут. При первом цикле в печи устанавливали температуру на 100 град выше температуры воды. При каждом последующем цикле перепад температур повышали на 50 град. После погружения в воду образцы высушивали 2 часа при 400 К, а затем охлаждали и измеряли прочность на изгиб. Умеренные режимы термонагружения применяли к образцам, обожженным с выдержкой 1ч. Вторую партию образцов (2 ч) подвергали термоударам  $T_y$  в 400-800 К с перепадами температур 50 К.

Однозначно по коэффициентам потери прочности  $K_\sigma$  наиболее надежный материал выбрать трудно, поскольку больше всего теплосмен (9) выдержали образцы, обожженные при 1220 и 1390 К; меньше всего (6)- обожженные при 1340 К. Образцы, обожженные при 1270 К, выдержали 7 теплосмен. Теплосмены приводят к снижению открытой пористости во всех образцах. Очевидно, при вариации температуры происходит разрушение поверхностных участков мезоструктуры, перемычек между порами. Наиболее интенсивен этот процесс в образцах, обожженных при 1270 К, поскольку пористость снижается на 6%, в остальных образцах – на 2%. Максимальное число теплосмен и предельную температуру -600 К- выдерживают образцы, обожженные при 1390 К; при этом пористость образцов в 4 раза больше. Самую низкую термостойкость имеют образцы с пористостью 3 % (1340 К). Однозначной связи термостойкости с объемной пористостью не наблюдается, поскольку в материале пористость и фазовый состав неразрывны в трехмерном фазовом пространстве. Вариация пористости сопровождается полиморфными превращениями, вид и кинетика которых определяются режимом обжига [2].

Увеличение времени обжига с 1 до 2 часов практически не влияет на пористость, однако приводит к двукратному росту прочности на изгиб. Это связано с тем, что образуется неоднородная по сечению образца структура. Толщина, в которой происходят фазовые превращения, с течением времени обжига растет, что и приводит к повышению механических свойств.

Рентгеноструктурный анализ свидетельствует о том, что за 2 часа выдержки увеличивается количество высокосимметричных кристаллических модификаций, а также доля аморфной стеклофазы. Активные фазовые превращения сопровождаются концентрациями значительных напряжений на межфазных границах и контактных участках, что может стимулировать появление микротрещин или щелевидных открытых микропор на поверхности образца. Спектаемые 2 часа образцы имеют готовую микротрещиноватую структуру, которая делает материал более термостойким.

Прочность самых плотных образцов ( $\Pi=4\%$ ) после термоудара снижается обратно пропорционально перепаду температур быстрее чем для других партий. Наиболее стабильной остается прочность образцов, обожженных при 1340 и 1270 К, однако в области  $T_y=870$  К наблюдается “выброс” - она снижается в 2 раза. Прочность образцов, полученных при 1220 К, изменяется незначительно.

Наибольший разброс значений  $\sigma_{изг}$  наблюдается для образцов, обожженных при 1390 К, они в 2 раза выше, чем для остальных. Этот факт свидетельствует об увеличении энтропии системы, диссипации энергии в структуре материала. Особенно неоднородной становится структура в области  $T_y$  (570–920) К. Это может быть связано с кристаллизацией стеклофазы и продолжением полиморфных превращений в кристаллических компонентах. В образцах, спеченных при 1220 К, наибольшая флуктуация значений  $\sigma_{изг}$  наблюдается в области  $T_y$  (500-870) К. Возможно, при этих температурах происходит “допекание” – продолжение фазовых превращений, не получивших развития при обжиге.

Коэффициенты потери прочности образцов, обожженных при 1390 К, растут в 2 раза быстрее остальных. Пределом термостойкости считается температурный перепад, при котором коэффициент потери прочности составляет 1/3. Для данной партии образцов эта температура составляет около 700 К. Максимальной термостойкостью обладают образцы, обожженные при 1340 К: при 800 К для них значение  $K_\sigma < 0,1$ . С понижением температуры обжига до 1270 и 1220 К значения  $K_\sigma$  для этой же температуры испытаний возрастают до 0,15 и 0,20. Выше 800 К начинается интенсивное полиморфное превращение в  $\alpha$ - $\beta$ -кварце, что приводит к значительным структурным изменениям. В зависимости от того, какой фазовый состав сформировался при обжиге, могут образоваться микротрещиноватые структуры, происходит частичная аморфизация кристаллических составляющих или, напротив, расстекловывание фазы, образующейся из расплава. Результаты всех перечисленных процессов и обуславливают термостойкость кремнеземистой керамики.

Установлено, что в результате термоудара структура приобретает аксиальную текстуру, ось которой совпадает с центральной осью стержня. Возникают новые элементы структуры – фрагменты. Они представляют собой радиально расположенные равноосные трехгранные пирамиды, вершины которых направлены к центру. Трещины идут по границам фрагментов без особого ветвления. Их размеры и площадь, занятая ими, растут

пропорционально перепаду температур [3].

Картины разрушения существенно изменяются с понижением температуры обжига - размеры фрагментов сокращаются в три раза, а протяженность линий трещин вырастает в 10 раз за счет бифуркации диссипативных процессов. В пористых образцах (1270 К) поверхности изломов изменяются незначительно. Хрупкое разрушение обусловлено многочисленными трещинами, которые напрямую проходят сквозь образец. Любая из множества существующих микротрещин находит свой аттрактор, превращаясь в магистральную. В образцах, содержащих стеклофазу (1340 К, 1390 К), интенсивность фрагментирования изломов пропорциональна перепадам температуры. В поверхностных слоях развиваются процессы кристаллизации стеклофазы и фазовых превращения в кристаллических составляющих. Центральные части излома ограничиваются треугольными участками, являющимися частью фрагментов. Диаметры центральных кругов, незатронутых самоорганизацией уменьшаются с ростом температуры термоудара в 6 раз. В стеклофазе из-за резкого охлаждения, т.е. высокого температурного градиента образуются кристаллы размером 1-2 мкм, являющиеся очевидным признаком самоорганизации структуры, стремящейся к максимально возможному равновесию. В свою очередь, они становятся новыми концентраторами напряжений, источниками трещин.

В зависимости от фазового состава, сформировавшегося при спекании, во время термоцикла могут реализоваться различные пути эволюции структуры: образование сети микротрещин и расстекловывание аморфных фаз. При высоких температурах термического удара возможно “залечивание” некоторых трещин и других дефектов, которые сложно оценить любым из разработанных экспериментальных и аналитических методов. Необходимо получать обобщенную информацию не только о характере, но и об интенсивности структурных перестроек. Многие механические методы оценки измененной структуры не дают однозначного объяснения из-за внесения дополнительных элементов структуры, зачастую, дефектов. В многофазных гетерогенных кремнеземистых керамиках механические характеристики невелики и определяются с высокой погрешностью. Сочетание исследований прочности на изгиб, количественной фрактографии с методом цветowych характеристик позволяет отследить структурные изменения в системе, находящейся в режиме обострения [4].

#### Список литературы

1. Синергетика и фракталы в материаловедении./ В.С. Иванова, А.С. Баланкин, И.Ж. Бунин, А.А. Оксогоев. – М.: Наука, 1994. – 383с.
2. Четверикова, А. Г. Разрушение керамических материалов со сложным составом под действием термических напряжений / А. Г. Четверикова, О. Н. Каныгина // Вестник Кыргызско-Российского Славянского университета. – 2007. – Т. 7, № 8. – С. 18-22. – EDN LJWGDD.
3. Четверикова, А. Г. Фрактальная размерность поверхности разрушения кремнеземистой керамики после термоудара / А. Г. Четверикова // Вестник

Оренбургского государственного университета. – 2013. – № 9(158). – С. 150-155. – EDN RLDZZX.

4. Каныгина, О. Н. Физические аспекты термостойкости оксидной керамики / О. Н. Каныгина – Бишкек : Кыргызстан, 2003. – 1 с. – EDN ROOPUJ.

# ГЕНЕРАТОР ОДНОМЕРНЫХ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ

Чмерева Т.М., д-р физ.-мат. наук, доцент,  
Кучеренко М.Г., д-р физ.-мат. наук, профессор,  
Мушин Ф.Ю.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»

Основной тенденцией современных оптоэлектронных технологий является миниатюризация функциональных устройств. В последние годы усилия большого числа исследователей направлены на разработку лазеров с нанометровыми размерами. Перспективным подходом к решению данной задачи считается использование плазмонных резонаторов вместо фотонных [1]. Такими резонаторами могут служить плазмонные наночастицы [2], металлические волноводы [3], канавки в металле [4], плоскостойкие структуры [5] и другие конфигурации плазмонных наноструктур. Наличие активной среды вблизи плазмонного резонатора может привести к генерации поверхностных плазмонов и, соответственно, сильных электрических полей в ближней зоне, которые, в свою очередь, оказывают воздействие на квантовые излучатели и эффективно их возбуждают. В последние годы появилось большое количество работ, в которых сообщается об экспериментальной реализации плазмонного нанолазера [6-8].

В данной работе теоретически исследован спазер, генерирующий одномерные поверхностные плазмон-поляритоны (ППП). Плазмонным резонатором является цилиндрическая нанопроволока с диэлектрическим сердечником и металлической оболочкой. Активная среда представляет собой тонкий слой квантовых излучателей (молекул красителя или квантовых точек), окружающий нанопроволоку, как показано на рисунке 1. Динамика спазера исследована в рамках полуклассической теории [9],

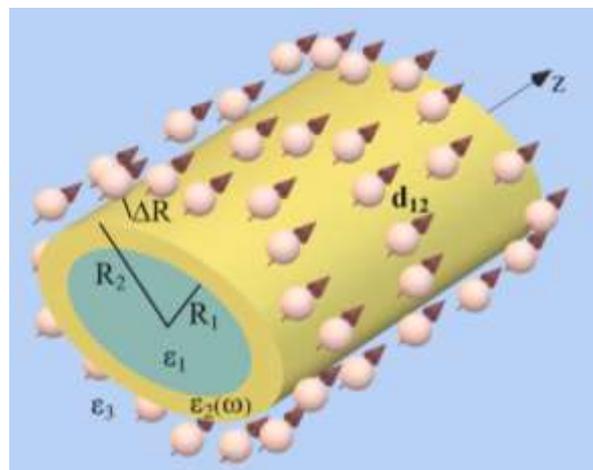


Рисунок 1 – Спазер на основе оболочечной нанопроволоки круглого сечения

основанной на уравнениях Максвелла-Блоха и квантовом описании усиливающей среды, как двухуровневой системы (ДУС), и квантовой теории [2], использующей квантование поля поверхностного плазмона и уравнение Гейзенберга для оператора уничтожения плазмона. Выполнено сравнение результатов, даваемых двумя моделями. Расчеты по указанным моделям были

проведены для серебряной цилиндрической оболочки с внешним радиусом  $R_2 = 20$  нм. Внутренний  $R_1$  радиус оболочки варьировался. В расчетах законов дисперсии ППП использовалась действительная диэлектрическая функция металла в обобщенной модели Друде  $\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_\infty - \omega_p^2 / \omega^2$ . Параметры Друде на оптических частотах для серебра брались из монографии [10]: энергия объемного плазмона  $\hbar\omega_p = 9,0$  эВ, высокочастотная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_\infty = 3,7$ . Диэлектрические постоянные сердечника и окружающей нанопроволоку среды выбирались равными  $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 2$ . Частота перехода в квантовом излучателе была равна  $3,5 \text{ фс}^{-1}$ .

В оболочечной нанопроволоке существуют два типа плазмонных колебаний: низко- и высокочастотные. Законы дисперсии ППП, рассчитанные при  $R_1 = 10$  нм, изображены на рисунке 2. Из рисунка видно, что при выбранных параметрах модели равенство частоты ППП и частоты перехода в квантовом излучателе имеет место только для низкочастотного осесимметричного ( $n = 0$ ) ППП. Как показывают расчеты, с увеличением  $R_1$  частота ППП уменьшается, и становится возможным резонанс и для низкочастотных плазмонных мод с  $n \neq 0$ . Поэтому, чтобы спазер был одномодовым, необходимо соответствующим образом подбирать параметры системы.

