

Секция 7

«ВОПРОСЫ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ В РУСЛЕ СОВРЕМЕННОГО ФИЗИЧЕСКОГО ОБРАЗОВАНИЯ»

Содержание

КИНЕТИКА СПЕКАНИЯ В АЛЮМОСИЛИКАТНЫХ КОМПОЗИТАХ Анисина И.Н., Каныгина О.Н., Волков Е.В., Стародубцев Е.В.	1195
ВЛИЯНИЕ МЕЖПРЕДМЕТНЫХ СВЯЗЕЙ И ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ В ПРОЦЕССЕ ИЗУЧЕНИЯ ФИЗИКИ НА РАЗВИТИЕ ЛИЧНОСТИ СТУДЕНТА Белокопытова О.Г., Цветкова Е.В.	1202
ПОВЫШЕНИЕ НАДЕЖНОСТИ КАК СРЕДСТВО ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ МЕДИЦИНСКОЙ ТЕХНИКИ Дудко А.В., Стрекаловская А.Д.	1208
СРЕДСТВА МЕТОДИЧЕСКОЙ ПОДГОТОВКИ УЧИТЕЛЯ ФИЗИКИ НА КУРСАХ ПОВЫШЕНИЯ КВАЛИФИКАЦИИ УНИВЕРСИТЕТА Кучеренко М.А., Перунова М.Н.	1211
ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ПЛАЗМОНЫ В ЗАМАГНИЧЕННОМ НАНОЦИЛИНДРЕ И СФЕРИЧЕСКОМ СЛОИСТОМ КОМПОЗИТЕ С АНИЗОТРОПНОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ ИЛИ ОБОЛОЧКОЙ Кучеренко М.Г.	1220
РЕТРАНСЛЯЦИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ НАНОАНТЕННОЙ ЭНЕРГИИ ЭКСИТОНА КВАНТОВОЙ НИТИ К КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ Кучеренко М.Г., Коловертнов Г.С.	1228
ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ ЭКСИТОН-АКТИВИРОВАННОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ К НАНОКОМПОЗИТНЫМ ЧАСТИЦАМ В СТЕКЛАХ Кучеренко М.Г., Скуратова С.В.	1237
ДИНАМИКА И РЕЛАКСАЦИЯ ВОЗБУЖДЕНИЙ ПРИ СИЛЬНОМ ЭКСИТОН- ПЛАЗМОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ В ПЛАНАРНОЙ НАНОСТРУКТУРЕ ИЗ МОЛЕКУЛЯРНЫХ J-АГРЕГАТОВ НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ Кучеренко М.Г., Чмерева Т.М.	1248
СТЕПЕНЬ ДИСПЕРСНОСТИ И МЕХАНИЗМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ (ПРИРОДА ГИСТЕРЕЗИСА) ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ ВЫСОКОАНИЗОТРОПНЫХ МАГНЕТИКОВ Манаков Н.А., Чакак А.А.	1259
КВАНТОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ОДНОМЕРНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ Чмерева Т.М., Курмангалеев К.С.	1265
ГУМАНИТАРНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ФИЗИКИ Якупов Г.С.	1272

КИНЕТИКА СПЕКАНИЯ В АЛЮМОСИЛИКАТНЫХ КОМПОЗИТАХ

Анисина И.Н., Каныгина О.Н., Волков Е.В., Стародубцев Е.В.
Оренбургский государственный университет, г. Оренбург

Изучение кинетики спекания кремнеземистой, алюмосиликатной керамики или композитных керамических материалов (ККМ) на основе глин весьма актуально, поскольку глина – это дешевый, «неисчерпаемый» и легкодоступный минеральный ресурс. В рамках импортозамещения из глин можно изготавливать изделия, обладающие повышенными прочностными или теплоизоляционными свойствами. Кремнеземистые материалы являются превосходной высокотемпературной изоляцией; керамические ткани используются для замены асбестосодержащих продуктов в нефтеперерабатывающей, авиакосмической промышленности, в металлургии и судостроении, автомобилестроении, атомной энергетике. Незаменимы керамические фильтры для очистки жидких и газообразных агрессивных сред в нефтехимии и металлургии.

Свойства керамики напрямую зависят от минеральных составов используемых глин, химические составы которых колеблются в широких пределах. Глины состоят, как правило, из соединений алюминия, кремния, железа, титана, кальция, магния, натрия, калия и др., содержат органические вещества и воду. Количество важнейших оксидов в глинах варьирует в следующих пределах (масс. %): кремнезема SiO_2 - 60-80; глинозема Al_2O_3 вместе с оксидом титана TiO_2 - 5-20; оксид железа Fe_2O_3 вместе с закисью железа FeO - 3-10; оксид кальция CaO - 0-25; оксид магния MgO - 0-3; оксидов щелочных металлов Na_2O – K_2O - 1-5.

Химический состав глин является основной характеристикой и в значительной мере определяет их промышленное значение [1-3]. Оксиды железа снижает температуру обжига изделий, превращаясь в закисные формы; при высоких температурах они изменяют химические связи и число атомов кислорода в молекулах [4]. Кремнезем SiO_2 находится в глинах в связанном и свободном состояниях: связанный кремнезем входит в состав глинообразующих минералов; свободный – в виде кварцевого песка. Глинозем Al_2O_3 , наиболее тугоплавкий оксид, в связанном состоянии входит в глинообразующие минералы. Оксид железа Fe_2O_3 является плавнем.

Оксиды CaO и MgO присутствуют в глине в виде углекислых солей кальция CaCO_3 и магния MgCO_3 . В процессе обжига на воздухе оксид CaO превращается в гидрат Ca(OH)_2 и, увеличиваясь в объеме, разрушает изделия. Влияние окиси магния менее значительно. Оксиды Na_2O и K_2O понижают температуру фазовых превращений и придают керамике большую прочность. Они входят в состав глинообразующих минералов, но в большинстве случаев присутствуют в виде растворимых солей.

Основными компонентами керамических масс в производстве керамики служат глины, содержащие каолинит, монтмориллонит или гидрослюда,

имеющие слоистое строение. Каолинит - глинистый минерал, основное сырье для производства керамики и фарфора. Каолиновые глины чаще мало или умеренно пластичны. Монтмориллонит - глинистый минерал, обладающий способностью к сильному набуханию и ярко выраженными сорбционными свойствами. Присоединяет и прочно удерживает значительное количество воды. Монтмориллонитовые глины всегда высокопластичны.

Объектами исследования в качестве сырья для производства функциональной керамики выбраны две типичные природные глины Оренбуржья – каолинит (К) и монтмориллонит (М) содержащие, химические составы которых приведены в таблице 1 [5].

Таблица 1 – Химические составы (К) и (М) содержащих глин

Глина	п.п.п.	SiO ₂	Fe ₂ O ₃	TiO ₂	Al ₂ O ₃	CaO	MgO	Na ₂ O	K ₂ O	Σ, %
К	9.61	57.46	4.90	0.53	11.00	8.21	2.93	2.04	3.04	99.72
М	7.08	55.90	9.51	0.86	18.63	0.72	2.05	1.90	3.24	99.89

Ранее нами было установлено, что технологические свойства, включающие способность к формовке и интервал спекания каждой отдельной природной глины неудовлетворительны: образцы из К-глины плохо формуруются и требуют для спекания температуру выше 1100 °С; для пластичных образцов из М-глины интервал спекания вырождается в точку 930 - 950 °С [6]. Поэтому для разработки технологии получения функциональной керамики необходимо, в первую очередь, оптимизировать структуру и составы керамической массы.

Авторами работы изучена возможность оптимизации технологических свойств керамической массы за счет вариации составов. При этом особое внимание уделено разработке керамических масс, представляющих собой смеси природных К и М-глин. Можно провести приближенные расчеты для оценки химических составов смесей из двух глин по известной методике [7,8]. Рассмотрены четыре смеси, с содержанием М глины от 20 до 80% (остальное К-глина). Расчет включает следующие этапы:

- решение уравнений

$$XA + YB = B; \quad XG + YD = E, \quad (1)$$

где: X и Y – расход М и К глин в общей массе; А и Б, Г и Д - доли SiO₂ и Al₂O₃ в составах М и К содержащих глин; В и Е – общее содержание оксидов SiO₂ и Al₂O₃ в смеси;

- определение количества других оксидов в составе смеси;
- оценка общего содержания оксидов в составе проектируемой массы, в том числе и п.п.п., определение полного минералогического состава проектируемой сухой керамической массы.

Расчет показал, что содержание оксидов кремния, титана, магния, натрия и калия практически одинаково во всех четырех партиях. Для анализа результатов расчета выбраны минералы Al₂O₃, Fe₂O₃, CaO, в наибольшей степени влияющие на кинетику спекания керамики.

Экспериментальные исследования показали, что наиболее перспективными являются две смеси: 60%М + 40%К (1) и 40%М + 60%К (2). В первой смеси больше оксидов железа (7,7 и 6,5%) и алюминия (15, 6 и 14%), но меньше оксида кальция (3,7 и 5,2% соответственно).

Целью настоящей работы являлась экспериментальная проверка влияния указанных различий в составах смеси на кинетику спекания образцов и армирования их дисперсными частицами SiC (20% масс.).

Образцы для исследования получали методом полусухого прессования в форме дисков диаметром 25 и высотой около 10 мм, затворяли массу водой кислотностью pH 2. Сушили образцы 48 часов при комнатной температуре и при 160 °С, 2 часа в муфельной печи. Обжиги образцов проводили в воздушной среде путем резистивного нагрева при температурах 500 °С, 3 часа, 950 °С или 1000 °С, 2 часа.

Предварительный обжиг при 500 °С позволил установить различия в процессах удаления воды по потере массы ($\Delta m/m$) и усадке ($\Delta V/V$) (таблица 2).

Таблица 2. Изменения объема и массы образцов, обожженных при 500 °С

№№ партии	Состав, %	$\Delta V/V$, %	$\Delta m/m$, %
1	60М+40К	0	2.5
2	40М+60К	0	4.6
3	60М+40К+20SiC	0	5
4	40М+60К+20SiC	1,6	10

Керамические массы, содержащие 60%К - глины, легче отдают воду, наличие карбидных частиц существенно усиливает этот эффект, усадка образцов 4-й партии происходит за счет перегруппировки частиц при образовании пустот.

Согласно современным представлениям [9-11], кинетику структурных превращений можно оценить с помощью коэффициента спекания n , учитывающего изменения порового пространства и кажущейся плотности спекаемой керамики:

$$n = \rho_1 / (2\rho_1 - \rho_2), \quad (2)$$

где ρ_1 и ρ_2 соответственно – кажущиеся плотности в начале и в конце спекания.

По значениям коэффициента спекания можно определить степень перестройки структуры

$$\alpha = (n-1)/n \quad (3)$$

Результаты экспериментальной оценки значений плотности, усадки и потери массы приведены на рисунках 1 – 3.

В пределах погрешности эксперимента ($\pm 0,1 \text{ q/mm}^3$) значения плотности для образцов после сушки одинаковы; после обжигов при 500 °С плотности образцов, содержащих карбидные частицы, выше за счет более высокой плотности самих частиц SiC (3,2 и 2,4 q/mm^3 соответственно). Самая высокая плотность, обожженных при 950 °С, отмечена в массе состава 60%М+40%К (1,69 q/mm^3); для остальных составов плотность ниже.

Обжиг при 1000 °С приводит к резкому снижению плотности – от 1,43 до 1 q/mm^3 для трех партий образцов, за исключением образцов состава 60%М+40%К+20%SiC, плотность которых достигает максимального значения – 1,78 q/mm^3 .