В формализме вторичного квантования компоненты напряженностей электрического и магнитного полей одномерного осесимметричного ППП записываются в следующем виде:

Внутри диэлектрического сердечника  $r < R_1$

$$\hat{E}_{k_z r}^{(1)}(r, z, t) = -i \sqrt{\frac{2\hbar\omega_0}{LS(k)}} \frac{k_z}{q_1} I_0'(q_1 r) \{ \hat{a}_{k_z}(t) e^{ik_z z} - \hat{a}_{k_z}^+(t) e^{-ik_z z} \},$$

$$\hat{E}_{k_z z}^{(1)}(r, z, t) = \sqrt{\frac{2\hbar\omega_0}{LS(k)}} I_0(q_1 r) \{ \hat{a}_{k_z}(t) e^{ik_z z} + \hat{a}_{k_z}^+(t) e^{-ik_z z} \},$$

$$H_{k_z \alpha}^{(1)}(r, z, t) = -i \sqrt{\frac{2\hbar\omega_0}{LS(k)}} \frac{\varepsilon_1 \omega_0}{c q_1} I_0'(q_1 r) \{ \hat{a}_{k_z}(t) e^{ik_z z} - \hat{a}_{k_z}^+(t) e^{-ik_z z} \},$$

где  $I_0(x)$  – модифицированная функция Бесселя  $n$ -го порядка,  $I_0'(x)$  – производная по  $x$ ,  $q_1 = \sqrt{k_z^2 - \varepsilon_1 \omega_0^2 / c^2}$  – коэффициент, определяющий быстроту спада поля плазмона по мере удаления от границы раздела сред,  $k_z$  – продольное волновое число,  $\omega_0$  – частота ППП,  $c$  – скорость света,  $\varepsilon_1$  –

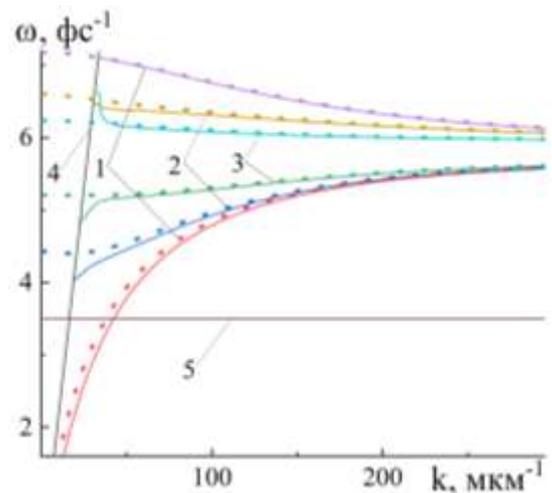


Рисунок 2 – Законы дисперсии ППП для  $n = 0(1), 1(2), 2(3)$ . Прямая 4 – закон дисперсии фотонов в диэлектрической среде. Штриховыми кривыми показаны законы дисперсии в квазистатическом приближении. Частота перехода в квантовом излучателе – горизонтальная линия 5

диэлектрическая постоянная сердечника,  $L$  – длина нанопроволоки,  $\hat{a}_{k_z}(t)$  и  $\hat{a}_{k_z}^+(t)$  – операторы уничтожения и рождения ППП.

Внутри цилиндрической оболочки  $R_1 < r < R_2$

$$E_{k_z r}^{(2)}(r, z, t) = -i \sqrt{\frac{2\hbar\omega_0}{LS(k)}} \frac{k_z}{q_2} (XI'_0(q_2 r) + YK'_0(q_2 r)) \{ \hat{a}_{k_z}(t) e^{ik_z z} - \hat{a}_{k_z}^+(t) e^{-ik_z z} \},$$

$$E_{k_z z}^{(2)}(r, z, t) = \sqrt{\frac{2\hbar\omega_0}{LS(k)}} (XI_0(q_2 r) + YK_0(q_2 r)) \{ \hat{a}_{k_z}(t) e^{ik_z z} + \hat{a}_{k_z}^+(t) e^{-ik_z z} \},$$

$$H_{k_z \alpha}^{(2)}(r, z, t) = -i \sqrt{\frac{2\hbar\omega_0}{LS(k)}} \frac{\varepsilon_2(\omega_0)\omega_0}{cq_2} (XI'_0(q_2 r) + YK'_0(q_2 r)) \{ \hat{a}_{k_z}(t) e^{ik_z z} - \hat{a}_{k_z}^+(t) e^{-ik_z z} \},$$

где  $K_n(x)$  – функция Макдональда,  $K'_n(x)$  – производная по  $x$ ,  $q_2 = \sqrt{k_z^2 - \varepsilon_2(\omega)\omega^2/c^2}$ . Здесь также введены обозначения

$$X = \frac{I_0(q_1 R_1)}{I_0(q_2 R_1) + F(q_1, q_2, R_1) K_0(q_2 R_1)}, \quad Y = XF,$$

$$F = \left( \frac{\varepsilon_1 I'_0(q_1 R_1)}{q_1 I_0(q_1 R_1)} I_0(q_2 R_1) - \frac{\varepsilon_2 I'_0(q_2 R_1)}{q_2} \right) \left( \frac{\varepsilon_2 K'_0(q_2 R_1)}{q_2} - \frac{\varepsilon_1 I'_0(q_1 R_1)}{q_1 I_0(q_1 R_1)} K_0(q_2 R_1) \right)^{-1}.$$

Вне нанопроволоки  $r > R_2$

$$\hat{E}_{k_z r}^{(3)}(r, z, t) = -i \sqrt{\frac{2\hbar\omega_0}{LS(k)}} \frac{k_z}{q_3} ZK'_0(q_3 r) \{ \hat{a}_{k_z}(t) e^{ik_z z} - \hat{a}_{k_z}^+(t) e^{-ik_z z} \},$$

$$\hat{E}_{k_z z}^{(3)}(r, z, t) = \sqrt{\frac{2\hbar\omega_0}{LS(k)}} ZK_0(q_3 r) \{ \hat{a}_{k_z}(t) e^{ik_z z} + \hat{a}_{k_z}^+(t) e^{-ik_z z} \},$$

$$H_{k_z \alpha}^{(3)}(r, z, t) = -i \sqrt{\frac{2\hbar\omega_0}{LS(k)}} \frac{\varepsilon_3 \omega_0}{cq_3} ZK'_0(q_3 r) \{ \hat{a}_{k_z}(t) e^{ik_z z} - \hat{a}_{k_z}^+(t) e^{-ik_z z} \},$$

где  $q_3 = \sqrt{k_z^2 - \varepsilon_3 \omega^2/c^2}$ ,  $\varepsilon_3$  – диэлектрическая постоянная среды, окружающей нанопроволоку,  $Z = (I_0(q_2 R_2) + K_0(q_2 R_2) F) X / K_0(q_3 R_2)$ . Величина  $S(k)$  возникает в ходе процедуры вторичного квантования при вычислении средней энергии электромагнитного поля ППП

$$W_0 = \frac{1}{16\pi} \left( \int_{r < R_1} (\varepsilon_1 |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 + |\mathbf{H}(\mathbf{r})|^2) d\mathbf{r} + \int_{R_1 \leq r < R_2} \left( \frac{\partial(\omega \varepsilon_2(\omega))}{\partial \omega} |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 + |\mathbf{H}(\mathbf{r})|^2 \right) d\mathbf{r} + \int_{r \geq R_2} (\varepsilon_3 |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 + |\mathbf{H}(\mathbf{r})|^2) d\mathbf{r} \right)$$

и определяется формулой

$$S = \left( \varepsilon_1 A_E + A_H + \frac{\partial(\omega \varepsilon_2(\omega))}{\partial \omega} \Big|_{\omega_0} B_E + B_H + \varepsilon_3 C_E + C_H \right),$$

где

$$A_E = \int_0^{R_1} \left( \frac{k_z^2}{q_1^2} I_1^2(q_1 r) + I_0^2(q_1 r) \right) r dr, \quad A_H = \left( \frac{\varepsilon_1 \omega_0}{c q_1} \right)^2 \int_0^{R_1} I_1^2(q_1 r) r dr,$$

$$B_E = X^2 \int_{R_1}^{R_2} \left[ \frac{k_z^2}{q_2^2} (I_1(q_2 r) - FK_1(q_2 r))^2 + (I_0(q_2 r) + FK_0(q_2 r))^2 \right] r dr,$$

$$B_H = \left( \frac{\varepsilon_2(\omega_0) \omega_0}{c q_2} \right)^2 X^2 \int_{R_1}^{R_2} (I_1(q_2 r) - FK_1(q_2 r))^2 r dr,$$

$$C_E = Z^2 \int_{R_2}^{\infty} \left( \frac{k_z^2}{q_3^2} K_1^2(q_3 r) + K_0^2(q_3 r) \right) r dr, \quad C_H = Z^2 \left( \frac{\varepsilon_3 \omega}{c q_3} \right)^2 \int_{R_2}^{\infty} K_1^2(q_3 r) r dr.$$

Поскольку  $S$  имеет размерность площади, ее называют областью локализации плазмонной моды.

В квантовой теории спазера оператор уничтожения плазмона представляется в виде  $\hat{a}_{k_z}(t) = a_{k_z 0}(t) e^{-i\omega t}$ , где  $a_{k_z 0}(t)$  – медленно меняющаяся амплитуда, и динамика спазера определяется тремя уравнениями [2]

$$\begin{aligned} \dot{n}_{21}(\mathbf{r}_j, t) &= -4 \operatorname{Im}(\Omega_{21}(\mathbf{r}_j) a_{k_z 0}(t) \rho_{12}(\mathbf{r}_j, t)) + g(1 - n_{21}(\mathbf{r}_j, t)) - \gamma(\mathbf{r}_j)(1 + n_{21}(\mathbf{r}_j, t)), \\ \dot{\rho}_{12}(\mathbf{r}_j, t) &= -[i(\omega - \omega_{21}) + \Gamma_{21}] \rho_{12}(\mathbf{r}_j, t) + i\Omega_{12}^*(\mathbf{r}_j) a_{k_z 0}^*(t) n_{21}(\mathbf{r}_j, t), \\ \dot{a}_{k_z 0}(t) &= [i(\omega - \omega_0) - \gamma_0] a_{k_z 0}(t) + i \sum_j \Omega_{12}^*(\mathbf{r}_j) \rho_{12}^*(\mathbf{r}_j, t), \end{aligned}$$

где  $n_{21}$  – инверсия населенностей ДУС, положение которой задается радиусом вектором  $\mathbf{r}_j$ ,  $\rho_{12}$  – недиагональный элемент матрицы плотности ДУС,  $g$  – скорость накачки,  $\gamma(\mathbf{r}_j)$  – скорость безызлучательной передачи энергии от ДУС, к нанопроволоке,  $\Gamma$  – скорость поперечной релаксации ДУС,  $\omega_{21}$  – частота перехода в ДУС,  $\gamma_0$  – скорость затухания ППП. Через  $\Omega_{12}(\mathbf{r}_j) = \mathbf{d}_{12} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}_j) / \hbar$  обозначена частота Раби,  $\mathbf{d}_{12}$  – дипольный момент перехода ДУС,  $\mathbf{A}(\mathbf{r}_j)$  – амплитуда напряженности электрического поля ППП.

Частота спазирования определяется выражением  $\omega = (\omega_0 \Gamma + \omega_{21} \gamma_0) / (\gamma_0 + \Gamma)$  [2], и в резонансе получается  $\omega = \omega_{21} = \omega_0$ . Если спазер относится к классу В, когда  $\Gamma \gg \gamma_0 \gg \gamma$ , можно в качестве  $\rho_{12}(\mathbf{r}_j, t)$  взять его квазистационарное выражение, получающееся из второго уравнения

$$\rho_{12}(\mathbf{r}_j, t) = i\Omega_{12}^*(\mathbf{r}_j) a_{k_z 0}^*(t) n_{21}(\mathbf{r}_j, t) / \Gamma,$$

и подставить в первое и третье

$$\dot{n}_{21}(\mathbf{r}_j, t) = -4 |\Omega_{12}(\mathbf{r}_j)|^2 N_{pl}(t) n_{21}(\mathbf{r}_j, t) / \Gamma + g(1 - n_{21}(\mathbf{r}_j, t)) - \gamma(\mathbf{r}_j)(1 + n_{21}(\mathbf{r}_j, t)),$$

$$\dot{N}_{pl}(t) = -\gamma_0 N_{pl}(t) + \sum_j |\Omega_{12}(\mathbf{r}_j)|^2 N_{pl}(t) n_{21}(\mathbf{r}_j, t) / \Gamma,$$

где  $N_{pl}(t) = a_{k_z 0} a_{k_z 0}^*$  – число осесимметричных ППП.

Если пренебречь неоднородностью усиливающей среды, можно  $n_{21}(\mathbf{r}, t)$  заменить средним значением инверсии населенностей в ДУС  $\langle n_{21}(t) \rangle$ . В случае,

когда  $|\Omega_{21}(\mathbf{r}_j)|^2$  и  $\gamma(\mathbf{r}_j)$  не зависят от  $\mathbf{r}_j$ , уравнения приобретают вид

$$\langle \dot{n}_{21}(t) \rangle = -4|\Omega_{12}|^2 N_{pl}(t) \langle n_{21}(t) \rangle / \Gamma + g(1 - \langle n_{21}(t) \rangle) - \gamma(1 + \langle n_{21}(t) \rangle),$$

$$\dot{N}_{pl}(t) = -\gamma_0 N_{pl}(t) + N |\Omega_{12}|^2 N_{pl}(t) \langle n_{21}(t) \rangle / \Gamma,$$

где  $N$  – число квантовых излучателей.

В общем случае необходимо проводить усреднение  $|\Omega_{21}(\mathbf{r}_j)|^2$  и  $\gamma(\mathbf{r}_j)$  по координатам.

Скорость безызлучательного переноса энергии от возбужденного квантового излучателя к нанопроволоке находится по золотому правилу Ферми. Пусть все квантовые излучатели находятся на расстоянии  $\Delta R$  от внешней поверхности оболочки и дипольный момент перехода  $\mathbf{d}_{12}$  параллелен оси  $z$ , как показано на рисунке 1. Тогда для скорости переноса получается выражение

$$\gamma = \frac{4d_{12}^2 \omega_0(k_0) Z^2 K_0^2(q_3(R_2 + \Delta R))}{\hbar S(k_0)} \left| \frac{d\omega_{0k}}{dk} \right|_{k=k_0}^{-1},$$

где  $k_0$  – волновое число, обеспечивающее равенство  $\omega_0(k_0) = \omega_{12}$ .

Квадрат модуля частоты Раби в этом случае равен

$$|\Omega_{12}|^2 = \frac{2d_{12}^2 \omega_0(k_0) Z^2 K_0^2(q_3(R_2 + \Delta R))}{\hbar L S(k_0)}.$$

В полуклассической модели, уравнения, определяющие динамику спазера, имеют вид [9]

$$\langle \dot{n}_{21}(t) \rangle = -G \omega_{12} N_{pl}(t) \langle n_{21}(t) \rangle / \Gamma + g(1 - \langle n_{21}(t) \rangle) - \gamma(1 + \langle n_{21}(t) \rangle),$$

$$\dot{N}_{pl}(t) = -\gamma_0 N_{pl}(t) + N \omega_{12} G N_{pl}(t) \langle n_{21}(t) \rangle / (4\Gamma),$$

где  $G = \langle |(\mathbf{d}_{12} \cdot \mathbf{E})|^2 \rangle / \hbar W$  – параметр взаимодействия квантового излучателя с плазмонным полем, угловые скобки означают усреднение по объему,  $W$  – энергия поля ППП, которая в данной модели рассчитывается по формуле

$$W = \frac{1}{16\pi\omega} \left( 2\omega\epsilon_1 \int_{r < R_1} |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r} + \frac{\partial(\omega^2\epsilon_2(\omega))}{\partial\omega} \int_{R_1 \leq r < R_2} |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r} + 2\omega\epsilon_3 \int_{r \geq R_2} |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r} \right).$$

Если  $N$  частиц расположены на одинаковом расстоянии  $\Delta R$  от поверхности цилиндра, то их концентрация записывается в виде  $N(\mathbf{r}) = \frac{N}{2\pi r L} \delta(r - (R_2 + \Delta R))$ .

Тогда в случае  $\mathbf{d}_{12} \parallel z$  для параметра  $G$  имеем

$$G = \frac{1}{N\hbar W} \int_{r \geq R_2} |(\mathbf{d}_{12} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}))|^2 N(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \frac{8d_{12}^2 Z^2 K_0^2 (q_3 (R_2 + \Delta R))}{\hbar D_E L},$$

$$\text{где } D_E = \left( 2\varepsilon_1 A_E + \frac{\partial(\omega^2 \varepsilon_2(\omega))}{\omega \partial \omega} \Big|_{\omega_{12}} B_E + 2\varepsilon_3 C_E \right).$$

Постоянная затухания ППП рассчитывается по формуле

$$\gamma_0 = \frac{\omega_0}{16\pi W} \varepsilon_2''(\omega_{12}) \int_{V_2} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \mathbf{E}_0^*(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \frac{\omega_0 \varepsilon_2''(\omega_{12}) B_E}{D_E},$$

где  $\varepsilon_2''(\omega_{12})$  – мнимая часть диэлектрической проницаемости металла на частоте перехода в ДУС.

Как показывают расчеты, значения величин  $S(k)$  и  $D_E$  практически совпадают, тогда сравнение выражений для параметров, определяющих динамику спазера в рамках полуклассической и квантовой теории, приводит к идентичности системы скоростных уравнений.

Типичное значение скорости  $\Gamma$  поперечной релаксации нанокристаллических квантовых точек составляет  $10^{14} - 10^{15} \text{ с}^{-1}$  [9]. Расчеты скорости безызлучательного переноса энергии при  $\omega_0 = 3,5 \text{ фс}^{-1}$ ,  $\mathbf{d}_{12} = 20 \text{ Д}$ ,  $R_1 = 10 \text{ нм}$  и  $\Delta R = 3 \text{ нм}$  дают  $\gamma \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$ . А расчеты скорости затухания ППП приводят к  $\gamma_0 \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$ . Таким образом, при указанных параметрах системы спазер действительно можно отнести к классу В.

На рисунке 3 показаны временные зависимости числа генерируемых плазмонов и инверсии населенностей, рассчитанные по скоростным уравнениям при  $\langle n_{21}(0) \rangle = -1$  и разных  $N_{pl}(0)$ , скорости накачки  $g = 2 \text{ пс}^{-1}$  и общем количестве квантовых излучателей  $N = 4000$ . При длине нанопроволоки  $L = 1 \text{ мкм}$ , это соответствует поверхностной концентрации  $n_s = 0,02 \text{ нм}^{-2}$ . Для сравнения штриховыми кривыми показано квазистатическое приближение для описания одномерных поверхностных плазмонов. Из рисунка видно, что начальное число плазмонов влияет только на время установления стационарного режима [11].

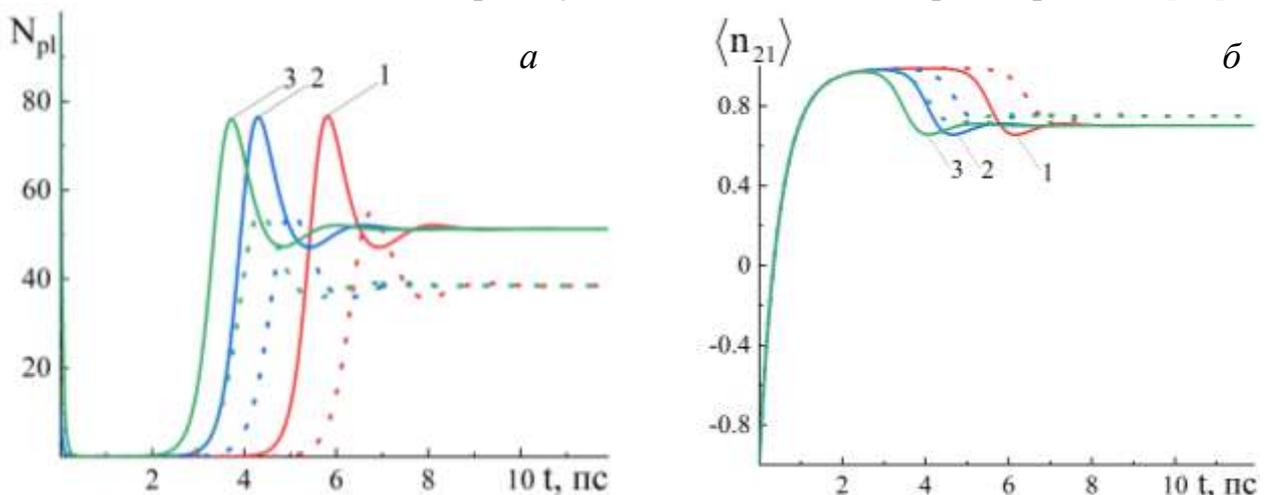


Рисунок 3 – Временные зависимости числа генерируемых плазмонов (а) и инверсии населенностей (б) при разных значения начальное число плазмонов  $N_{pl} = 0,01(1)$ ,

10(2),100(3). Штриховые кривые – квазистатическое приближение

На рисунке 4 представлены временные зависимости числа генерируемых плазмонов и инверсии населенностей, рассчитанные при разных внутренних радиусах оболочки нанопроволоки.

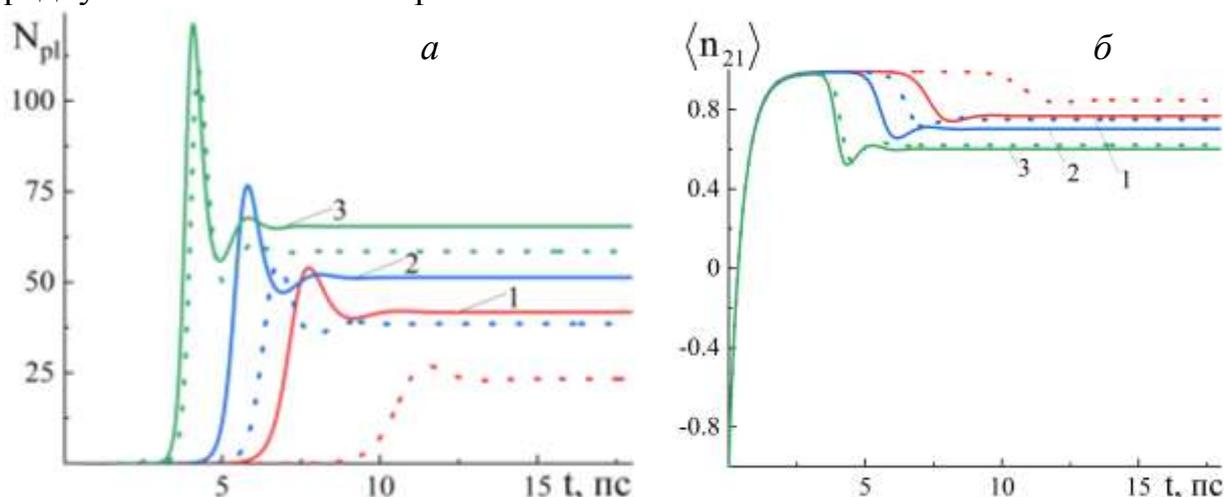


Рисунок 4 – Временные зависимости числа генерируемых плазмонов (а) и инверсии населенностей (б), рассчитанные при разных радиусах  $R_1 = 7(1), 10(2), 13(3)$  нм.

На рисунке 5 изображены дистанционные зависимости стационарных значений числа генерируемых плазмонов и инверсии населенностей при разных скоростях накачки и постоянной поверхностной концентрации квантовых излучателей. Как видно из рисунков 3 – 4, квазистатическое приближение дает заниженные значения для числа плазмонов и завышенные значения для инверсии населенностей.

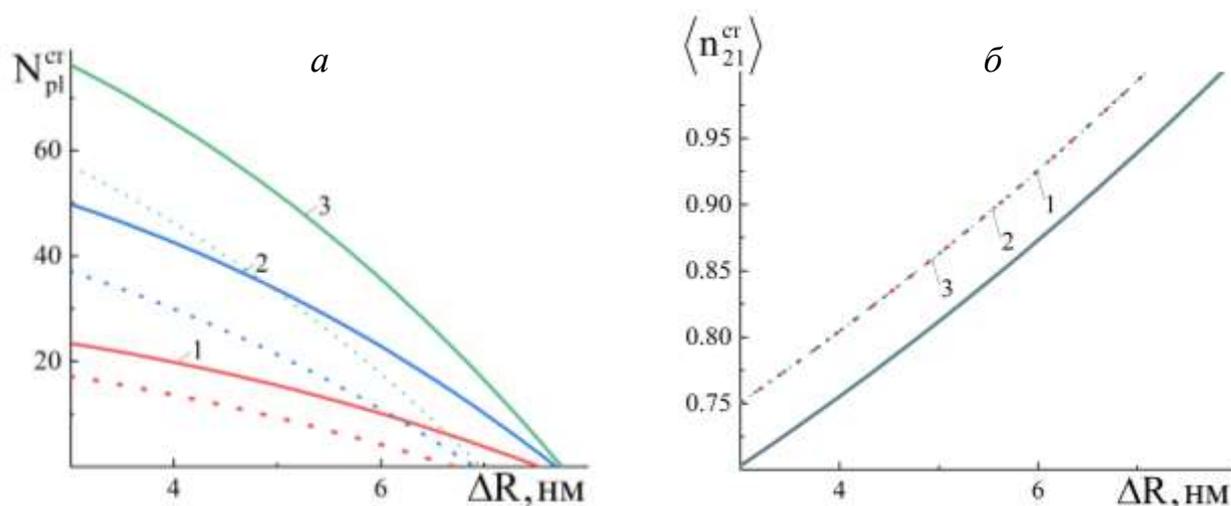


Рисунок 5 – Зависимости стационарных значений числа генерируемых плазмонов (а) и инверсии населенностей (б) от расстояния между квантовыми излучателями и поверхностью нанопроволоки, рассчитанные при разных скоростях накачки  $g = 1(1), 2(2), 3(3)$   $\text{ps}^{-1}$

Таким образом, в данной работе получены выражения для параметров, определяющих динамику спазера на основе цилиндрической металлической оболочки в рамках полуклассической и квантовой теорий. Выполнены численные оценки этих параметров и показана идентичность скоростных

уравнений, получающихся в двух подходах. Проведено исследование влияния геометрических параметров спазера на его динамику. Обнаружено, что с ростом радиуса сердечника нанопроволоки число генерируемых осесимметричных поверхностных плазмонов увеличивается, а инверсия населенностей усиливающей среды уменьшается. При удалении слоя квантовых излучателей от поверхности нанопроволоки число генерируемых плазмонов снижается.