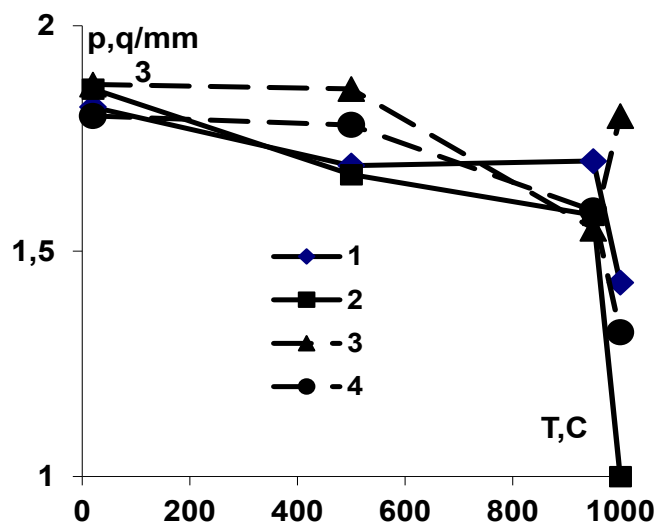


Рисунок 1. Зависимости плотности от температуры обжига и составов керамической массы; 1,2,3,4 – партии образцов.

Значения коэффициентов спекания изменяются в пределах от 0,85 до 1,1 (партия №1). Процесс спекания реализуется при $n \geq 1$ только в первой партии образцов, структурная перестройка при этом невелика ($\alpha=0,09$). При 1000 °C значения коэффициентов спекания n изменяются в пределах от 0,71 до 1 (для партии №3), приобретающих максимальную плотность.

Интенсивность процессов спекания можно отследить по объемной усадке dV/V . При одинаковом времени температурного воздействия величина усадки пропорциональна скорости структурных превращений в объеме образцов.

Значения усадки приведены на рисунке 2. Усадка керамических масс трех партий не превышает 10% при 950 °C (партия №1) и 6% при 1000 °C. Наиболее термочувствительным является состав массы №4: Усадка в 10% наблюдается после обжига при 500 °C за счет разложения CaCO_3 и удаления CO_2 , процесс этот развивается при температуре 950 °C.

Дополнительная энергия, выделяющаяся при полиморфных превращениях в частицах SiC, при 1000 °C резко активизирует этот процесс и обеспечивает высокую пористость и низкую плотность образцов. Результаты анализа параметров усадки коррелируют со значениями плотности.

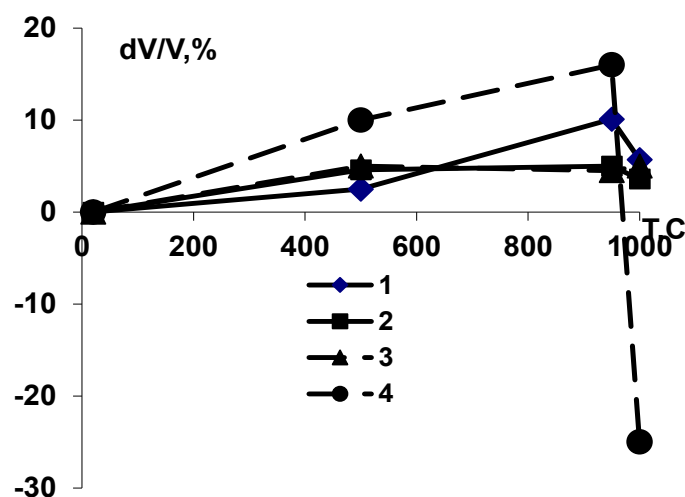


Рисунок 2. Засимость усадки от температуры обжига и составов керамической массы; 1,2,3,4 – партии образцов.

Полезную информацию о кинетике спекания дает оценка потери массы за время обжига. Результаты ее измерений приведены на рисунке 3. Керамические массы, не содержащие карбидных частиц, теряют от 11 до 9% исходной массы; добавка SiC снижает потери массы в 2 раза – до 5%.

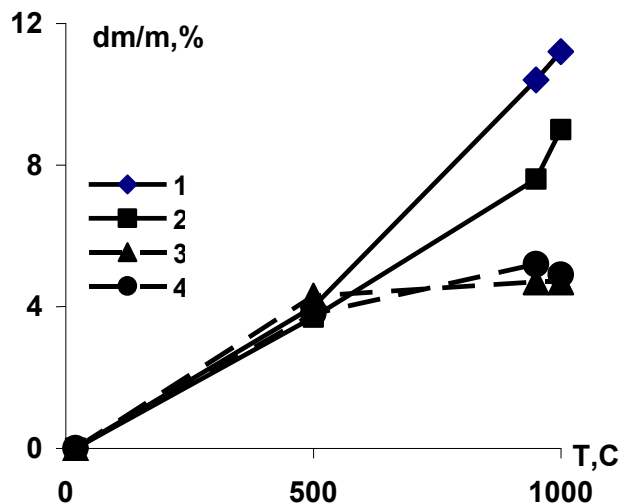


Рисунок 3. Зависимость потери массы от температуры обжтга и составов керамической массы; 1,2,3,4 – партии образцов.

При 950 и 1000 °С удаляется кристаллизационная вода в массе состава №1, разлагается карбонат кальция в массе состава №2. В армированных массах влага полностью удаляется при 500 °С, при высокотемпературных обжигах масса не уменьшается.

Проведенные экспериментальные исследования позволяют сделать следующее заключение:

- функциональную керамику можно получать из смеси природных каолинит и монтмориллонит содержащих глин Оренбуржья в стандартных резистивных печах типа СНОЛ после детальной разработки технологических операций;
- плотную керамику ($q=1,78 \text{ г/мм}^3$) для элементов оснастки в литейном производстве можно получить из керамической массы состава 60%М+40%К+20%SiC в результате обжигов при 1000 °С с промежуточной выдержкой при 500 °С;
- для изготовления теплоизоляторов, керамики с минимальной плотностью ($q < 1,3 \text{ г/мм}^3$), можно использовать смесь состава 40%М+60%К;
- карбидные частицы SiC, в которых при 1000 °С происходят полиморфные превращения с экзотермическим эффектом, усиливают влияние различий в составах глиняных смесей и способствуют формированию керамики структур с резко различающимися параметрами.

Список литературы

1. Монтмориллонит содержащая глина как сырье для функциональных материалов / Каныгина О.Н., Анисина И.Н., Четверикова А.Г., Сальникова Е.В. // Вестник Оренбургского государственного университета. - 2013. - № 10, октябрь. - С. 354-356.
2. Анисина И.Н. Разработка перспективной керамики из монтмориллонитосодержащей глины путем вариации дисперсного состава / И.Н. Анисина, О.Н. Каныгина // Микромеханизмы пластичности, разрушения и сопутствующих явлений : VI Всерос. молодежная науч. конф., 26 сентября-1 октября 2011 г. : сб. конкурсных докл. – Тольятти, 2011. – С. 3-7. ISBN 978-5-8259-0615-7.
3. Горшков, В.С. Физическая химия силикатов и других тугоплавких соединений / В.С. Горшков, В.Г. Савельев, Н.Ф. Федоров. - М. : Высш.шк., 1988. - 400 с.
4. Четверикова А.Г., Маряхина В.С. Исследования полиминеральной глины, содержащей трехслойные алюмосиликаты физическими методами // Вестник Оренбургского государственного университета. - 2015. - №1(176)/январь. - С. 250 - 255.
5. Дисперсионный анализ монтмориллонитосодержащей глины Оренбуржья / Каныгина О.Н., Кравцова О.С., Анисина И.Н., Четверикова А.Г., Сальникова Е.В., Достова Т.М., Ткаченко А.А. // Вестник Оренбургского государственного университета. - 2011. - № 12, декабрь. - С. 393-395.
6. Анисина, И.Н. Синтез кремнеземистой керамики. Анализ физико-химических процессов в производстве керамики из монтмориллонитовой глины : монография / И.Н. Анисина, О.Н. Каныгина, А.Г. Четверикова. - [LAP LAMBERT Academic Publishing](http://LAP-LAMBERT-Academic-Publishing.com) (2012-12-20) - ISBN: 978-3-8454-2805-5.
7. Масленникова Г.Н., Харитонов Ф.Я., Дубов И.В. Расчеты в технологии керамики. - М.: Стройиздат, 1984. - 198с.
8. Химическая технология керамики и огнеупоров / Под общ. ред. П.П. Будникова и Д.Н. Полубоянинова. – М.: Стройиздат, 1972. - 551с.

9. Лотов, В.А. Параметр для оценки спекания керамических материалов / В.А. Лотов, Ю.И. Алексеев // *Стекло и керамика*. – 1998. - №7. - С. 26-30.
10. Лотов, В.А. Контроль процесса формирования структур в технологии керамических и силикатных материалов // *Стекло и керамика*. - 1999. - №5. - С. 21-23.
11. Лотов, В.А. Взаимосвязь изменений линейных размеров и объемного фазового состава керамики при спекании / В.А. Лотов // *Стекло и керамика*. - 2005. - №1. - С. 19-22.

ВЛИЯНИЕ МЕЖПРЕДМЕТНЫХ СВЯЗЕЙ И ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ В ПРОЦЕССЕ ИЗУЧЕНИЯ ФИЗИКИ НА РАЗВИТИЕ ЛИЧНОСТИ СТУДЕНТА

**Белокопытова О.Г., Цветкова Е.В.
Оренбургский государственный университет, г. Оренбург**

По мнению многих ученых, такие качества, как скептицизм, рационализм, интуиция и другие черты закладывает только естественнонаучное образование. Все эти качества важны для выпускника любого вуза – бакалавра, инженера, гуманитария, исследователя, врача, учителя, менеджера и т.д. Если посмотреть что сейчас происходит в обществе, то можно увидеть, что нас захлестнул поток гадалок, магов, экстрасенсов и пр. Все это следствие недостаточной естественнонаучной образованности общества. Но переломить наметившуюся тенденцию к уменьшению объема естественнонаучных дисциплин в вузовских программах оказалось очень трудно.

Возникла реальная угроза ликвидации физики, химии, как самостоятельных дисциплин в ряде вузов и даже – базовой средней школе.

А. Коржуев, В. Попков, Е. Рязанов в своей статье утверждают, что наиболее эффективно рефлексивную деятельность студентов (размышление, самонаблюдение, самопознание) можно организовать именно в процессе изучения естественнонаучных дисциплин [6, с.58].

Нужно отметить, что на современном этапе отсутствует в физическом образовании специальная направленность на удовлетворение широких мировоззренческих потребностей личности, проявляющихся в интересе к методологическим аспектам становления и развития физического знания, к установлению родства между рациональным научным знанием и другими компонентами общечеловеческой культуры [3, с.47].

Образование становится фундаментальным, если оно ориентировано на выявление глубинных сущностных оснований и связей между разнообразными процессами окружающего мира. Фундаментальные знания об этих основаниях и связях содержатся в общих естественнонаучных и гуманитарных дисциплинах, обобщенно отражающих логику и структуру соответствующих наук с позиции сегодняшнего дня.

Образование становится целостным, когда эти общие дисциплины оказываются не просто совокупностью традиционных курсов, а образуют единые циклы фундаментальных дисциплин, объединенных общей целевой функцией, объектом исследования, методологией построения каждой из дисциплин и ориентированных на междисциплинарные связи [9, с.51].