#### Список литературы

1. *Балыкин, В.И.* Плазмонный нанолазер: современное состояние и перспективы / В.И. Балыкин // УФН. – 2018. – Т. 188. – №. 9. – С. 935-962.  
DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.09.038206>
2. *Stockman, M.I.* Nanoplasmonics: past, present, and glimpse into future / M.I. Stockman // Optics Express. – 2011. – V. 19. – No. 22. – P. 22029-22106. DOI: <https://doi.org/10.1364/OE.19.022029>
3. *Chubchev, E.D.* Nanostructured optical waveguide with a highly confined mode / E.D. Chubchev, I.A. Nechepurenko, A.V. Dorofeenko, A.P. Vinogradov, A.A. Lisyansky // Journal of Optical Society of America B. – 2020. – V. 37. – No. 9. – P. 2732-2737. DOI: <https://doi.org/10.1364/JOSAB.396739>
4. *Lisyansky, A.A.* Channel spaser: Coherent excitation of one-dimensional plasmons from quantum dots located along a linear channel / A.A. Lisyansky, I.A. Nechepurenko, A.V. Dorofeenko, A.P. Vinogradov, A.A. Pukhov // Phys.Rev. B. – 2011. – V. 84. – P. 153409. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.153409>
5. *Lozovik, Yu.E.* Highly sensitive spectroscopy based on a surface plasmon polariton quantum generator / Yu.E. Lozovik, I.A. Nechepurenko, A.V. Dorofeenko, E.S. Andrianov and A.A. Pukhov // Laser Phys. Lett. – 2014. – V. 11. – P. 125701. DOI: <https://doi.org/10.1088/1612-2011/11/12/125701>
6. *Flynn, R.A.* A room-temperature semiconductor spaser operating near 1.5  $\mu\text{m}$  / R.A. Flynn, C.S. Kim, I. Vurgaftman, M. Kim, J.R. Meyer, A.J. Mäkinen, K. Bussmann, L. Cheng, F.-S. Choa, and J.P. Long // Optics Express. – 2011. – V. 19. – Iss. 9. – P. 8954-8961. DOI: <https://doi.org/10.1364/OE.19.008954>
7. *Noginov M.A.* Demonstration of a spaser-based nanolaser / M.A. Noginov, G. Zhu, A.M. Belgrave, R. Bakker, V.M. Shalaev, E.E. Narimanov, S. Stout, E. Herz, T. Suteewong, U. Wiesner // Nature. – 2009. – V. 460. – P.1110-1112. DOI: <https://doi.org/10.1038/nature08318>
8. *Lu, Y.-J.* All-color plasmonic nanolasers with ultralow thresholds: auto-tuning mechanism for single-mode lasing / Y.-J. Lu, C.-Y. Wang, J. Kim, H.-Y. Chen, M.-Y. Lu, Y.-C. Chen, W.-H. Chang, L.-J. Chen, M.I. Stockman, C.-K. Shih, S. Gwo // Nano Lett. – 2014. – V. 14. – No. 8. – P. 4381-4388. DOI: <https://doi.org/10.1021/nl501273u>
9. *Нечепуренко, И.А.* Полуклассическая теория спазера на основе графена / И.А. Нечепуренко, А.В. Дорофеенко, Ю.Е. Лозовик // Журнал радиоэлектроники. – 2015. – № 12. – С. 1-17.

10. *Климов, В.В.* Наноплазмоника : монография / В.В. Климов. – М: Физматлит, – 2009. – 480 с.

11. *Ghimire, R.* Three-level spaser system: a semi-classical analysis / R. Ghimire, D.C. Hunley, S.J. Hossaini, S. Gnawali, V. Apalkov // arXiv:2109.03980. – 2021. DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2109.03980>

# ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ЦИЛИНДРЕ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СЕРДЕЧНИКОМ

Мушин Ф.Ю., Чмерева Т.М., д-р физ.-мат. наук, доцент  
 Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
 высшего образования  
 «Оренбургский государственный университет»

В связи с развитием молекулярной электроники и фотоники особую актуальность приобретают исследования одномерных плазмонных наноструктур, поскольку их легко комбинировать с оптическими и электрическими компонентами оптоэлектронных устройств. При этом не нарушается симметрия, и не искажаются исходные оптические свойства [1]. На основе оптического волокна с металлической оболочкой разрабатываются плазмонные волноводы, которые перспективны для плотно интегрированных оптических систем [2]. Посредством поверхностных плазмонов нанопроволоки возможно дистанционное возбуждение молекул, что позволяет управлять поверхностными каталитическими реакциями [3]. Окруженная квантовыми точками серебряная нанопроволока является примером излучателя, размер которого меньше длины волны генерируемого излучения [4].

В данной работе исследованы одномерные поверхностные плазмоны в цилиндрической металлической оболочке, окружающей диэлектрический сердечник (рисунок 1). Проведено сравнение законов дисперсии и напряженностей электрического поля плазмона, полученных с учетом запаздывания и в квазистатическом приближении [5].

Компоненты напряженностей электрического и магнитного полей одномерного поверхностного плазмон-поляритона в цилиндрической нанопроволоке с металлической оболочкой, имеющей внутренний радиус  $R_1$  и внешний радиус  $R_2$ , записываются в следующем виде [6]:

Внутри диэлектрического сердечника  $r < R_1$

$$E_{nk_z r}^{(1)}(r, \alpha, z, t) = \left( -\frac{ik_z}{q_1} I'_n(q_1 r) a_{nk_z} + \frac{\omega n}{q_1^2 r c} I_n(q_1 r) b_{nk_z} \right) \Phi_{nk_z}(\alpha, z, t),$$

$$E_{nk_z \alpha}^{(1)}(r, \alpha, z, t) = \left( \frac{nk_z}{q_1^2 r} I_n(q_1 r) a_{nk_z} + \frac{i\omega}{q_1 c} I'_n(q_1 r) b_{nk_z} \right) \Phi_{nk_z}(\alpha, z, t),$$

$$E_{nk_z z}^{(1)}(r, \alpha, z, t) = I_n(q_1 r) a_{nk_z} \Phi_{nk_z}(\alpha, z, t),$$

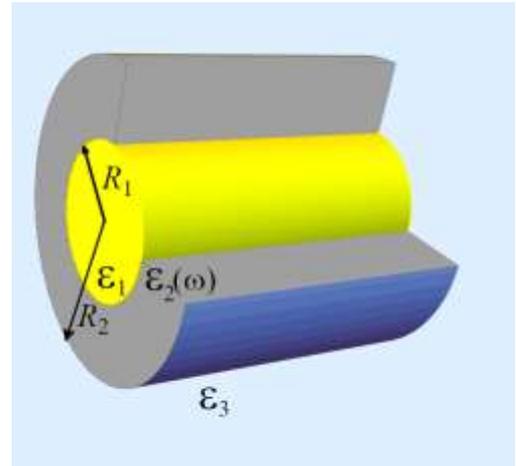


Рисунок 1 – Цилиндрическая нанопроволока с диэлектрическим сердечником и металлической оболочкой

$$H_{nk_z r}^{(1)}(r, \alpha, z, t) = \left( -\frac{n\varepsilon_1 \omega}{cq_1^2 r} I_n(q_1 r) a_{nk_z} - \frac{ik_z}{q_1} I_n'(q_1 r) b_{nk_z} \right) \Phi_{nk_z}(\alpha, z, t),$$

$$H_{nk_z \alpha}^{(1)}(r, \alpha, z, t) = \left( -\frac{i\varepsilon_1 \omega}{cq_1} I_n'(q_1 r) a_{nk_z} + \frac{nk_z}{q_1^2 r} I_n(q_1 r) b_{nk_z} \right) \Phi_{nk_z}(\alpha, z, t),$$

$$H_{nk_z z}^{(1)}(r, \alpha, z, t) = I_n(q_1 r) b_{nk_z} \Phi_{nk_z}(\alpha, z, t),$$

где  $I_n(x)$  – модифицированная функция Бесселя  $n$ -го порядка,  $I_n'(x)$  – производная по  $x$ ,  $q_1 = \sqrt{k_z^2 - \varepsilon_1 \omega^2 / c^2}$  – коэффициент, определяющий быстроту спада поля плазмона по мере удаления от границы раздела сред,  $k_z$  – продольное волновое число,  $\omega$  – частота поверхностного плазмон-поляритона,  $c$  – скорость света,  $\varepsilon_1$  – диэлектрическая постоянная сердечника,  $\Phi_{nk_z}(\alpha, z, t) = e^{i(n\alpha + k_z z - \omega t)}$ .

Внутри цилиндрической оболочки  $R_1 < r < R_2$

$$E_{nk_z r}^{(2)}(r, \alpha, z, t) = \left( -\frac{ik_z}{q_2} I_n'(q_2 r) c_{nk_z} + \frac{\omega n}{q_2^2 r c} I_n(q_2 r) d_{nk_z} - \right. \\ \left. - \frac{ik_z}{q_2} K_n'(q_2 r) e_{nk_z} + \frac{\omega n}{q_2^2 r c} K_n(q_2 r) f_{nk_z} \right) \Phi_{nk_z}(\alpha, z, t),$$

$$E_{nk_z \alpha}^{(2)}(r, \alpha, z, t) = \left( \frac{nk_z}{q_2^2 r} I_n(q_2 r) c_{nk_z} + \frac{i\omega}{q_2 c} I_n'(q_2 r) d_{nk_z} + \right. \\ \left. + \frac{nk_z}{q_2^2 r} K_n(q_2 r) e_{nk_z} + \frac{i\omega}{q_2 c} K_n'(q_2 r) f_{nk_z} \right) \Phi_{nk_z}(\alpha, z, t),$$

$$E_{nk_z z}^{(2)}(r, \alpha, z, t) = (I_n(q_2 r) c_{nk_z} + K_n(q_2 r) e_{nk_z}) \Phi_{nk_z}(\alpha, z, t),$$

$$H_{nk_z r}^{(2)}(r, \alpha, z, t) = \left( -\frac{n\varepsilon_2(\omega)\omega}{cq_2^2 r} I_n(q_2 r) c_{nk_z} - \frac{ik_z}{q_2} I_n'(q_2 r) d_{nk_z} - \right. \\ \left. - \frac{n\varepsilon_2 \omega}{cq_2^2 r} K_n(q_2 r) e_{nk_z} - \frac{ik_z}{q_2} K_n'(q_2 r) f_{nk_z} \right) \Phi_{nk_z}(\alpha, z, t),$$

$$H_{nk_z \alpha}^{(2)}(r, \alpha, z, t) = \left( -\frac{i\varepsilon_2(\omega)\omega}{cq_2} I_n'(q_2 r) c_{nk_z} + \frac{nk_z}{q_2^2 r} I_n(q_2 r) d_{nk_z} - \right. \\ \left. - \frac{i\varepsilon_2(\omega)\omega}{cq_2} K_n'(q_2 r) e_{nk_z} + \frac{nk_z}{q_2^2 r} K_n(q_2 r) f_{nk_z} \right) \Phi_{nk_z}(\alpha, z, t),$$

$$H_{nk_z z}^{(2)}(r, \alpha, z, t) = (I_n(q_2 r) d_{nk_z} + K_n(q_2 r) f_{nk_z}) \Phi_{nk_z}(\alpha, z, t),$$

где  $K_n(x)$  – функция Макдональда,  $K_n'(x)$  – производная по  $x$ ,

$q_2 = \sqrt{k_z^2 - \varepsilon_2(\omega)\omega^2/c^2}$ ,  $\varepsilon_2(\omega)$  – диэлектрическая функция металла.

Вне нанопроволоки  $r > R_2$

$$E_{nk_z r}^{(3)}(r, \alpha, z, t) = \left( -\frac{ik_z}{q_3} K'_n(q_3 r) g_{nk_z} + \frac{\omega n}{q_3^2 r c} K_n(q_3 r) h_{nk_z} \right) \Phi_{nk_z}(\alpha, z, t),$$

$$E_{nk_z \alpha}^{(3)}(r, \alpha, z, t) = \left( \frac{nk_z}{q_3^2 r} K_n(q_3 r) g_{nk_z} + \frac{i\omega}{q_3 c} K'_n(q_3 r) h_{nk_z} \right) \Phi_{nk_z}(\alpha, z, t),$$

$$E_{nk_z z}^{(3)}(r, \alpha, z, t) = K_n(q_3 r) g_{nk_z} \Phi_{nk_z}(\alpha, z, t),$$

$$H_{nk_z r}^{(3)}(r, \alpha, z, t) = \left( -\frac{n\varepsilon_3 \omega}{c q_3^2 r} K_n(q_3 r) g_{nk_z} - \frac{ik_z}{q_3} K'_n(q_3 r) h_{nk_z} \right) \Phi_{nk_z}(\alpha, z, t),$$

$$H_{nk_z \alpha}^{(3)}(r, \alpha, z, t) = \left( -\frac{i\varepsilon_3 \omega}{c q_3} K'_n(q_3 r) g_{nk_z} + \frac{nk_z}{q_3^2 r} K_n(q_3 r) h_{nk_z} \right) \Phi_{nk_z}(\alpha, z, t),$$

$$H_{nk_z z}^{(3)}(r, \alpha, z, t) = K_n(q_3 r) h_{nk_z} \Phi_{nk_z}(\alpha, z, t),$$

где  $q_3 = \sqrt{k_z^2 - \varepsilon_3 \omega^2 / c^2}$ ,  $\varepsilon_3$  – диэлектрическая постоянная оптически прозрачной среды, окружающей нанопроволоку.

Из требования непрерывности касательных  $\alpha$ - и  $z$ -составляющих напряженностей полей на границах раздела сред с разными диэлектрическими проницаемостями получается уравнение, определяющее законы дисперсии плазмонных мод

$$\begin{vmatrix} x_{11} & ix_{12} & x_{13} & ix_{14} \\ ix_{21} & x_{22} & ix_{23} & x_{24} \\ x_{31} & ix_{32} & x_{33} & ix_{34} \\ ix_{41} & x_{42} & ix_{43} & x_{44} \end{vmatrix} = 0, \quad (1)$$

где введены следующие обозначения

$$\begin{aligned} x_{11} &= \frac{nk_z}{R_1} \left( \frac{1}{q_1^2} - \frac{1}{q_2^2} \right) I_n(q_2 R_1), & x_{12} &= \frac{\omega}{c} \left( \frac{I'_n(q_1 R_1) I_n(q_2 R_1)}{q_1 I_n(q_1 R_1)} - \frac{I'_n(q_2 R_1)}{q_2} \right), \\ x_{13} &= \frac{nk_z}{R_1} \left( \frac{1}{q_1^2} - \frac{1}{q_2^2} \right) K_n(q_2 R_1), & x_{14} &= \frac{\omega}{c} \left( \frac{I'_n(q_1 R_1) K_n(q_2 R_1)}{q_1 I_n(q_1 R_1)} - \frac{K'_n(q_2 R_1)}{q_2} \right), \\ x_{21} &= \frac{\omega}{c} \left( \frac{\varepsilon_1 I'_n(q_1 R_1) I_n(q_2 R_1)}{q_1 I_n(q_1 R_1)} - \frac{\varepsilon_2(\omega) I'_n(q_2 R_1)}{q_2} \right), & x_{22} &= \frac{nk_z}{R_1} \left( \frac{1}{q_2^2} - \frac{1}{q_1^2} \right) I_n(q_2 R_1), \\ x_{23} &= \frac{\omega}{c} \left( \frac{\varepsilon_1 I'_n(q_1 R_1) K_n(q_2 R_1)}{q_1 I_n(q_1 R_1)} - \frac{\varepsilon_2(\omega) K'_n(q_2 R_1)}{q_2} \right), & x_{24} &= \frac{nk_z}{R_1} \left( \frac{1}{q_2^2} - \frac{1}{q_1^2} \right) K_n(q_2 R_1), \\ x_{31} &= \frac{nk_z}{R_2} \left( \frac{1}{q_3^2} - \frac{1}{q_2^2} \right) I_n(q_2 R_2), & x_{32} &= \frac{\omega}{c} \left( \frac{K'_n(q_3 R_2) I_n(q_2 R_2)}{q_3 K_n(q_3 R_2)} - \frac{I'_n(q_2 R_2)}{q_2} \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
x_{33} &= \frac{nk_z}{R_2} \left( \frac{1}{q_3^2} - \frac{1}{q_2^2} \right) K_n(q_2 R_2), & x_{34} &= \frac{\omega}{c} \left( \frac{K'_n(q_3 R_2) K_n(q_2 R_2)}{q_3 K_n(q_3 R_2)} - \frac{K'_n(q_2 R_2)}{q_2} \right), \\
x_{41} &= \frac{\omega}{c} \left( \frac{\varepsilon_3 K'_n(q_3 R_2) I_n(q_2 R_2)}{q_3 K_n(q_3 R_2)} - \frac{\varepsilon_2(\omega) I'_n(q_2 R_2)}{q_2} \right), & x_{42} &= \frac{nk_z}{R_2} \left( \frac{1}{q_2^2} - \frac{1}{q_3^2} \right) I_n(q_2 R_2), \\
x_{43} &= \frac{\omega}{c} \left( \frac{\varepsilon_3 K'_n(q_3 R_2) K_n(q_2 R_2)}{q_3 K_n(q_3 R_2)} - \frac{\varepsilon_2(\omega) K'_n(q_2 R_2)}{q_2} \right), & x_{44} &= \frac{nk_z}{R_2} \left( \frac{1}{q_2^2} - \frac{1}{q_3^2} \right) K_n(q_2 R_2).
\end{aligned}$$

Для осесимметричных плазмонов  $n = 0$ , и коэффициенты  $x_{11}$ ,  $x_{13}$ ,  $x_{22}$ ,  $x_{24}$ ,  $x_{31}$ ,  $x_{33}$ ,  $x_{42}$ ,  $x_{44}$  обращаются в ноль, тогда дисперсионное уравнение приобретает простой вид

$$(x_{14}x_{32} - x_{12}x_{34})(x_{23}x_{41} - x_{21}x_{43}) = 0. \quad (2)$$

Равенство нулю первой скобки в (2) дает закон дисперсии для поперечной электрической (ТЕ0) волны, в которой равны нулю  $z$ -составляющие напряженности электрического поля

$$\begin{aligned}
&\left( \frac{I'_0(q_1 R_1) K_0(q_2 R_1)}{q_1 I_0(q_1 R_1)} - \frac{K'_0(q_2 R_1)}{q_2} \right) \left( \frac{K'_0(q_3 R_2) I_0(q_2 R_2)}{q_3 K_0(q_3 R_2)} - \frac{I'_0(q_2 R_2)}{q_2} \right) - \\
&- \left( \frac{I'_0(q_1 R_1) I_0(q_2 R_1)}{q_1 I_0(q_1 R_1)} - \frac{I'_0(q_2 R_1)}{q_2} \right) \left( \frac{K'_0(q_3 R_2) K_0(q_2 R_2)}{q_3 K_0(q_3 R_2)} - \frac{K'_0(q_2 R_2)}{q_2} \right) = 0.
\end{aligned}$$

Как известно [7], частоты такой волны лежат выше плазменной частоты металла, и поскольку в этом случае невозможно равенство энергий возбуждения молекулы или КТ и плазмона, эта волна в задачах плазмоники не рассматривается. Равенство нулю второй скобки в (2) приводит к закону дисперсии для поперечной магнитной (ТМ0) волны, в которой  $z$ -составляющие напряженности магнитного поля обращаются в ноль [8]

$$\begin{aligned}
&\left( \frac{\varepsilon_1 I'_0(q_1 R_1) K_0(q_2 R_1)}{q_1 I_0(q_1 R_1)} - \frac{\varepsilon_2(\omega) K'_0(q_2 R_1)}{q_2} \right) \left( \frac{\varepsilon_3 K'_0(q_3 R_2) I_0(q_2 R_2)}{q_3 K_0(q_3 R_2)} - \frac{\varepsilon_2(\omega) I'_0(q_2 R_2)}{q_2} \right) - \\
&- \left( \frac{\varepsilon_1 I'_0(q_1 R_1) I_0(q_2 R_1)}{q_1 I_0(q_1 R_1)} - \frac{\varepsilon_2(\omega) I'_0(q_2 R_1)}{q_2} \right) \left( \frac{\varepsilon_3 K'_0(q_3 R_2) K_0(q_2 R_2)}{q_3 K_0(q_3 R_2)} - \frac{\varepsilon_2(\omega) K'_0(q_2 R_2)}{q_2} \right) = 0.
\end{aligned} \quad (3)$$

В общем случае  $n \neq 0$  в дисперсионном уравнении (1) поперечные магнитные и электрические волны не разделяются. Также следует отметить, что наличие двух границ металла с диэлектриком приводит к возникновению двух типов поверхностных плазмонов: низко- и высокочастотных.

Расчеты законов дисперсии были проведены для серебряной цилиндрической оболочки с внешним радиусом  $R_2 = 20$  нм. Внутренний  $R_1$  радиус оболочки варьировался в пределах от 5 до 15 нм. В расчетах использовалась

действительная диэлектрическая функция металла в обобщенной модели Друде  $\epsilon_2(\omega) = \epsilon_\infty - \omega_p^2 / \omega^2$ . Параметры Друде на оптических частотах для серебра брались из монографии [7]: энергия объемного плазмона  $\hbar\omega_p = 9,0$  эВ, высокочастотная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_\infty = 3,7$ . Диэлектрические постоянные сердечника  $\epsilon_1$  и окружающей нанопроволоку среды  $\epsilon_3$ , изменялись от 1 до 3.

На рисунке 2 представлены законы дисперсии поверхностных плазмонов в цилиндрической оболочке, рассчитанные с учетом запаздывания (3) и в квазистатическом приближении по формулам, полученным в работе [5], при  $n = 0$  и  $n = 1$  для разных радиусов  $R_1$  сердечника нанопроволоки. Диэлектрические постоянные  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_3$  выбирались равными 2. Как видно из рисунка 2а, квазистатическое приближение достаточно хорошо описывает закон дисперсии для осесимметричных ( $n = 0$ ) плазмонов в цилиндрической оболочке, причем тем лучше, чем больше внутренний радиус  $R_1$ . С уменьшением  $R_1$  дисперсионные кривые низкочастотного плазмона становятся более крутыми и стремятся к закону дисперсии плазмонных колебаний в однородной нанопроволоке. В случае  $n = 1$  различие между законами дисперсии с учетом запаздывания и в квазистатическом приближении ярче выражено, как видно из рисунка 2б. Наибольшие различия наблюдаются для низкочастотной ветви в области малых волновых чисел.

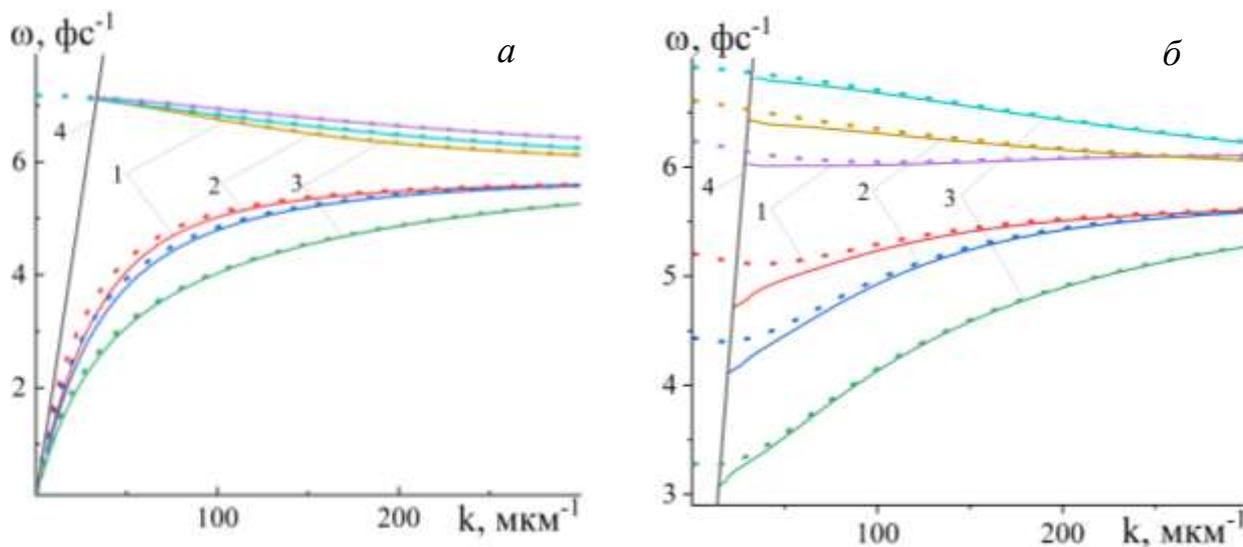


Рисунок 2 – Законы дисперсии поверхностных плазмонов в серебряной цилиндрической оболочке с внутренним радиусом  $R_1 = 5(1), 10(2), 15(3)$  нм для  $n = 0$  (а) и  $n = 1$  (б) с учетом запаздывания (сплошные кривые) и в квазистатическом приближении (штриховые кривые).