Мы пришли к выводу, что физика оказывает влияние на другие естественные науки не только своим содержанием, но и своими методами, принципами подхода к решению проблем, поэтому она в большей мере определяет стиль научного мышления. Но по некоторым направлениям физика как целостная дисциплина оказалась на стадии разрушения – несмотря на то, что роль физики в образовании сегодня должна возрастать: растет

насыщенность производства физическими методами контроля; расширяются масштабы использования в технике и технологии новых физических явлений и эффектов; увеличение наукоемкости приближает инженерные теории к физическим.

Полноценное фундаментальное высшее образование должно удовлетворять общим требованиям, независимо от профиля подготовки. И, прежде всего, развивать целостное представление о научной картине мира, заложить необходимый фундамент научной подготовки для последующей профессиональной деятельности, способствовать творческому развитию личности. А это возможно осуществить лишь на основе общих естественнонаучных дисциплин, к которым в первую очередь относятся физика, математика, химия, биология.

О.Н. Голубева считает, что науки о природе не только обеспечивают технологический прогресс, но и формируют менталитет людей, особый тип научного рационального мышления, дефицит которого остро ощущается в обществе.

В настоящее время преподавание естественных наук еще далеко от полной реализации своих возможностей. Необходимы целенаправленные усилия, чтобы преодолеть кризисные и застойные явления и вывести естественнонаучное образование на уровень, отвечающий требованиям времени [3, с.24-25].

В современной науке ведущее место принадлежит физике, поскольку она является теоретической основой технического прогресса. Ядерная энергетика, ракетная и полупроводниковая техника, квантовые генераторы света – результат применения в технике достижений физики. От успешного развития физики зависит развитие многих взаимосвязанных с ней наук.

Нет, пожалуй, ни одного предмета, который так или иначе не мог бы быть привлечен на занятиях по физике. Конечно, предметная ограниченность каждой науки в отдельности не позволяет выработать целостное естественнонаучное мировоззрение, но они участвуют в его создании. Поэтому, каждое новое открытие в области науки и повседневной жизни становится таким элементом этого мировоззрения, который расценивается как прогрессивный по сравнению со всеми прошлыми мировоззренческими установками.

Несомненно, педагоги должны владеть глубокими специфическими знаниями преподаваемого предмета, а так же использовать межпредметные связи. А от студентов требуется умение использования взаимопроникающей связи учебных предметов для объяснения какого-либо процесса или явления.

По отношению к процессу обучения межпредметные связи выступают как дидактические условия, способствующие повышению научности и доступности обучения, значительному усилению познавательной деятельности студентов, улучшению качества их знаний и позволяющие эффективно развивать взгляды и убеждения студентов.

Но, вместе с тем, межпредметные связи обладают и организационным аспектом. Их реализация дает возможность экономнее во времени определить

структуру учебного плана, программ, учебников, что способствует рационализации учебного процесса в целом [10, с.28].

Богатый материал, который дают физика, математика, информатика, химия, биология, география, экология и другие науки, изучаемые в университете, для развития естественнонаучного мировоззрения, требует правильной интерпретации. Только сознательное применение законов, правил, теорем, формул, явлений и процессов позволяет понять их своеобразие, специфику, их связь с другими процессами и невозможность их отождествления, дает возможность в полном объеме использовать знания в практике преобразования природы, к чему всегда стремился человек.

Анализ межпредметных связей не ограничивается выявлением частнопонятийного или фактологического состава знаний, а направлен на выделение таких общих естественнонаучных понятий, как материя, вещество, энергия, форма движения материи, уровни организации неживой и живой природы. Вместе с тем определяются возможности развития этих понятий в процессе активной деятельности студентов при изучении различных дисциплин.

На первый взгляд может показаться, что естественнонаучные знания – ненужный груз для менеджеров, экономистов, юристов и других подобного рода специалистов. Любой профессионал вне зависимости от специфики своей деятельности, так или иначе, касается проблем управления. Однако, менеджер или экономист должен владеть не только законами управления и экономики, но и понимать естественнонаучную сущность объекта, по поводу которого проводится, например, экономическая экспертиза. Без знания «природы» анализируемого объекта и естественнонаучных основ современных технологий они не смогут дать квалифицированных рекомендаций по оптимальному решению для самого простого вопроса.

А, например, естественнонаучными основами энергетики и экологии должны владеть и инженеры, и руководители, и экономисты. Так как вероятность того, что оценка будет объективной, а решение правильным тем выше, чем шире профессиональный кругозор специалиста.

Естественнонаучные взгляды и убеждения помогут многим, вне зависимости от их профессии, понять, каких материальных и интеллектуальных затрат стоят современные исследования, позволяющие проникнуть внутрь микромира и освоить космическое пространство, какой ценой дается высокое качество изображения современного телевизора, каковы реальные пути совершенствования персональных компьютеров и как чрезвычайно важна проблема сохранения природы.

Знакомство с естественнонаучными истинами делает человека свободным – свободным от некомпетентных решений и действий, свободным в выборе своего жизненного пути [5, с.39]. Образование должно стать фактором индивидуального и творческого роста человека.

Повышение эффективности процесса развития естественнонаучного мировоззрения становится наиглавнейшей задачей в деле подготовки студентов университета. А это возможно только при теснейшей связи с такими процессами, как обучение и воспитание. Причем, эта связь должна

осуществляться не только в учебной, но и во внеучебной формах работы. Во многих вузах страны составляются перспективные планы воспитательной работы на весь срок обучения в вузе. Дело это сложное и трудное, и, как всякое дело, его необходимо постоянно дорабатывать и развивать с учетом постоянно меняющихся современных внешних условий.

Взаимосвязь учебной и внеучебной работы помогает молодому человеку обрести и утвердить свою неповторимость, непохожесть на других, получить признание своих творческих способностей, позволяет «самоопределиться, найти себя, свою особую человеческую и профессиональную ценность – все это не противопоставление общности: ведь твоя ценность возрастает, если ты можешь дать своему сообществу то, чего другие не могут, если ты не только личность, но и яркая Индивидуальность!» [2, с.10].

Учитывая изученные литературу и опыт других ученых и преподавателей, мы считаем, что преподавателю вуза в работе со студентами необходимо учитывать дифференцированный подход, а также нужно осуществлять:

- развитие их познавательных интересов;
- стимулирование их мыслительной активности;
- учет их возрастных и индивидуальных особенностей;
- развитие у них высоких моральных качеств, убеждений, идеалов и т.д.

Опираясь на требования дифференцированного подхода, по желанию некоторых студентов во внеучебное время с ними проводилась следующая работа:

- рассмотрение некоторых вопросов, связанных с углубленным изучением курса физики;
- написание, вместе с наиболее отличившимися студентами, учебно-исследовательских работ для участия в научных конференциях.

О привлечении к научно-исследовательской работе своих учеников и студентов говорил русский физик П.Н. Лебедев. Он лелеял мечту о большой научной школе русских физиков, об организации коллективного исследования. В одном из своих публичных выступлений Лебедев писал:

«Что может собственных Платонов
И быстрых разумом Невтонов
Российская земля рождать».

Создать отечественную школу, в которой можно было бы воспитывать высококвалифицированных специалистов в различных областях физики – к этому страстно стремился П.Н. Лебедев [4, с.71-72].

Известный физик С.И.Вавилов был убежден в том, что молодые сотрудники все исследования и подготовку к ним должны проводить своими руками, без лаборантской помощи. Он считал, что каждый должен очень многому научиться сам, прежде чем начинать руководить работой других. Таким образом, Вавилов остался верен традициям лебедевской школы [7, с.98].

Научно-исследовательская деятельность обучающихся – выполняемые под руководством преподавателя исследования в различных областях.

Результаты этих исследований предоставляются в виде докладов на научных конференциях [1, с.46].

Исследовательская деятельность в наибольшей мере востребует субъектность студента в образовательном процессе, гарантирует непрерывность образования, профессионального и личного саморазвития.

Многими преподавателями нашей кафедры ежегодно проводится руководство учебно-исследовательской деятельностью старшеклассников и студентов по физике, где, на наш взгляд, происходит развитие их творческой активности, познавательных интересов, а это, в свою очередь, влечет за собой переход процесса формирования в процесс развития естественнонаучного мировоззрения.

Н.М. Борытко в своих трудах пишет, что собственное исследование побуждает студента формулировать личную профессиональную позицию, реализовывать и развивать ее в учебных и учебно-производственных практиках, отстаивать на учебных занятиях. Эта активность является мощным катализатором усвоения теоретических знаний, становления осознанной позиции субъекта [2, с.99].

Грамотное использование исследовательской деятельности студентов в образовательном процессе помогает самоопределению студентов в профессии, установлению их взаимопонимания с коллегами по работе, нахождению своего профессионального стиля, повышает интерес к теории и осознанность в профессиональной подготовке [2, с.100].

Учебный процесс должен давать пищу голове, подталкивать студентов к самостоятельным решениям, поискам. Развивать все нарастающий интерес к специальности, желание научного поиска и даже элементы необходимой фантазии. Очень хорошо, если студент будет иметь свое мнение, это способствует его росту.

Используя аксиологический, личностно-ориентированный и личностно-деятельный подходы мы предполагали такую организацию образования, которая сосредоточена преимущественно на ценности личности студента, ее самобытность, уникальность, неповторимость, субъективность. Поэтому, мы организовывали процесс обучения, который сводился к природосообразной, культуросообразной деятельности современной молодежи.

Список литературы

- 1. Аннушкин, Ю.В. Педагогические условия становления экзистенциально-гуманистического мировоззрения будущего учителя в системе вузовского образования : дисс....канд. пед. наук: 13.00.08 / Ю.В. Аннушкин. – Иркутск, 2001. – 150 с.*
- 2. Борытко, Н.М. Система профессионального воспитания в вузе: учеб.-метод. пособие / Н. М. Борытко ; под ред. Н. К. Сергеева. – М. : АПК и ППРО, 2005. – 120 с.*
- 3. Голубева, О.Н. Концепция фундаментального естественнонаучного курса в новой парадигме образования // Высшее образование в России. – 1994 - № 4. – С. 23-27.*

4. Дуков, В.М. П.Н.Лебедев / В.М. Дуков. – издание второе – М. : УЧПЕДГИЗ., 1956. – 120 с.
5. Карпенков, С. Естествознание и современное образование / С. Карпенков // Высшее образование в России. – 1999. - № 6. - С. 37-40.
6. Коржуев, А. Как формировать критическое мышление? / А. Коржуев, В. Попков, Е. Рязанова // Высшее образование в России. – 2001. - № 5. – С. 55-58.
7. Левшин, Л.В. Сергей Иванович Вавилов / Л.В. Левшин. - М. : «Просвещение», 1970. – 158 с.
8. Наумова, О.Г. Развитие естественнонаучного мировоззрения студентов в университетском образовании : авт. дисс. ...канд. пед. наук : 13.00.01 / О.Г.Наумова. – Оренбург, 2008. – 22 с.
9. Суханов, А.Д. Целостность естественнонаучного образования // Высшее образование в России. – 1994. - № 4. – С. 49-53.
10. Федорова, В.Н. Межпредметные связи : на материале естественнонаучных дисциплин средней школы / В.Н. Федорова, Д.М. Кирюшкин. - М. : «Педагогика», 1972. – 152 с.

ПОВЫШЕНИЕ НАДЕЖНОСТИ КАК СРЕДСТВО ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ МЕДИЦИНСКОЙ ТЕХНИКИ

Дудко А.В., Стрекаловская А.Д.

ФГБОУ ВО «Оренбургский государственный университет», г. Оренбург

Современное медицинское оборудование является сложным программно-аппаратным комплексом и требует соответствующей квалификации от обслуживающего персонала, а также современных тестирующих и измерительных приборов. Поэтому работоспособность медицинской техники является вопросом не только техническим, но и экономическим.

Медицинская аппаратура должна нормально функционировать. Способность изделия не отказывать в работе в заданных условиях эксплуатации и сохранять свою работоспособность в течение заданного интервала времени характеризуют обобщающим термином – «надежность». Для медицинской аппаратуры проблема надежности особенно актуальна, так как выход приборов и аппаратов из строя может привести не только к экономическим потерям, но и к гибели пациентов. Способность аппаратуры к безотказной работе зависит от многих причин, учесть действие которых практически невозможно, поэтому количественная оценка надежности имеет вероятностный характер [1].

Вероятность безотказной работы $P(t)$ - это вероятность того, что данный прибор сохранит свою работоспособность в течение заданного интервала времени [6].

Количественным показателем надежности является также интенсивность отказов - отношение числа отказов в единицу времени dN/dt к общему числу N работающих изделий:

$$\lambda = -dN/(dt * N) \quad (1)$$

Знак «-» взят потому, что $dN < 0$, так как число работающих изделий убывает со временем. Наиболее характерный вид функции (t) представлен на рис. 1.

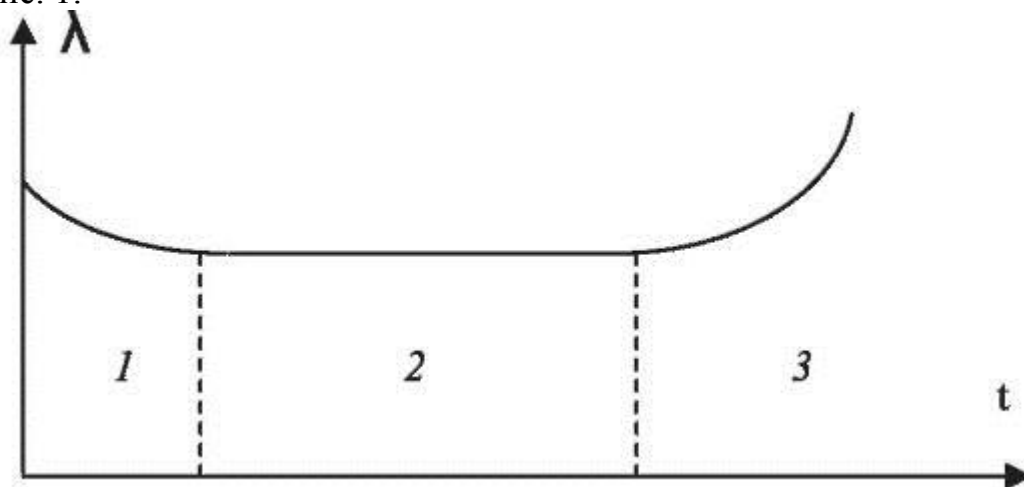


Рисунок 1. График зависимости интенсивности отказов от времени

На графике выделены три области:

1 - период приработки, интенсивность отказов высока;

2 - период нормальной эксплуатации, интенсивность отказов сохраняет постоянное значение;

3 - период старения, интенсивность отказов возрастает.

В период нормальной эксплуатации вероятность безотказной работы P убывает с течением времени по экспоненциальному закону:

$$P(t) = \exp(-\lambda t) \quad (2)$$

где λ - интенсивность отказов.

В зависимости от возможных последствий отказа в процессе эксплуатации медицинские изделия подразделяются на 4 класса:

А - изделия, отказ которых представляет непосредственную опасность для жизни пациента или персонала. Вероятность безотказной работы при этом должна быть не менее 0,99.

Б - изделия, отказ которых вызывает искажение информации о состоянии организма. Вероятность безотказной работы должна быть не менее 0,8.

В - изделия, отказ которых снижает эффективность лечебно-диагностического процесса.

Г - изделия, не содержащие частей, отказ которых возможен [4].

Медицинское оборудование имеет достаточно много параметров влияющих на качество выдаваемых результатов и поэтому требует от обслуживающего персонала высокой квалификации и навыков по выполнению работ по обслуживанию и настройке оборудования. Это достигается обучением персонала в ВУЗах по направлению подготовки «Биотехнические системы и технологии»/ а также подготовкой на специализированных курсах.

Техническая эксплуатация медицинской техники определяет пути и методы наиболее эффективного управления техническим состоянием медицинской техники с целью обеспечения регулярности работы при наиболее полной реализации технических возможностей конструкции и обеспечения заданных уровней эксплуатационной надёжности, оптимизации материальных и трудовых затрат [2].

Эффективность технической эксплуатации обеспечивает инженерно-техническая служба (ИТС - штат инженеров-электронщиков). Эффективность технической эксплуатации зависит от качества и надёжности изделий и персонала в технологическом процессе.

Таким образом, надёжность медицинской техники можно повысить применением профилактического технического обслуживания и использования более качественных материалов. Проведение профилактического технического обслуживания повышает затраты, но позволяет избежать затрат на ремонт внезапно возникающих неисправностей. Также повышение эффективности медицинской техники обеспечивается профессиональной подготовкой персонала обслуживающего и работающего с медицинской техникой.

Проведенное исследование показало, что повышение надежности повышает эффективность использования медицинской техники и достигается не только материальными затратами, но и организационными мероприятиями.

Список литературы:

1. *ГОСТ 20790 - 93 Приборы, аппараты и оборудование медицинские. Общие технические условия.*
2. *РД 50-707-91 Методические указания. Изделия медицинской техники. Требования к надежности. Правила и методы контроля показателей надежности.*
3. *Дудко Т.А., Дудко А.В. Применение патентного поиска для повышения эффективности научных исследовательских работ : Академический журнал, спец.выпуск / -Оренбург.: ОГИМ, 2012.- с. 107 - 110.*
4. *Муштаев В. И. Основы инженерного творчества : учеб. пособие для вузов по спец. "Машины и аппараты химических производств" / В. И. Муштаев, В.Е. Токарев. - М.: Дрофа, 2005. - 254 с.*
5. *Титов В. В. Выбор целей в поисковой деятельности / В. В. Титов. -М.: Реч.транспорт: НТК "Метод", 1991.-125 с.*
6. *Боровский А.С., Дудко А.В., Полищук Ю.В. Теория дискретных устройств: учебное пособие / Боровский А.С., Дудко А.В., Полищук Ю.В. – Самара: СамГУПС, 2015. – 129 с.*
7. *Стрекаловская А.Д., Дудко А.В., Рачинских А.В., Санеева Т.А. Система хранения трансформаторного масла : Университетский комплекс как региональный центр образования, науки и культуры : Материалы Всероссийской научно-методической конференции / Оренбург : ОГУ, 2014 г. – с. 156 – 161.*

СРЕДСТВА МЕТОДИЧЕСКОЙ ПОДГОТОВКИ УЧИТЕЛЯ ФИЗИКИ НА КУРСАХ ПОВЫШЕНИЯ КВАЛИФИКАЦИИ УНИВЕРСИТЕТА

**Кучеренко М.А., Перунова М.Н.
Оренбургский государственный университет, г. Оренбург**

В Оренбургской области в рамках развития общего образования проводится целенаправленная работа по совершенствованию профессионального мастерства учителей физики. В связи с этим на факультете повышения квалификации преподавателей Оренбургского государственного университета в 2015-2016 у.г. проходят обучение «условные специалисты» - учителя, образование которых не соответствует предметной области «Физика». План курсовой подготовки в соответствии с разработанной на 572 часа программой осуществляет профессорско-преподавательский состав физического факультета университета.

Программа профессиональной переподготовки «Физика» предусматривает освоение фундаментальных курсов общей и экспериментальной физики, формирование и совершенствование умений решения задач базового и повышенного уровня сложности, пополнение методического арсенала учителя, способного системно смоделировать обучение и учение в выбранной предметной области. Кроме того, для эффективной организации и осуществления профессионально-педагогической деятельности в программу включены курсы основ теоретической физики, астрономии и истории науки. В соответствии с программой, аудиторная работа слушателей курсов дополнена дистанционной формой обучения и учебно-педагогической практикой в филиалах кафедры общей физики университета – физико-математическом лицее и МОБУ «Лицей №8» г. Оренбурга.

Анализ результатов входного анкетирования позволил составить «Портрет условного специалиста», который мы приводим в таблице 1.

В свою очередь, анализ опыта совместной учебной деятельности на двух прошедших сессиях позволяет констатировать, что для слушателей - «условных специалистов» характерно:

1. проявление устойчивой познавательной мотивации к усвоению предлагаемого содержания в условиях модели активного обучения;
2. затруднение в выборе качественных информационных источников преподаваемого предмета, дополняющих учебники перечня, рекомендованного и допущенного Минобрнауки России;
3. отсутствие потребности в сравнительном анализе программных документов, регламентирующих образовательную деятельность педагога;
4. наличие недостаточного опыта самостоятельного решения физических задач различного вида и уровня сложности;
5. недемонстративное игнорирование открытого банка заданий, устойчивое выполнение которых в соответствии с профессиональным

стандартом педагога в общем и среднем общем образовании становится основой для установления аттестационной категории учителя [1].

6. удовлетворительное использование методов и приемов понимания физического текста, его анализа, структуризации, реорганизации и трансформации в процессе учебного диалога (или полилога).

7. репродуктивное и локально-моделирующее поведение в проектировании всех этапов современного урока физики на ступенях основного общего и среднего (полного) общего образования.

Таблица 1 – «Портрет условного специалиста»

Специальность по диплому	Педагогический стаж (число лет - % от общего числа опрошиваемых)		Квалификационная категория (категория - % от общего числа опрошиваемых -)		Опыт преподавания физики в школе (число лет - % от общего числа опрошиваемых)		Классы, в которых ведется преподавание в 2015-2016 у.г. (классы - % от общего числа опрошиваемых)	
	1-5				1-5		7-8	
Учитель: 1. математики – 52%; 2. математики и информатики – 6%; 3. информатики – 12%; 4. биологии – 6%; истории – 6%; 5. изобразительного искусства и черчения – 6%	1-5	42	1	53	1-5	75	7-8	29
	10-20	29	не имеют	41	7	1	7-11	65
	20-30	29	соответствия	6	10-30	24	замещение	6

Учитывая выявленные особенности предметной компетентности учителей – слушателей, мы разработали когнитивные карты ключевых тем дисциплины «Физика» и систематику учебных физических задач в рамках выбранных тем.

Следует отметить, что проблема систематизации и обобщения, как продуктивного инструментария учителя, сегодня практически не разрабатывается педагогическим сообществом, на что указывает тематика последних публикаций в журналах «Физика в школе» и «Школьные технологии». Доминирующими же проблемами, обсуждаемыми в публикациях (безусловно, не менее важными для физического образования), являются:

- повышение уровня сформированности экспериментальной компетентности школьников посредством включения в единый

государственный экзамен заданий по практическому использованию физических явлений, экспериментальному доказательству существенных физических явлений и функциональных зависимостей между физическими величинами [2].

▪ целенаправленное формирование ключевых методологических компетенций в рамках современного школьного физического образования, составляющими которых являются мыслительные операции и методы научного познания, словарь науки и знаковые категории культуры [3], [4], [5].

▪ развитие основ читательской компетенции школьников, в основе которой находятся способности к осмысленному чтению как средству познания мира и себя в этом мире [6].

Обратим внимание на то, что проблеме обучения школьников решению физических задач посвящена за последние два года всего одна публикация в журнале «Школьные технологии», в которой рассматриваются алгоритмические процедуры упорядочивания умственных действий учащихся при решении творческих задач [7].