Прямая 4 – закон дисперсии фотонов в диэлектрической среде.

На рисунке 3 изображены законы дисперсии осесимметричных поверхностных плазмонов, рассчитанные при разных диэлектрических постоянных диэлектрического сердечника нанопроволоки и диэлектрической постоянной окружающей среды  $\epsilon_3 = 1$ . Прямые линии изображают законы дисперсии фотонов в диэлектрическом сердечнике. Как следует из рисунка, увеличение

диэлектрической проницаемости сердечника приводит к уменьшению частоты и низко- и высокочастотных поверхностных плазмонов.

На рисунке 4 изображены радиальные зависимости амплитуд  $z$ -компонент вектора напряженности электрического поля осесимметричного низкочастотного (а) и высокочастотного (б) плазмонов цилиндрической оболочки при разных внутренних радиусах  $R_1$  и постоянном значении продольного волнового числа  $k_z = 0,6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ . Диэлектрические постоянные  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_3$  равны 2.

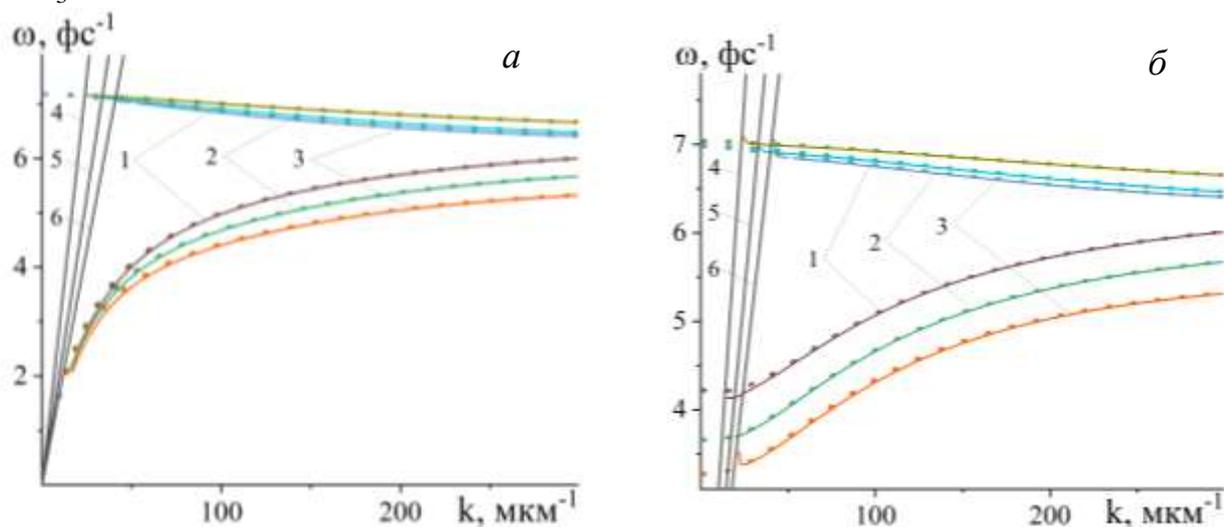


Рисунок 3 – Законы дисперсии осесимметричных поверхностных плазмонов в серебряной цилиндрической оболочке с внутренним радиусом  $R_1 = 15 \text{ нм}$  при  $\epsilon_1 = 1(1), 2(2), 3(3)$  для  $n = 0$  (а) и  $n = 1$  (б) с учетом запаздывания (сплошные кривые) и в квазистатическом приближении (штриховые кривые). Прямыми линиями показаны законы дисперсии фотонов в среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 1(4), 2(5), 3(6)$ .

Из рисунка видно, что наибольшее различие между квазистатическим приближением и учетом запаздывания наблюдается во внутренних областях нанопроволоки. Для низкочастотного плазмона  $z$ -компонента напряженности электрического поля имеет одинаковый знак во всех областях (рис. 4а), тогда как для высокочастотного плазмона в области оболочки происходит смена знака  $z$ -компоненты напряженности (рис. 4б), что согласуется с результатами работы [9]. Поэтому низкочастотные плазмоны часто называют симметричными, а высокочастотные – антисимметричными.

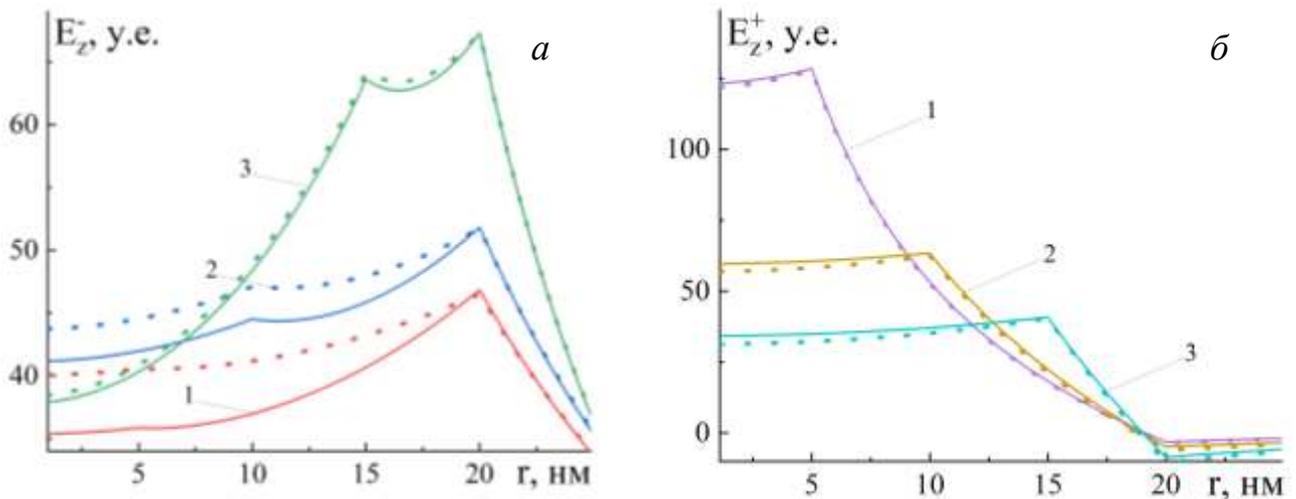


Рисунок 4 – Радиальные зависимости амплитуд  $z$ -компонент вектора напряженности электрического поля осесимметричного низкочастотного (а) и высокочастотного (б) плазмонов цилиндрической оболочки с внутренним радиусом  $R_1 = 5(1), 10(2), 15(3)$  нм с учетом запаздывания (сплошные кривые) и в квазистатическом приближении (штриховые кривые)

На рисунке 5 представлены результаты расчетов радиальных зависимостей  $r$ -компонент электрической индукции плазмонного поля при тех же параметрах, что и на рисунке 4. Отличие  $r$ -компонент электрической индукции поля осесимметричного низкочастотного (а) и высокочастотного (б) плазмонов невелико и наблюдается преимущественно у внешней поверхности наноболочки.

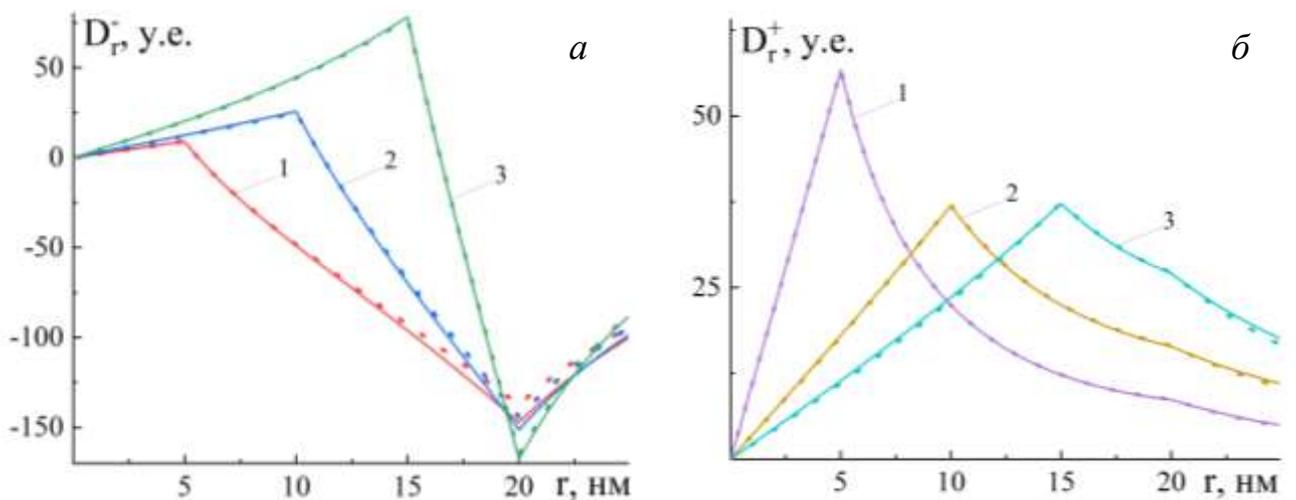


Рисунок 5– Радиальные зависимости амплитуд  $r$ -компонент вектора электрической индукции поля осесимметричного низкочастотного (а) и высокочастотного (б) плазмонов цилиндрической оболочки. Обозначения кривых такие же, как на рисунке 4

На рисунке 6 показаны радиальные зависимости амплитуд  $\alpha$ -компонент вектора напряженности магнитного поля осесимметричного плазмон-поляритона. На рисунке отсутствуют кривые, соответствующие квазистатическому приближению, т. к. в нем плазмон не имеет магнитного поля.

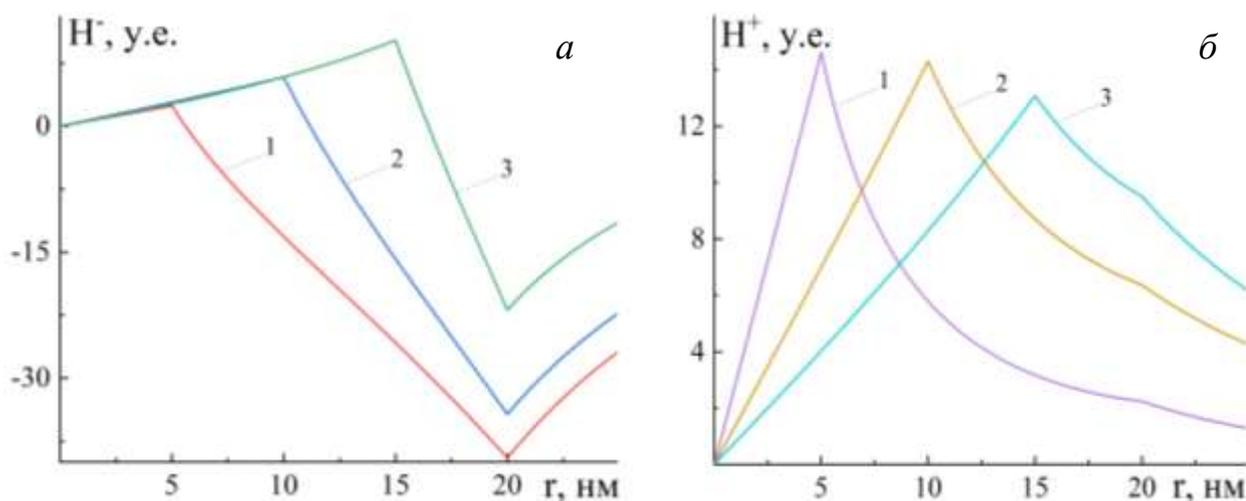


Рисунок 6 – Радиальные зависимости амплитуд  $\alpha$ -компонент вектора напряженности магнитного поля осесимметричного низкочастотного (а) и высокочастотного (б) плазмонов цилиндрической оболочки. Обозначения кривых такие же, как на рисунке 4

Таким образом, проведенные расчеты показали, что квазистатическое приближение достаточно хорошо описывает законы дисперсии и напряженности электрического поля плазмонов в цилиндрической металлической оболочке и поэтому может быть использовано при исследовании оптических процессов с участием органических молекул или квантовых точек, протекающих в окрестности нанопроволоки с металлической оболочкой. Как известно [10], в случае сплошной нанопроволоки, наибольший интерес представляют осесимметричные поверхностные плазмоны, поскольку в этом случае имеет место равенство частоты плазмона и частоты электронного перехода в квантовом излучателе при некотором значении продольного волнового числа плазмона. Для слоистой нанопроволоки резонанс возможен и для плазменных мод с  $n \neq 0$ , поэтому такие плазмоны также следует учитывать при расчетах вероятностей фотопроцессов, происходящих вблизи нанопроволоки.