Разработанная нами когнитивная (здесь: лат cognition – познание) карта темы - это ориентировочная основа для выбора учителем содержания и способа развертывания учебного материала на учебных занятиях. Структурные смысловые блоки карты соотносятся со схемой построения разделов физики в школьном курсе физики. В ней можно выделить: основание, которое представлено понятиями и физическими величинами; ядро, включающее общие законы и принципы; выводы, как применение общих законов и принципов к решению физических и смысложизненных задач.

Регламентирующими документами для подготовки когнитивной карты выбраны:

1. Федеральные государственные образовательные стандарты основного общего и среднего (полного) общего образования по физике.
2. Примерные программы основного общего и среднего (полного) общего образования.
3. Кодификатор элементов содержания и требований к уровню подготовки выпускников образовательных организаций для проведения единого государственного экзамена по физике.

Структура и содержание карты, составленной по теме «Законы сохранения в механике» представлена в таблице 2. Обратим внимание на то, что указанная обобщенная основа проектирования урока – гибкая система, предполагающая различные «надстройки», определяемые индивидуальным стилем и эрудицией учителя.

Безусловно, что одним из определяющих условий понимания физики как процесса, а также критерием понимания и одновременно средством оценки усвоения знаний является умение решать физические задачи различного типа: текстовые, графические и экспериментальные. Заметим, что если когнитивная карта определяет целевые установки учебной деятельности, то выстроенная систематика физических задач конкретизирует ее операциональный состав.

Рассмотрим принципы и логику создания систематики физических задач по теме «Законы сохранения в механике».

Таблица 2 – Когнитивная карта темы «Законы сохранения в механике»

<p>Знание (понятия, принципы, законы)</p> <p><i>(Что Я должен знать?)</i></p>	<p>Новое</p>	Импульс материальной точки \vec{p}
		Импульс силы: $\vec{F} \cdot \Delta t$
		Второй закон Ньютона в импульсной форме: $\Delta \vec{p} = \vec{F} \cdot \Delta t$
		Система тел. Внешние силы. Внутренние силы. Замкнутая система тел
		Импульс системы материальных точек: $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \dots$
		Теорема о движении центра масс
		Закон изменения и сохранения импульса: в ИСО $\Delta \vec{p} = \Delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \dots)$, в ИСО $\Delta \vec{p} = \Delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \dots) = 0$, если $\vec{F}_{1\text{внешн}} + \vec{F}_{2\text{внешн}} + \dots = 0$
		Реактивная сила
		Работа силы: на малом перемещении $\delta A = \vec{F} \cdot \Delta \vec{r} \cdot \cos \alpha = F_x \cdot \Delta x$
		Работа переменной силы численно равна площади по графиком $F(S)$
		Мощность силы: $P = \frac{\Delta A}{\Delta t} \Big _{\Delta t \rightarrow 0} = F \cdot v \cdot \cos \alpha$
		Кинетическая энергия материальной точки: $E_{\text{кин}} = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m}$
		Закон изменения кинетической энергии системы материальных точек: в ИСО $\Delta E_{\text{кин}} = A_1 + A_2 + \dots$
		Консервативные (потенциальные силы) силы. Диссипативные силы.
		Работа потенциальных сил: $A_{12} = E_{1\text{потенц}} - E_{2\text{потенц}} = -\Delta E_{\text{потенц}}$
		Работа силы тяжести: $A_{12} = mgh_1 - mgh_2$
		Работа силы упругости: $A_{12} = \frac{kx_1^2}{2} - \frac{kx_2^2}{2}$
		Потенциальная энергия тела (материальной точки) в однородном поле тяжести: $E_{\text{потенц}} = mgh$
		Потенциальная энергия упругодеформированного тела: $E_{\text{потенц}} = \frac{kx^2}{2}$
		Механическая энергия системы: $E = E_{\text{кин}} + E_{\text{потенц}}$
Закон изменения и сохранения механической энергии: в ИСО $\Delta E_{\text{мех}} = A_{\text{всехнепотенцил}}$, в ИСО $\Delta E_{\text{мех}} = 0$, если $A_{\text{всехнепотенцил}} = 0$		
<i>Пропедевтика понятий:</i> «потенциальный барьер»; «потенциальная яма»; внутренняя энергия		

	<i>Актуализированное</i>	сила; скорость; ускорение; перемещение; центр масс; механическая работа; кинетическая энергия; потенциальная энергия; мощность; КПД
Понимание <i>(Что Я должен уметь?)</i>	<i>Основные умения</i>	<p><i>Теоретические:</i> <i>Определение:</i> полного импульса системы тел; импульса материальной точки; вектора и модуля импульса системы материальных точек; работы силы; мощности силы; кинетической энергии материальной точки; кинетической энергии системы материальных точек; работы силы тяжести в однородном поле тяжести; работы силы упругости; потенциальной энергии тела в однородном поле тяжести; энергии упруго деформированного тела; механической энергии системы</p> <p><i>Различение</i> внешних и внутренних сил</p> <p><i>Выявление</i> возможности применения законов сохранения импульса и механической энергии системы</p> <p><i>Применение:</i> закона сохранения импульса; закона изменения кинетической энергии системы материальных точек; закона сохранения механической энергии системы; закона изменения механической энергии системы</p> <p><i>Практические:</i></p> <ul style="list-style-type: none"> ▪ <i>Исследование упругого и неупругого столкновения (лабораторная работа)</i> ▪ <i>Изучение сохранения механической энергии при движении тела под действием сил тяжести упругости (лабораторная работа)</i> ▪ <i>Сравнение работы силы с изменением кинетической энергии тела (лабораторная работа)</i>
	<i>Включение нового знания в контекст</i>	Законы сохранения как следствия свойств пространства и времени: закон сохранения импульса вытекает из однородности пространства; закон сохранения механической энергии - из однородности времени
	<i>Включение в диалог: с физическим текстом; с Другим</i>	Стратегии смыслового чтения: обобщающая таблица «Законы сохранения в механике»; карта понятий по теме «Работа консервативных сил»; презентация таблицы и карты понятий
	<i>Объяснение</i>	Физические ситуации, описанные в задачах Физические явления во фронтальных и индивидуальных лабораторных экспериментах

	Актуализация в будущем	1 Молекулярная физика (потенциальная энергия взаимодействия молекул; основное уравнение молекулярно-кинетической теории газа) 2 Термодинамика (внутренняя энергия; количество теплоты; работа газа и внешней силы; первый закон термодинамики; фазовые переходы; тепловые машины) 3 Электричество и магнетизм (работа электростатического поля; потенциал; движение заряда в электрическом и магнитном полях; тепловое действие тока; энергия электрического и магнитного полей) 4 Волновая и квантовая оптика (интенсивность волны; энергия кванта; работа выхода) 5 СТО (связь массы и энергии) 6 Атомная и ядерная физика (энергия электрона в атоме; энергия связи ядра; энергетический выход ядерной реакции.)
--	------------------------	--

Опираясь на образовательную практику последних лет (в том числе экспертную практику в комиссии по проверке экзаменационных работ учащихся) можно констатировать существенную трансформацию содержания и структуры заданий ЕГЭ по физике. В этой трансформации мы выделяем:

1. Обоснованный перенос акцентов с заданий базового (пусть даже сложного) содержания на задания, проверяющие уровень развития компетенций выпускника. Такие задания ориентированы, в частности, на применение знаний для качественного или количественного описания природных явлений, объяснение работы нового для учащегося технического устройства, объяснение сущности физического эксперимента или прогнозирование его результата.

2. Появление заданий на понимание границ применимости физических законов, на обоснование возможности или необходимости их применения в данных условиях учебной задачи.

3. Увеличение количества качественных задачи, традиционно вызывающих серьезные трудности у школьников.

4. «Мультисодержательность» задач, которая заключается в том, что для объяснения сущности явления необходимо применить знания из нескольких различных разделов физики.

5. Повышение требований к математическим навыкам учащихся, необходимым для математического моделирования предложенной ситуации. Это, прежде всего: умение работать с векторами; выполнение геометрических построений; применение теорем геометрии к определению искомых физических величин; умение анализировать графики зависимостей; понимание физического смысла операций дифференцирования и интегрирования; умение преобразовывать алгебраические и тригонометрические выражения.

6. Расширение спектра экзаменационных заданий за счет включения, например, задач: с соединениями конденсаторов: на анализ переходных процессов в цепях с конденсаторами и катушками: на расчет цепей переменного тока; на определение волновых характеристик частиц.

Таким образом, уровень физической грамотности выпускника оценивается не по умению формулировать законы или записывать формулы, а

по умению эти законы и формулы применять для объяснения физических процессов. Важно, что «Физика вокруг тебя» выведена с уровня декларирования на уровень требований жизни.

В связи с вышеизложенным, в условиях ограниченности учебного времени, мы предлагаем системный подход к формированию навыка решения задач школьником. Поскольку физических задач чрезвычайно много, а время для формирования навыка их решения ограничено, основная идея тематической систематики задач заключается в реализации принципа «необходимо и достаточно».

На первом этапе процесса составления обучающей системы заданий учитель должен определить:

1. Круг явлений, которые необходимо научить объяснять в рамках изучаемого раздела.

2. Какие физические понятия должны быть сформированы в изучаемом разделе?

3. Какие законы ученик должен научиться применять?

4. Как связан изучаемый раздел с другими разделами физики, а именно: является ли он обобщением изученных ранее разрозненных разделов или представляет собой основу, базу для последующего развития?

5. Где и как изучаемые понятия и законы будут применены в дальнейшем? Какую роль играют новые понятия и законы в рамках изучаемого раздела и в курсе физики в целом?

6. Какой математический аппарат востребован в данном разделе физики? Имеются ли необходимые математические знания и навыки у школьников или же вводимые физические понятия будут вводиться на пропедевтическом уровне?

7. Какие приемы математического моделирования физических процессов должны быть сформированы в рамках изучаемой темы? Какие известные приемы могут быть использованы и получат дальнейшее развитие?

На следующем этапе следует определить конкретные виды заданий в соответствии с логикой развития учебного материала.

Систему заданий по теме «Законы сохранения в механике» приводим в таблице 3.

Таблица 3 – Система заданий по теме «Законы сохранения в механике»

№	Физические явления	Формируемые понятия и навыки	Базовые задачи	Опорные знания
1	Упругий удар	$E_{кин}$ полная механическая энергия системы упругих тел	1 Упругий центральный удар (решение задачи в общем виде и анализ решения) 2 Нецентральный удар	Закон сохранения импульса
2	Движение тела в поле тяготения	$E_{потенц} = mgh$ потенциальная энергия в однородном поле	1 Баллистическое движение (расчет скорости, высоты подъема) 2 Колебание математического маятника (расчет скорости, силы натяжения, угла отклонения)	<i>Динамика:</i> сила тяжести, вес тела, условие отрыва от

		<p>тяготения $E = E_{кин} + E_{потен}$</p>	<p>3 Полный оборот маятника (расчет скорости, обеспечивающей полный оборот) 4 Прохождение «мертвой петли» (расчет начальной высоты или скорости, обеспечивающей прохождение петли) 5 Преодоление барьера (горка закреплена и не закреплена – расчет скорости, обеспечивающей прохождение барьера) 6 Отрыв от поверхности (расчет высоты отрыва тела от поверхности) 7 Баллистический маятник (расчет скорости пули или угла отклонения баллистического маятника)</p>	<p>поверхности, условие непровисания нити. ЗСИ Теорема о движении центра масс</p>
3	<p>Движение тела под действием силы упругости</p>	<p>$E_{потенц} = \frac{kx^2}{2}$ – потенциальная энергия упругой деформации Потенциальная энергия при движении под действием нескольких сил $E_{потенц} = \frac{kx^2}{2} + mgh$</p>	<p>1 «Выстрел» из пружинного пистолета (расчет скорости вылета «снаряда», высоты подъема) 2 Падение тела на упругую сетку или пружину (расчет максимальной деформации пружины) 3 Колебания пружинного маятника 4 Движение двух грузов, связанных пружиной</p>	<p>Динамика: сила упругости, вес тела ЗСИ Теорема о движении центра масс</p>
4	<p>Механическая работа</p>	<p>$A_{внеш} = \Delta E_{полная}$ $A = FScos\alpha$ $A_{конс} = \Delta E_k = -\Delta E_p$ $A_{тр} = \Delta E_{полная}$ $A_{равнод} = \Delta E_k$ Работа численно равна площади под графиком $F(S)$</p>	<p>1 Тело движется под действием нескольких сил (расчет работы всех сил и изменений $E_{потенц}$, $E_{кин}$ и $E_{полной}$) 2. Расчет работы силы трения и изменения внутренней энергии системы 3 Движение двух тел под действием силы трения ($A_{тр} = -F_{тр}S_{отн}$) 4 Движение тела под действием переменной силы</p>	<p>Динамика: сила тяжести, сила упругости, сила трения скольжения ЗСИ Теорема о движении центра масс</p>
5	<p>Мощность, КПД</p>	<p>$N = \frac{dE}{dt}$ $N = \vec{F}\vec{v}$ $\eta = \frac{E_{полезн}}{E_{затр}}$</p>	<p>1 Тело движется под действием нескольких сил (расчет мощности всех сил) 2 Минимальная мощность двигателя самолета на взлетной полосе 3 Расчет КПД наклонной плоскости</p>	<p>Кинематика: РУД Динамика: сила тяжести, сила упругости, сила трения скольжения</p>

<p>! Новые приемы решения задач:</p> <p>1 Нахождение кинематических характеристик движения на основании ЗСЭ</p> <p>2 Определение характера движения тела по графику зависимости $E_p(r)$</p>	<p>Математический аппарат:</p> <p>Нужно уметь: решать алгебраические уравнения; работать с векторами и их проекциями</p> <p>Новый навык: графическое интегрирование</p>
--	--

В заключение подчеркнем, что самостоятельная работа по составлению когнитивных карт и системы физических задач различной тематической направленности – основа продуктивного взаимодействия субъектов учебной деятельности в современной модели компетентностного образования.

Список использованных источников

1. *Профессиональный стандарт педагога [Электронный ресурс]. – Режим доступа: минобрнауки.рф. - 22.12.2015.*
2. *Майер, В.В. Экспериментальные доказательства в заданиях ЕГЭ /В.В. Майер // Физика в школе. – 2015. - №4. – С.3-20.*
3. *Малахов, А.А. Целенаправленное формирование ключевых методологических компетенций в рамках современного общего физического образования / А.А. Малахов // Физика в школе. – 2014. - №5. – С.21-30.*
4. *Носова, Е.П. Формирование логических УУД на уроках физики /Е.П. Носова // Физика в школе. – 2014. - №5. – С.38-45.*
5. *Дьякова, Е.А. Обобщение знаний учащихся в теории и практике обучения /Е.А. Дьякова // Физика в школе. – 2012. - №4. – С.4-11.*
6. *Сауров, Ю.А. Методика организации деятельности с учебником в старших классах / Ю.А. Сауров // Физика в школе. – 2014. - №3. – С.28-35.*
7. *Гин, А.А. Учим школьников решать нестандартные творческие /А.А.Гин // Школьные технологии. – 2014. - №1. – С.92-100.*

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ПЛАЗМОНЫ В ЗАМАГНИЧЕННОМ НАНОЦИЛИНДРЕ И СФЕРИЧЕСКОМ СЛОИСТОМ КОМПОЗИТЕ С АНИЗОТРОПНОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ ИЛИ ОБОЛОЧКОЙ

Кучеренко М.Г.

Центр лазерной и информационной биофизики,
Оренбургский государственный университет, г. Оренбург

Проводящие частицы в электромагнитных полях оптического диапазона частот поляризуются за счет изменения плотности электронного газа металла или полупроводника. Характерные частоты локальных плазмонных колебаний зависят от структуры и формы частиц, и существенно изменяются при переходе от однородных к слоистым структурам, а также от сферической формы к цилиндрической. В постоянном магнитном поле отклик электронной плазмы металла на электромагнитное возмущение с частотой ω становится анизотропным, а диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$ плазмopodobной среды представляется тензором второго ранга $\varepsilon(\omega) \rightarrow \vec{\varepsilon}(\omega)$ [1]. В случае однородных сферических частиц из проводящего материала с диэлектрической проницаемостью $\vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega|\mathbf{B})$ их дипольная динамическая поляризуемость $\vec{\alpha}(\omega|\mathbf{B})$ в магнитном поле индукции \mathbf{B} и бездисперсионной диэлектрической среде с проницаемостью $\varepsilon^{(e)}$, в свою очередь, принимает следующую тензорную форму [2-3]

$$\vec{\alpha}(\omega|\mathbf{B}) = \left[\vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega|\mathbf{B}) - \varepsilon^{(e)}\mathbf{I} \right] \left[\vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega|\mathbf{B}) + 2\varepsilon^{(e)}\mathbf{I} \right]^{-1}, \quad (1)$$

которая вытекает из векторного равенства

$$\mathbf{D}^{(i)} + 2\varepsilon^{(e)}\mathbf{E}^{(i)} = 3\varepsilon^{(e)}\mathbf{E}_0 \quad (2)$$

для векторов индукции $\mathbf{D}^{(i)}$ и напряженности $\mathbf{E}^{(i)}$ электрического поля внутри сферической частицы, находящейся в однородном электрическом поле [4], после замены $\mathbf{D}^{(i)} = \vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega)\mathbf{E}^{(i)}$. Таким образом, анизотропная сферическая наночастица радиуса R приобретает в однородном электрическом поле \mathbf{E}_0 дипольный момент $\mathbf{P}_3(\omega) = \vec{\alpha}(\omega|\mathbf{B})\mathbf{E}_0$, осциллирующий на частоте ω внешнего поля

$$\mathbf{P}_3(\omega) = R^3 \left[\vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega|\mathbf{B}) - \varepsilon^{(e)}\mathbf{I} \right] \left[\vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega|\mathbf{B}) + 2\varepsilon^{(e)}\mathbf{I} \right]^{-1} \mathbf{E}_0. \quad (3)$$

Однородное поле $\mathbf{E}^{(i)}$ внутри шара связано с внешним полем \mathbf{E}_0 соотношением $\mathbf{E}^{(i)} = \vec{\beta}_3\mathbf{E}_0$, где тензор $\vec{\beta}_3$ определен выражением

$$\vec{\beta}_3 = 3\varepsilon^{(e)} \left[\vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) + 2\varepsilon^{(e)} \vec{\mathbf{I}} \right]^{-1}. \quad (4)$$

Обратный тензор $\vec{\mathbf{T}}^{-1} = \left[\vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) + 2\varepsilon^{(e)} \vec{\mathbf{I}} \right]^{-1}$ может быть определен через невырожденный исходный тензор $\vec{\mathbf{T}}$ на основе тождества Кэли-Гамильтона

$$\vec{\mathbf{T}}^{-1} = \left[\vec{\mathbf{T}}^2 - I_1(\vec{\mathbf{T}})\vec{\mathbf{T}} + I_2(\vec{\mathbf{T}})\vec{\mathbf{I}} \right] / I_3(\vec{\mathbf{T}}),$$

где главные инварианты: $I_1(\vec{\mathbf{T}}) = \text{tr } \vec{\mathbf{T}}$, $I_2(\vec{\mathbf{T}}) = \left[(\text{tr } \vec{\mathbf{T}})^2 - \text{tr } \vec{\mathbf{T}}^2 \right] / 2$, $I_3(\vec{\mathbf{T}}) = \det \vec{\mathbf{T}}$.

Локальное поле диполя (3) складывается с инициирующим внешним полем, в результате чего в окрестности наночастицы появляются плазмон-индуцированные эффекты поглощения света молекулами, спонтанные радиационные переходы [5] и безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения между ними [6-7]. Магнитозависимость динамической поляризуемости $\vec{\alpha}(\omega | \mathbf{B})$ позволяет осуществлять полевою модуляцию оптических характеристик молекул, находящихся вблизи наночастиц.

Метод, основанный на векторном равенстве, аналогичном (2), может быть использован и для получения наведенной поляризации в анизотропном проводящем наноцилиндре. В этом случае вместо (2) получаем

$$\mathbf{D}^{(i)}(\omega) + \varepsilon^{(e)} \mathbf{E}^{(i)}(\omega) = 2\varepsilon^{(e)} \mathbf{E}_0. \quad (5)$$

Дипольный момент единицы длины цилиндра запишем по аналогии с (3) в тензорной форме

$$\mathbf{P}_2(\omega) = \frac{R^2}{2} \left[\vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) - \varepsilon^{(e)} \vec{\mathbf{I}} \right] \left[\vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) + \varepsilon^{(e)} \vec{\mathbf{I}} \right]^{-1} \mathbf{E}_0 \quad (6)$$

Однородное поле $\mathbf{E}^{(i)} = \vec{\beta}_2 \mathbf{E}_0$ внутри цилиндра формируется с помощью тензора $\vec{\beta}_2$ в виде

$$\vec{\beta}_2 = 2\varepsilon^{(e)} \left[\vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) + \varepsilon^{(e)} \vec{\mathbf{I}} \right]^{-1}. \quad (7)$$

Потенциал $\varphi^{(e)}(r, \theta)$ и напряженность $\mathbf{E}^{(e)}(r, \theta)$ поля вне цилиндра с вкладом от двумерного диполя (6) при $r > R$ определяются выражениями

$$\varphi^{(e)}(r, \theta) = -E_0 r \cos \theta + 2 \frac{\mathbf{P}_2(\omega) \mathbf{r}}{r^2}, \quad (8)$$

$$\mathbf{E}^{(e)}(r, \theta) = \mathbf{E}_0 - \vec{\nabla} \left(\frac{R^2}{r^2} \right) \mathbf{r} \left[\vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) - \varepsilon^{(e)} \vec{\mathbf{I}} \right] \left[\vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) + \varepsilon^{(e)} \vec{\mathbf{I}} \right]^{-1} \mathbf{E}_0. \quad (9)$$

В приближении холодной замагниченной плазмы тензор $\tilde{\epsilon}^{(i)}(\omega|\mathbf{B})$ диэлектрической проницаемости в декартовой системе координат ($\mathbf{B} = B_z \mathbf{n}_z$) записывается в виде [1]

$$\tilde{\epsilon}^{(i)}(\omega|\mathbf{B}) = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & ig & 0 \\ -ig & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где

$$\epsilon_{\perp}(\omega|\mathbf{B}) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \Omega_L^2}, \quad \epsilon_{\parallel}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad g(\omega|\mathbf{B}) = \frac{\omega_p^2 \Omega_L}{\omega(\omega^2 - \Omega_L^2)}, \quad (11)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m}} \quad - \quad \text{ленгмюровская (плазменная) частота,} \quad \Omega_L = \frac{e|\mathbf{B}|}{mc} \quad -$$

ларморовская (циклотронная) частота электрона в магнитном поле индукции \mathbf{B} .