#### Список литературы

1. Kim, K.-H. Subwavelength core/shell cylindrical nanostructures for novel plasmonic and metamaterial devices / K.-H. Kim, Y.-S. No // Nano Convergence. – 2017. – V. 4. – No. 32. – P. 1-13. DOI: <https://doi.org/10.1186/s40580-017-0128-8>
2. Chubchev, E.D. Nanostructured optical waveguide with a highly confined mode / E.D. Chubchev, I.A. Nechepurenko, A.V. Dorofeenko, A.P. Vinogradov, A.A. Lisyansky // Journal of Optical Society of America B. – 2020. – V. 37. – No. 9. – P. 2732-2737. DOI: <https://doi.org/10.1364/JOSAB.396739>
3. Zhang, Z. Propagating Surface Plasmon Polaritons: Towards Applications for Remote-Excitation Surface Catalytic Reactions / Z. Zhang, Y. Fang, W. Wang, L. Chen // Advanced Science. – 2016. – V. 3. – P. 1500215. DOI: [10.1002/advs.201500215](https://doi.org/10.1002/advs.201500215)

4. Fedutik, Y. Exciton-Plasmon-Photon Conversion in Plasmonic Nanostructures / Y. Fedutik, V.V. Temnov, O. Schops, U. Woggon // Phys. Rev. Lett. – 2007. – V. 99. – P. 136802. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.136802>
5. Чмерева, Т.М. Одномерные поверхностные плазмоны в цилиндрической оболочечной наноструктуре / Т.М. Чмерева, М.Г. Кучеренко, Ф.Ю. Мушин, Д.В. Егорова // Химическая физика молекул и полифункциональных материалов : сб. материалов междунар. науч. конф., Оренбург, 28-30 нояб. 2022 г. – Оренбург : ОГУ, 2022. – С. 33-37.
6. Виноградова, М.Б. Теория волн / М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков. – М: Наука, – 1979. – 384 с.
7. Климов, В.В. Наноплазмоника : монография / В.В. Климов. – М: Физматлит, – 2009. – 480 с.
8. Logacheva, E.I. Dispersion of cylindrical surface plasmon polaritons in layered structures / E.I. Logacheva, V.S. Makin // Optics and Spectroscopy. – 2011. – V. 110. – No. 2. – P. 211–215. DOI: [10.1134/S0030400X11020111](https://doi.org/10.1134/S0030400X11020111)
9. Schroter, U. Surface plasmon polaritons on metal cylinders with dielectric core / U. Schroter, Ursula, A. Dereux // Phys. Rev. B. – 2001. – V. 64. – P. 125420 DOI: [10.1103/PhysRevB.64.125420](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.125420)
10. Чмерева, Т.М. Тушение электронно-возбужденных состояний квантовых точек металлической нанопроволокой / Т.М. Чмерева, М.Г. Кучеренко, А.Д. Дмитриев // Оптика и спектроскопия, 2015. – Т. 118. – №2. – С. 300-306. DOI: [10.7868/S0030403415020051](https://doi.org/10.7868/S0030403415020051)

## **АКТУАЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ ИЗУЧЕНИЯ ФИЗИКИ В ВУЗЕ**

**Якупов Г.С.**

**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»**

Существенную роль в формировании компетентных специалистов играет учебный курс общей физики, включенный в образовательную программу высшего учебного заведения. Он несёт в себе ценность для развития не только объема усвоенных знаний, но и глубокого понимания общих законов науки и технологии. Физика является одним из наиболее сложных учебных предметов, введение которого сопровождается внедрением сложных концепций и специфических закономерностей. Процесс её изучения требует владения математическим аппаратом и плодотворного взаимодействия с математикой. Однако, последнее время отмечается низкий интерес к точным наукам и инженерным дисциплинам, что оказывает существенное влияние на процесс преподавания физики.

Многие выпускники школ и студенты первого курса вузов не обладают необходимыми знаниями в области физики, а внесенные изменения в преподавание естественных наук не всегда способствуют повышению уровня образования. Отмена обязательного ЕГЭ по физике для доступа к определенным техническим специальностям в вузах не привела к улучшению знаний учащихся, стремящихся поступить в высшие учебные заведения. Это происходит в виду того, что многие из них сомневаются в выбранном будущем пути и не осознают важность изучения физики и её значимость для сдачи ЕГЭ. В результате в вузы попадают студенты, недостаточно ознакомленные с физикой, и им требуется проводить дополнительную самостоятельную работу при поддержке своих преподавателей.

В недавнее время все чаще становится очевидным недостаток знаний выпускников по физике в современных школах. В силу текущих положений, университеты не вправе проводить вступительные экзамены и, в результате, вынуждены принимать студентов с низким уровнем подготовки. В связи с отсутствием возможности воздействия на качество набора студентов первого курса, университеты вынуждены принимать абитуриентов, которые обладают недостаточной подготовкой в областях физики и математики. Таким образом, возникает вопрос о возможности подготовки высококвалифицированных специалистов из современного поколения абитуриентов. Данный вопрос может получить следующие ответы:

1) система подготовки абитуриентов школой оказывает отрицательное влияние на общий уровень технической подготовки в стране, так как вузы вынуждены готовить специалистов, чей уровень не является высоким.

2) для того чтобы гарантировать формирование специалистов высокого уровня, вузам необходимо максимально использовать все доступные возможности.

Важным шагом в этом направлении будет повышение уровня подготовки первокурсников до такого уровня, на котором они будут способны активно усваивать программу вуза. В частности, можно организовывать адаптационные занятия по физике, в рамках которых студенты смогут прослушать дополнительные лекции и решить дополнительные задачи. Студенты, освоившие такой адаптационный курс, демонстрируют более успешное усвоение нового материала и достигают лучших результатов на экзаменах по физике.

В современных условиях высшие учебные заведения сталкиваются с потребностью создания кадров физиков различных уровней – бакалавров и магистров, обладающих профессиональными навыками и квалификацией соответствующего уровня. Однако процесс подготовки бакалавров, как правило, не предполагает глубокого освещения фундаментальных аспектов физики. Тем не менее, на практике, глубокие познания в области физики сыграют важную роль, обеспечивая обучающимся более глубокую и всестороннюю подготовку, которая позволяет им успешно адаптироваться к разнообразным ситуациям. На сегодняшний день научный и технический прогресс неизбежно приводит к стремительному росту объема знаний, а, следовательно, и к устареванию информации, которую необходимо овладеть. В связи с этим, становится крайне важно включать в программу изучения общей физики актуальные и современные вопросы, связанные с достижениями физической науки и техники. Однако, подобный подход может привести к избыточной подаче материала в определенных разделах и всем курсе в целом, что создает определенные трудности в выборе соответствующего учебного материала.

В практике выпускника вуза он сталкивается с непредсказуемыми ситуациями, связанными с применением физики на практике. Важно сохранить полноту изучения общей физики, не заменяя его изучением отдельных специализированных разделов. Эффективность обучения физике заключается в постепенном формировании новых физических понятий и теорий на основе фундаментальных постулатов. Программа обучения включает основные знания, умения и навыки, необходимые выпускнику вуза в соответствии с профилем учебного заведения. Если в данном вузе объем курса общей физики сокращен, то это следует делать путем уменьшения детализации концепций, а не исключая фундаментальные положения.

При преподавании физики целесообразно использовать как традиционные методы (лекционные материалы, лабораторные работы, практические занятия с анализом задач и семинары), так и современные компьютерные подходы. Важным фактором успешного преподавания физики является умелое представление материала с использованием логической последовательности и рационально организованных экспериментов, что

позволяет сформулировать основные физические понятия и объяснить основные законы и теории.

Современная система преподавания в вузах характеризуется огромной информационной нагрузкой. Развитие навыков работы с данными является одним из важнейших аспектов обучения физике. Формирование умения создавать информационные модели – ключевая задача на этом пути. Одним из показателей успешного овладения этими навыками является способность студента структурировать и обобщать учебный материал и свои собственные знания. Для достижения эффективности в этом процессе полезно применять обобщенные методы, общеметодологические принципы и общие понятия.

Изучение данного предмета неотделимо от решения физических задач, так как оно требует самостоятельной работы и способствует развитию умения анализировать изучаемые явления. Каждая даже самая простая задача направлена на проведение научного исследования в области физики и способствует развитию научного мышления. Решение физической задачи представляет собой настоящую тренировку мыслительной деятельности студента. Процесс решения задач можно разделить на три этапа: физический (исследование явлений и формулирование системы уравнений), математический (достижение общего решения в числовом виде) и аналитический (анализ и интерпретация полученных результатов).

Умение решать физические задачи требует наличия широких знаний в дополнение к конкретным понятиям. Основу таких всеобъемлющих знаний составляют основополагающие методологические понятия физики. Но следует отметить, что эти основополагающие механизмы физики имеют свои границы. Они включают в себя понятия физической системы, физической величины, физических законов, состояния физической системы, взаимодействий, физических явлений, идеализированных процессов и объектов, а также физических моделей и т.д.

Одним из ключевых аспектов в физике является взаимосвязь физических явлений с другими фундаментальными концепциями. Использование этой системы фундаментальных концепций позволяет сформулировать основное определение теоретической физической задачи как ситуации, где отсутствуют явные связи и значения. Таким образом, решение физической задачи заключается в восстановлении неизвестных связей и определении искомых физических величин. Активное участие студентов в практических занятиях является полезным приемом для развития навыков решения физических задач. Проблемные ситуации могут быть созданы путем постановки информативной и увлекательной задачи, которая будет ясна и интересна для студентов. Характер проблемной ситуации будет зависеть от конкретного учебного материала.

Разрешение сложных физических задач играет ключевую роль в решении проблемных ситуаций, особенно если они выполняются студентами самостоятельно вместо пассивного списывания. Существуют разнообразные способы создания проблемных ситуаций, включая:

- 1) подчеркивание практической значимости темы для решения актуальных физических проблем;
- 2) формулировка спорных гипотез;
- 3) создание исследовательской задачи;
- 4) вывод соответствующих формул.

Цель всего этого – развитие студентов, чтобы они могли самостоятельно находить алгоритмы для решения различных типов задач и развивать свою физическую интуицию. Для достижения этой цели необходимо решать множество задач разной сложности, что помогает освоить различные приемы решения. Однако рассмотрение элементарных задач неэффективно, так как не предоставляет новой информации и не развивает мыслительные способности студентов.

Проблемное обучение не может быть исключительным методом и должно сочетаться с другими подходами. Независимо от используемых методов, появление исследовательского интереса студентов является важным фактором. В то же время, необходимо адекватно оценивать возможность и целесообразность применения определенного метода в конкретных образовательных условиях.

Современное развитие научно-технической информации требует расширения объема изучаемых дисциплин, а также эффективного использования времени на практической и лабораторной работе. Частичная систематизация информации требует применения новых подходов, включая использование компьютерных технологий. Внедрение новых образовательных программ на базе компьютерных систем возлагает на нас ответственность по модернизации традиционных методов образования и созданию новаторских подходов к процессу обучения.

В современной практике все чаще используются обучающие компьютерные программы, которые эффективно организуют практические занятия и позволяют одному преподавателю работать с большим количеством студентов. Такие программы дарят возможность самостоятельного обучения студентам. Применение компьютерных технологий в обучении физике значительно повышает качество проведения практических и лабораторных занятий. Однако, не следует забывать, что успех в обучении зависит от наличия качественных обучающих программ. Иногда такие программы имеют свои ограничения и не могут оценить идеи и решения задач, которые выходят за рамки программы.