Далее рассмотрим более сложную систему, представляющую собой сферический слоистый нанокompозит радиуса R_2 с проводящей сердцевиной радиуса R_1 , приобретающей анизотропные свойства при наложении внешнего магнитного поля (рис.1). В отличие от однородного проводящего шара тензор $\tilde{\mathbf{A}}(\omega|\mathbf{B})$ такого нанокompозита не может быть получен на основе простого обобщения соответствующего скалярного выражения, известного для изотропной слоистой системы [5]. Тем не менее, есть все основания полагать, что и в неоднородной структуре рис. 1 поле в сердцевине композита, т.е. при $r < R_1$, однородно, как и в случае безоболочечного шара. Тогда потенциал $\Phi_1(r, \theta, \varphi)$ в области $r < R_1$, учитывая анизотропию замагниченного металла сердцевины, может быть записан с помощью постоянного тензора $\tilde{\mathbf{B}}(\tilde{\epsilon}_1, \epsilon_2, \epsilon_3)$, зависящего от диэлектрических проницаемостей всех трех областей: $\Phi_1(r, \theta, \varphi) = -\tilde{\mathbf{B}}(\tilde{\epsilon}_1, \epsilon_2, \epsilon_3) \mathbf{E}_0 \mathbf{r}$.

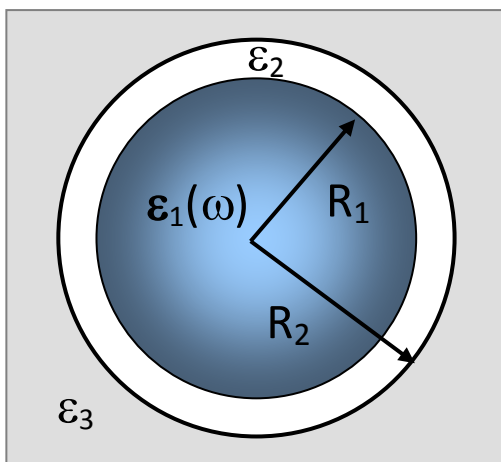


Рис. 1. Структура концентрического двуслойного нанокompозита с проводящей сердцевиной, помещенного в диэлектрическую среду с проницаемостью ϵ_3 .

Напряженность \mathbf{E}_1 поля в коре композита $\mathbf{E}_1 = \tilde{\mathbf{B}}(\tilde{\epsilon}_1, \epsilon_2, \epsilon_3) \mathbf{E}_0$. Наибольший интерес для приложений представляет тензор поляризуемости

$\vec{\mathbf{A}}(\omega|\mathbf{B})$ композита. Для его нахождения необходимо определить потенциалы $\Phi_j(r, \theta, \varphi)$, $j=1,2,3$ поля во всех областях, отображенных на рис. 1. Выражения для этих потенциалов могут быть записаны по аналогии с теми, которые известны для изотропной слоистой системы, с той лишь разницей, что все скалярные коэффициенты изотропного случая должны быть заменены их тензорными аналогами. Действуя таким образом можем записать

$$\Phi_1(r, \theta, \varphi) = -\vec{\mathbf{B}}(\vec{\varepsilon}_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3)\mathbf{E}_0\mathbf{r}, \quad (12)$$

$$\Phi_2(r, \theta, \varphi) = -\vec{\mathbf{C}}(\vec{\varepsilon}_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3)\mathbf{E}_0\mathbf{r} + \vec{\mathbf{D}}(\vec{\varepsilon}_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3)\mathbf{E}_0\mathbf{r} / r^3, \quad (13)$$

$$\Phi_3(r, \theta, \varphi) = -\vec{\mathbf{I}} \cdot \mathbf{E}_0\mathbf{r} + \vec{\mathbf{A}}(\vec{\varepsilon}_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3)\mathbf{E}_0\mathbf{r} / r^3. \quad (14)$$

Соотношения между неизвестными тензорами $\vec{\mathbf{A}}, \vec{\mathbf{B}}, \vec{\mathbf{C}}, \vec{\mathbf{D}}$ находим из условий на граничных сферах $S(R_1)$ и $S(R_2)$:

$$\Phi_1(R_1, \theta, \varphi) = \Phi_2(R_1, \theta, \varphi), \quad \Phi_2(R_2, \theta, \varphi) = \Phi_3(R_2, \theta, \varphi), \quad (15)$$

$$\vec{\varepsilon}_1(\omega) \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \right)_{R_1} = \varepsilon_2 \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial r} \right)_{R_1}, \quad \varepsilon_2 \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial r} \right)_{R_2} = \varepsilon_3 \left(\frac{\partial \Phi_3}{\partial r} \right)_{R_2}. \quad (16)$$

Тогда на основе (12)-(14) из (15) и (16) следует

$$\vec{\mathbf{B}} = \vec{\mathbf{C}} - \vec{\mathbf{D}} / R_1^3, \quad -\vec{\mathbf{C}} + \vec{\mathbf{D}} / R_2^3 = -\vec{\mathbf{I}} + \vec{\mathbf{A}} / R_2^3, \quad (17)$$

$$\vec{\varepsilon}_1(\omega)\vec{\mathbf{B}} = \varepsilon_2\vec{\mathbf{C}} + \varepsilon_2\vec{\mathbf{D}} / R_1^3, \quad \varepsilon_2\vec{\mathbf{C}} + 2\varepsilon_2\vec{\mathbf{D}} / R_2^3 = \varepsilon_3\vec{\mathbf{I}} + 2\varepsilon_3\vec{\mathbf{A}} / R_2^3. \quad (18)$$

Последовательно исключая посредством линейных преобразований (17)-(18) тензоры $\vec{\mathbf{D}}, \vec{\mathbf{C}}, \vec{\mathbf{B}}$, получаем для тензора $\vec{\mathbf{A}}$ дипольной поляризуемости слоистого композита с анизотропной сердцевиной следующее выражение

$$\vec{\mathbf{A}}(\vec{\varepsilon}_1(\omega|\mathbf{B}), \varepsilon_2, \varepsilon_3) = \left[(\vec{\varepsilon}_1(\omega|\mathbf{B}) + 2\varepsilon_2)(\varepsilon_2 - \varepsilon_3) + (\vec{\varepsilon}_1(\omega|\mathbf{B}) - \varepsilon_2)(2\varepsilon_2 + \varepsilon_3)\xi^3 \right] \times \left[(\vec{\varepsilon}_1(\omega|\mathbf{B}) + 2\varepsilon_2)(\varepsilon_2 + 2\varepsilon_3) + 2(\vec{\varepsilon}_1(\omega|\mathbf{B}) - \varepsilon_2)(\varepsilon_2 - \varepsilon_3)\xi^3 \right]^{-1} R_2^3, \quad (19)$$

где $\xi = R_1 / R_2$. При выключении магнитного поля все тензорные величины редуцируются к своим скалярным прототипам и (19) трансформируется к известному выражению [5] для поляризуемости изотропного композита.

Если проводящей в композите является оболочка, а кор – диэлектрический, действуя аналогичным образом для тензора $\vec{\mathbf{A}}(\varepsilon_1, \vec{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}), \varepsilon_3)$ поляризуемости композита с замагниченной проводящей оболочкой получаем

$$\begin{aligned}
& \vec{\mathbf{A}}(\varepsilon_1, \vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_3) = \\
& = \left[(\varepsilon_1 + 2\vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}))(\vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}) - \varepsilon_3) + (\varepsilon_1 - \vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}))(2\vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}) + \varepsilon_3)\xi^3 \right] \times \quad (20) \\
& \times \left[(\varepsilon_1 + 2\vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}))(\vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}) + 2\varepsilon_3) + 2(\varepsilon_1 - \vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}))(\vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}) - \varepsilon_3)\xi^3 \right]^{-1} R_2^3.
\end{aligned}$$

Наконец, в общем случае, когда проводящими в нанокompозите являются и оболочка и кор, анализ показывает, что выражения (19) и (20) могут быть обобщены простой заменой диэлектрической проницаемости ε_j на ее тензорный аналог $\vec{\varepsilon}_j(\omega | \mathbf{B})$ лишь тогда, когда выполняется перестановочное соотношение:

$$\vec{\varepsilon}_1(\omega | \mathbf{B})\vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}) = \vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B})\vec{\varepsilon}_1(\omega | \mathbf{B}).$$

Дипольный момент $\mathbf{P}_C(\omega | \mathbf{B})$ шарового композита с замагниченной оболочкой определяется посредством тензора поляризуемости (20)

$$\mathbf{P}_C(\omega | \mathbf{B}) = \vec{\mathbf{A}}(\varepsilon_1, \vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_3)\mathbf{E}_0, \quad (21)$$

и тогда потенциал $\Phi_3(r, \theta, \varphi)$ и напряженность $\mathbf{E}_3(r, \theta, \varphi)$ поля вблизи композита определяются выражениями

$$\Phi_3(r, \theta, \varphi) = -\vec{\mathbf{I}} \cdot \mathbf{n}_0 \mathbf{n}_{\theta\varphi} E_0 r + \mathbf{P}_C(\omega | \mathbf{B}) \mathbf{n}_{\theta\varphi} / r^2. \quad (22)$$

$$\mathbf{n}_0 = \mathbf{E}_0 / |\mathbf{E}_0|, \mathbf{n}_{\theta\varphi} = \mathbf{r} / |\mathbf{r}|,$$

$$\mathbf{E}_3(r, \theta, \varphi) = \mathbf{E}_0 - \vec{\nabla} \vec{\mathbf{A}}(\varepsilon_1, \vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_3)\mathbf{E}_0 \mathbf{r} / r^3. \quad (23)$$

Как уже было отмечено, именно это поле представляет наибольший интерес для наноплазмоники и ближнепольной оптики [8-10].

На рис. 2а-2б представлены графически результаты расчетов зависимости спектральной функции $\beta(\omega) = \left| \mathbf{n}_x \vec{\mathbf{A}}(\varepsilon_1, \vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_3) \mathbf{n}_x \right|^2$ шарового нанокompозита, пропорциональной сечению рассеяния им света, от индукции магнитного поля $\mathbf{B} = B_z \mathbf{n}_z$. В расчетах были использованы следующие значения параметров: $\omega_p = \omega_p^0 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1} = 10^{16} \text{ c}^{-1}$ – для плазменной частоты металла оболочки; $\gamma = 10^{12} \text{ c}^{-1}$ – для частоты электронных столкновений в металле; $R_1 = 2$ и $R_2 = 5$ нм – для внутреннего и внешнего радиуса оболочки; $\varepsilon_1, \varepsilon_3 \sim 1$. Было обнаружено, что в спектрах $\beta(\omega)$ присутствуют две резонансных полосы, существенно разнесенные по частоте $\Delta\omega \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$. Резонансные пики приходятся на частоты $\omega_{res}^{(1)} = 5,432 \cdot 10^{15}$ и $\omega_{res}^{(2)} = 8,396 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$.

Оба плазмонных резонанса оказались магниточувствительными, и в сильных магнитных полях с индукцией выше 10 Тл наблюдалось расщепление обоих пиков на два спектральных компонента, симметрично расположенных относительно центральных резонансов (рис. 2а и 2б). Как и в случае однородной проводящей наносферы [2-3, 6-7] частотные интервалы $\Delta\omega_{res}^{(1)}, \Delta\omega_{res}^{(2)} \sim B$ между расщепленными компонентами одного и того же резонанса (низко- или высокочастотного) оказались пропорциональными индукции внешнего магнитного поля B .