Опыт применения вычислительной техники в процессе обучения показывает, что она способствует индивидуальной работе и контролю студентов, предоставляя им возможность самостоятельно осваивать материал. Однако разработка высококачественных образовательных программ, способных решать сложные задачи, является сложной задачей, которую может выполнить только опытный преподаватель. Применение компьютеров дает положительный эффект в обучении физике, однако необходимо учитывать, что в некоторых случаях их использование нецелесообразно. Личное общение

между преподавателем и студентами на лекциях, практических и лабораторных занятиях не только контролирует, но и способствует их обучению, поэтому является предпочтительной формой проведения уроков. Возможности образовательных технологий и уровень обучающих программ постоянно совершенствуются, помогая студентам справиться с возрастающим объемом информации. Однако следует помнить, что компьютер – это всего лишь инструмент для решения задач, а не самоцель, особенно в контексте образовательных учреждений. При широком внедрении компьютеров в учебный процесс необходимо осторожно подходить к выбору программного обеспечения и определению оптимального времени, затрачиваемого на компьютерное обучение в классе.

В ходе проведения лабораторных работ по физике мы придерживаемся строгой политики запрета на применение Интернета в целях поиска основных физических законов и формул. Исследования показывают, что студенты, которые стремятся заполнить свои знания за счет онлайн-ресурсов, часто просто механически переносят формулы, не обращая должного внимания на их физическую природу и суть. В результате, они менее качественно усваивают материал, по сравнению с теми студентами, которые подробно изучили его в учебниках. Это объясняется тем, что в учебных пособиях сложнее отыскать истинный физический закон среди множества аналогичных формул, не прочитав приложенные пояснения. Следует также отметить проблему списывания решений задач из Интернета, которая требует особого внимания и внедрения мер, направленных на предотвращение этого явления.

В условиях современных информационных технологий неотъемлемым навыком специалиста становится умение пользоваться доступными ресурсами для приобретения нужных знаний. Широко принято считать, что оптимальным способом является использование информационных технологий, предоставляющих быстрый и удобный доступ к информации. Вместе с тем, это не означает, что студентам следует полностью полагаться на поисковые системы Интернета, однако именно эта возможность предоставляет им большую свободу в самостоятельном овладении необходимыми знаниями.

Основной акцент следует сделать на стимулировании творческого мышления у студентов. Им необходимо не только усваивать и воспроизводить знания, но и активно применять их на практике, находить нетрадиционные подходы и порождать новаторские идеи. Для достижения данной цели студентам следует развивать способность критического мышления, обучать анализировать и оценивать информацию, а также внушать импульсы творческой активности.

В современных условиях подготовка компетентного инженера требует не только аккумуляции знаний, но и активного участия в творческом процессе. Одновременно с развитием творческого мышления, неотъемлемой частью образования становится умение эффективно использовать информационные технологии для получения необходимых данных. Именно такие высококвалифицированные специалисты обладают способностью успешно

преодолевать вызовы современного мира и приносить значительную пользу своей профессии и обществу в целом.

Современная система высшего образования должна быть адаптирована к требованиям быстро развивающегося научно-технического прогресса. Однако, для эффективной подготовки специалистов в области передовых технологий, университетам необходим доступ к дорогостоящему лабораторному оборудованию, что стало масштабной проблемой в условиях нынешней экономической ситуации. Для решения данной проблемы необходимо укрепить взаимосвязь между образовательными учреждениями, научными лабораториями вузов и высокотехнологичными предприятиями.

Необходимо организовать процесс обучения таким образом, чтобы большинство студентов усвоило необходимые фундаментальные знания для работы в своей выбранной специальности. Одновременно нужно дифференцировать учебный процесс, чтобы одаренные студенты могли развивать свои способности. Это обязательно предполагает индивидуальную работу с каждым студентом. Кроме того, необходимо уделять значительное внимание формированию и раскрытию творческих способностей учащихся, так как такие навыки будут востребованы для решения будущих научно-технических задач. Необходимо организовать процесс обучения таким образом, чтобы большинство студентов усвоило необходимые фундаментальные знания для работы в своей выбранной специальности. Одновременно нужно дифференцировать учебный процесс, чтобы одаренные студенты могли развивать свои способности. Это обязательно предполагает индивидуальную работу с каждым студентом. Кроме того, необходимо уделять значительное внимание формированию и раскрытию творческих способностей учащихся, так как такие навыки будут востребованы для решения будущих научно-технических задач.

Для обеспечения качественного образования в вузе необходимо создать условия для внедрения современных лабораторных технологий. Тесное взаимодействие между вузами, научными исследовательскими лабораториями и высокотехнологичным сектором позволит предоставить студентам необходимые ресурсы для полноценного обучения. Учебный процесс должен быть спланирован таким образом, чтобы студентам были доступны фундаментальные знания и развитие их творческого мышления. В итоге, такой подход позволит подготовить высококвалифицированных специалистов, способных эффективно решать сложные научно-технические задачи.

В условиях быстрого и постоянно изменяющегося развития техники невозможно предсказать, какие разделы физики будут иметь наибольшую значимость в будущем. Поэтому необходимо, чтобы курс физики предоставлял студентам прочные и систематические знания во всех основных разделах. Курс общей физики должен быть структурирован как последовательное единое целое. Современная наука и техника быстро развиваются, поэтому главным при формировании будущих специалистов является их способность к профессиональному самообновлению и самообразованию, а также стремление

к постоянному обобщению полученных знаний и ориентации в современном мире информации.

#### Список литературы

1. Гладун А.Д., Голубева О.Н., Суханов А.Д. Физическое образование: прагматизм или развитие мышления? - Физическое образование в вузах, 1995 т.1 №2.
2. Ефремова Н.А., Рудковская В.Ф., Витюк Е.С. О некоторых проблемах обучения физики в вузе // Современные наукоемкие технологии. – 2016. – № 8-1.

# ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МЕТОДИКИ ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ СТУДЕНТАМ ИТ-СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ

Якупов Г.С.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования

«Оренбургский государственный университет»

Методика преподавания физики студентам ИТ-специальностей основана на нескольких ключевых особенностях. Во-первых, уделяется особое внимание практическим аспектам предмета, что позволяет студентам лучше понять и применить полученные знания. Во-вторых, активное использование современных информационных технологий, таких как компьютерные симуляции и виртуальные лабораторные работы, создает возможность более интерактивного и увлекательного изучения физики. Кроме того, специфические методы преподавания, адаптированные к потребностям студентов данного направления, позволяют преодолеть возможные трудности и облегчить усвоение материала. Результатом применения данных методических особенностей является повышение интереса и мотивации студентов к изучению физики, а также более качественное усвоение предмета.

Физика – это наука, не только раскрывающая перед студентами прикладные аспекты математики. Она приводит к открытию новых возможностей в решении сложных задач. Кроме того, изучение физических законов является неотъемлемой составляющей в современных компьютерных технологиях, подчеркивая их важность и актуальность.

Рассмотрим особенности изучения каждого раздела курса физики. Механика является одним из ключевых разделов физики, который изучает движение тел и законы, описывающие это движение. В ходе изучения механики студентам становится понятно, что для решения задач, связанных с поиском уравнений движения на основе зависимости ускорения от времени, необходимо использовать интегрирование вместо алгебраических формул для равноускоренного движения.

Гармонический осциллятор часто используется в качестве яркого примера, иллюстрирующего необходимость решения дифференциального уравнения колебаний при заданных начальных условиях на основе уравнения второго закона Ньютона. Это помогает студентам осознать важность применения дифференциального уравнения для решения сложных задач.

Понятие момента инерции твердого тела также требует применения интегрирования по объему. Студентам демонстрируется, что момент инерции твердого тела можно вычислить как сумму произведений элементарных масс на квадрат расстояний от них до оси вращения. Если моменты инерции тел простой формы могут быть вычислены с помощью интегрирования, то для тел

сложной формы необходимо использовать математические методы численного моделирования.

В рамках релятивистской механики обсуждается вопрос о скорости света в вакууме, которая является предельной скоростью распространения информации. Кроме того, ставится вопрос о предельной скорости распространения сигналов при определении возможного быстрогодействия компьютеров. Эти темы помогают студентам более полно осознать особенности и ограничения релятивистской механики.

Молекулярная физика наука, которая изучающая свойства и поведение коллективов частиц с помощью статистического подхода. В этой дисциплине отказываются от точного описания каждой отдельной частицы и переходят к вероятностному описанию поведения большого числа частиц. Вместо обычных уравнений механики, которые были бы огромными, используется распределение Максвелла молекул идеального газа. Оно позволяет определить средние значения скоростей и энергии частиц, выраженные через температуру. Для студентов-математиков распределение Максвелла молекул по скоростям является классическим примером использования вероятностного подхода и функции распределения для описания свойств газа.

Термодинамика наука, изучающая коллективное поведение большого числа частиц, используя термодинамические макропараметры, такие как температура, объем, давление, количество тепла, количество и концентрация молекул. В рамках этой науки изучаются понятие изопроцессов, первый закон термодинамики, выражающий закон сохранения энергии, второй закон термодинамики, работа тепловых машин, а также понятие коэффициента полезного действия (КПД).

Важно отметить, что при формировании у студентов естественнонаучного подхода к концепциям и законам современного мира, следует указать на принципиальную невозможность создания устройств, обладающих 100% КПД, даже в случае, когда машина работает по идеальному циклу Карно. Студентам демонстрируется анализ примеров, где показывается отличие реальной эффективности машин от их идеальных аналогов. На примере формулы Карно также рассматриваются возможные пути увеличения КПД современных тепловых двигателей.

При изучении электромагнитных явлений можно затронуть проблему конструирования информационных систем с точки зрения их миниатюризации. В данном контексте происходит переход от законов, выраженных в интегральной форме, к законам, выраженным в дифференциальной форме. Используя дифференциальную форму закона Ома, можно установить связь между плотностью тока в точке и напряженностью электрического поля в этой же точке. А дифференциальная форма закона Джоуля-Ленца предоставляет возможность получить выражение для удельной тепловой мощности в точке через квадрат напряженности электрического поля в это же место. Для уменьшения выделения тепла следует уменьшать общие рабочие значения напряженности

поля (и напряжения) в цепях и также следить за состоянием в отдельных точках, чтобы избежать локального перегрева.

Переход от интегральных уравнений Максвелла к дифференциальным уравнениям, включая понятия дивергенции и ротора векторного поля, рассматривается в свете перехода от потока к дивергенции, как предела отношения потока к объему при стремлении объема к нулю, а также ротора, как предела отношения циркуляции к поверхности при стремлении поверхности к нулю. Это позволяет характеризовать поля в отдельных точках пространства и является основой физического подхода к уменьшению размеров элементов современных компьютеров.

При изучении оптики показывается преимущества использования законов оптики в современных компьютерных устройствах (на примере полного отражения света на границе световода с окружающей средой). Отмечается важность внедрения оптических приборов в конструкцию компьютеров (на примере лазерных устройств).

В процессе изучения квантовой механики освещаются вопросы об исследовании явления туннелирования для создания квантовых элементов в электронных схемах, необходимости разработки компьютерных методов моделирования и численных алгоритмов для решения уравнений Шредингера в сложных системах, квантовых состояниях и принципе суперпозиции как фундаментальной основы будущих компьютерных технологий.

Физические модели имеют важное значение для описания свойств сложных систем. В механике широко используются модель материальной точки и модель абсолютно твёрдого тела. Они позволяют нам понять, как свойства твёрдого тела могут быть получены на основе законов, применимых к материальной точке.

В электричестве закон Кулона, применяемый к точечным зарядам, используется для расчёта взаимодействия протяженных тел. Можно разбить эти тела на сколько угодно малые элементы и затем суммировать электрические силы, действующие на каждый элемент.

Важно отметить, что эти методы не ограничиваются только интегрированием в аналитической форме для тел простой формы. Они являются методологической основой для решения сложных задач с помощью численного приближённого компьютерного моделирования.

Курс физики играет непреодолимую роль в формировании знаний и навыков будущих экспертов в IT-сфере. Он позволяет углубить понимание природных наук, концепций, теорий и законов, лежащих в основе окружающего нас мира.

Особый акцент делается на том, как создавать физические модели для описания сложных явлений и находить ограничения, которые определяют применимость этих моделей. Таким образом, студенты осваивают навыки анализа и поиска условий, которые помогают определить, когда и как использовать эти модели в реальных системах.

### Список литературы

1. Майер Р. В. Информационные технологии и физическое образование. – Глазов: ГГПИ, 2006. – 220 с.
2. Воронина Т.П., Кашицин В.П., Молчанова О.П. Образование в эпоху новых информационных технологий. // М.: Информатика, - 1995. 220 с.
3. Новые педагогические и информационные технологии в системе образования. // Под ред. Е.С. Полат. / М.: "Академия", - 2009.