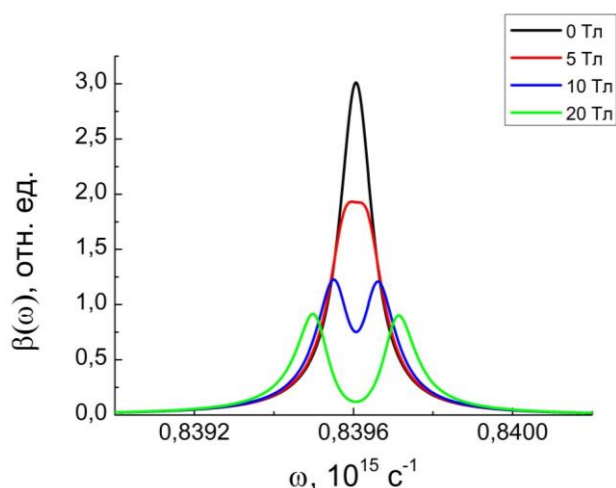


Рис. 2а. Спектры высокочастотной полосы дипольной поляризуемости шарового нанокомпозита с проводящей оболочкой в магнитном поле различной индукции B . Частота ω представлена в единицах $\omega_p^0=10$.

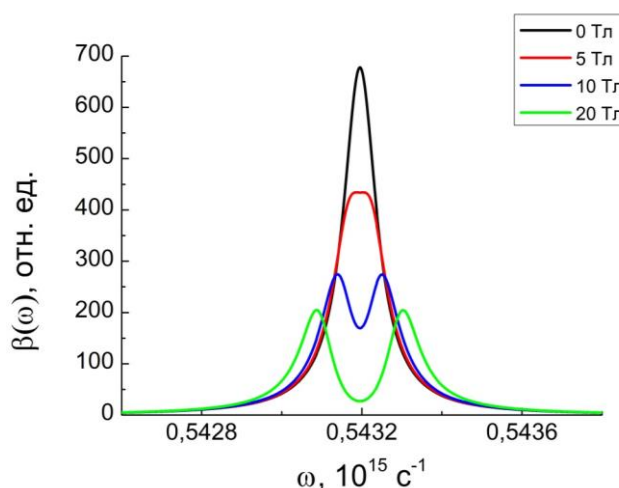


Рис. 2б. Спектры низкочастотной полосы дипольной поляризуемости шарового нанокомпозита с проводящей оболочкой в магнитном поле различной индукции B . Частота ω представлена в единицах $\omega_p^0=10$.

Для использованных в расчетах параметров низкочастотный плазмонный резонанс был на два порядка выше высокочастотного.

Если вблизи нанокомпозита (в его ближнем поле) находится молекула с электронным дипольным моментом перехода $\mathbf{p}_{if} = \langle i | \hat{\mathbf{p}} | f \rangle$ между основным i и возбужденным f ее состояниями, скорость $w(\omega)$ поглощения фотонов системой «молекула-нанокомпозит» будет определяться выражением [10]

$$w(\omega) = \frac{2\gamma}{(\omega - \omega_{if})^2 + \gamma^2} \frac{1}{\hbar^2} |\mathbf{p}_{if} \mathbf{E}_3(r, \theta, \varphi)|^2, \quad (24)$$

где $\mathbf{E}_3(r, \theta, \varphi)$ – напряженность результирующего (локального) поля в точке расположения молекулы, определенная формулой (23); ω_{if} – резонансная частота перехода $i \rightarrow f$; γ – ширина Лоренцева контура полосы поглощения молекулы. Другие, резонансные по частоте ω пики в спектре (24) будут

обусловлены плазмонными резонансами спектральной функции $\beta(\omega) = \left| \mathbf{n}_x \vec{\mathbf{A}}(\varepsilon_1, \vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_3) \mathbf{n}_x \right|^2$, отраженными на рис. 2а и 2б. В связи с расщеплением основных полос в сильных магнитных полях спектр поглощения объединенной системы «молекула-наноккомпозит» будет иметь «тонкую структуру».

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ и правительства Оренбургской области (проект № 14-02-97000), а также Министерства образования и науки РФ (Госзадание № 233).

Список литературы

1. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука. 1975. -256 с.
2. Kucherenko M.G., Pen'kov S.A. Magnetic field effect on intermolecular radiationless energy transfer near metallic nanoparticle // Book of Abstract. The 3-rd Internat. Symp.«MOLECULAR PHOTONICS» dedic. to acad. A.N. Terenin, 2012. Repino. St. Petersburg. RUSSIA - P. 64.
3. Кучеренко М.Г., Пеньков С.А. Влияние внешнего магнитного поля на скорость безызлучательного донор-акцепторного переноса энергии вблизи диамагнитной металлической наночастицы // Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. «Университет. комплекс как регион. центр образования, науки и культуры». Секция 8. Вопросы фундамент. и приклад. физики. – С.934-942. – Оренбург: ОГУ, 2012. - 2927 с.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Теоретическая физика. Т.8. М.: Физматлит. 2010. – 656 с.
5. Климов В. В. Наноплазмоника. М.: Физматлит. 2009. – 480 с.
6. Кучеренко М.Г., Пеньков С.А., Налбандян В.М., Большаков Д.С. Влияние магнитного поля на межмолекулярный безызлучательный перенос энергии вблизи сферической металлической наночастицы // Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. «Университетский комплекс как региональный центр образования, науки и культуры». Секция 8. Вопросы фундам. и прикл. физики. Оренбургский гос. ун-т. – Оренбург: 2013. – 3335 с.
7. Кучеренко М.Г., Кислов Д.А., Чмерева Т.М. Возможности улучшения характеристик сканирующего ближнепольного оптического микроскопа за счет плазмонно-резонансного увеличения скорости безызлучательного переноса энергии // Российские нанотехнологии. 2012. –Т. 7.- №1-2. –С. 71-77.
8. Кучеренко М.Г. Динамическая поляризуемость наночастицы в случае вырожденного электронного газа и ее роль в плазмонном механизме передачи энергии // Вестник ОГУ. 2012. №1. С. 141-149.
9. Кучеренко М.Г. Влияние шаровых наноразмерных металлокомпозитов на скорость безызлучательной передачи энергии между молекулами // Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. «Университет. комплекс как регион. центр образования, науки и культуры». Секция. 8. Вопросы фундам. и приклад. физики. Оренбург: ОГУ, 2012. – С. 926-933.

10. *Kucherenko M.G. Dynamics and relaxation of excited molecular states in local field of composited nanoparticles and external magnetic field // Russian-Japanese Conference «Chemical Physics of Molecules and Polyfunctional Materials»: Proceedings. OSU. Orenburg. IPK «Universitet». 2014. – P.13-15.*

РЕТРАНСЛЯЦИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ НАНОАНТЕННОЙ ЭНЕРГИИ ЭКСИТОНА КВАНТОВОЙ НИТИ К КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ

Кучеренко М.Г., Коловертнов Г.С.

Центр лазерной и информационной биофизики,
Оренбургский государственный университет, г. Оренбург

Исследование генерации, транспорта и трансформации электронных возбуждений – экситонов в полупроводниковых наноструктурах сегодня представляет собой важнейшее направление нанoeлектроники и фотоники [1-5]. Безызлучательный перенос энергии между экситон-активированной полупроводниковой квантовой нитью (QWR) радиуса R и квантовой точкой (QD) осуществляется на субволновых расстояниях оптического диапазона – в ближнем поле квантовой нити [3-4], [6-7]. Если в эту область вносится дополнительная металлическая наночастица (NP), то последняя может рассматриваться как антенна-ретранслятор энергии экситона Ванье-Мотта квантовой нити к акцептирующей квантовой точке, расположенной недалеко от них. Во избежание лент-джоулевых потерь металлический ретранслятор должен обладать высокой электрической проводимостью (малым поглощением энергии поля). Рассмотрим в качестве такой nanoантенны проводящую сферическую частицу радиуса R_{NP} с достаточно низким удельным сопротивлением входящего в ее состав металла. Расположение всех трех частей такой системы отражено на рис. 1.

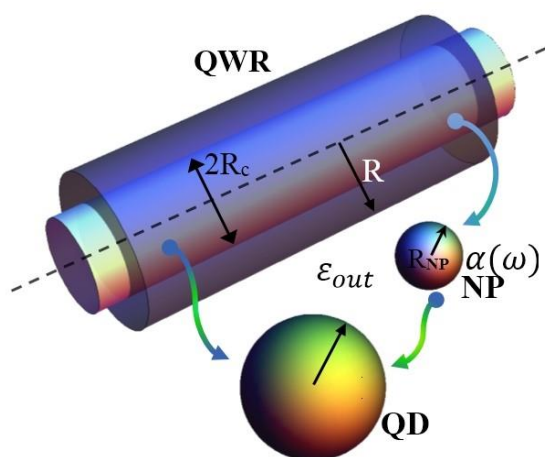


Рис. 1. Относительное расположение квантовой нити (QWR), квантовой точки (QD) и сферической металлической наночастицы (NP). Волнистыми стрелками показаны направления безызлучательной передачи энергии между компонентами системы.

Потенциал $\Phi(\mathbf{r}) = \Phi(r, \varphi, z)$ квазистатического поля, создаваемого поляризованной ($\mathbf{P}(\mathbf{r}) \neq 0$) квантовой нитью с объемной зарядовой плотностью $\rho(r, \varphi, z) = -\text{div} \mathbf{P}(r, \varphi, z)$, во внешней области пространства $r > R$ можно найти из решения уравнения Лапласа $\nabla^2 \Phi(\mathbf{r}) = 0$, вычисляя постоянные интегрирования из граничных условий на поверхности полупроводникового цилиндра [6-8]

$$\Phi(r, \varphi, z) = f_M(R, \varphi) \frac{K_n(k_z r)}{k_z K'_n(k_z R)} \frac{\varepsilon_{in}}{\varepsilon_{out}} \exp(ik_z z), \quad (1)$$

где фактор $f_M(R, \varphi)$ имеет простую угловую зависимость лишь для X -поляризации, а для Z -поляризации ее вовсе утрачивает

$$f_M(R, \varphi) = u_F^{(M)}(R, \varphi) g_M(\varphi) k_z \left[\frac{K_n(k_z R)}{K'_n(k_z R)} \frac{\varepsilon_{in}}{\varepsilon_{out}} - \frac{I_n(k_z R)}{I'_n(k_z R)} \right]^{-1}, \quad g_M(\varphi) = \begin{cases} 1, & M = Z \\ \cos \varphi, & M = X \end{cases}, \quad (2)$$

$$u_F^{(M)}(R, \varphi) = \frac{4\pi}{\varepsilon_{in}} \left[\frac{I_n(k_z R) K'_n(k_z R)}{I'_n(k_z R)} - K_n(k_z R) \right] \int_0^{R_c} I_n(k_z r) \rho_M(r, z) r dr,$$

и $n = 0$ и $n = 1$ для случаев Z - и X -поляризации соответственно; $\varepsilon_{in}, \varepsilon_{out}$ - диэлектрические проницаемости полупроводника QWR и внешней среды на частоте экситонного перехода; $I_n(q), K_n(q)$ - функции Бесселя мнимого аргумента первого и второго рода порядка n . Напряженность $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ поля вне нити находим на основе (1): $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla\Phi(\mathbf{r})$.

На рисунках (2) и (3) представлены векторные распределения напряженности $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ поля в пространстве вокруг нити для случаев X - и Z -поляризаций. В центре рис. 2 показаны векторы с наибольшей длиной. Периодический характер поляризации нити вдоль ее оси находит отражение и в картине распределения напряженности поля, что особенно заметно на рис 3. Пространственные осцилляции напряженности $E(z) \sim \exp(ik_z z)$ поля вдоль оси z квантовой нити показаны на рис. 2 и 3 с периодом в 200 нм.

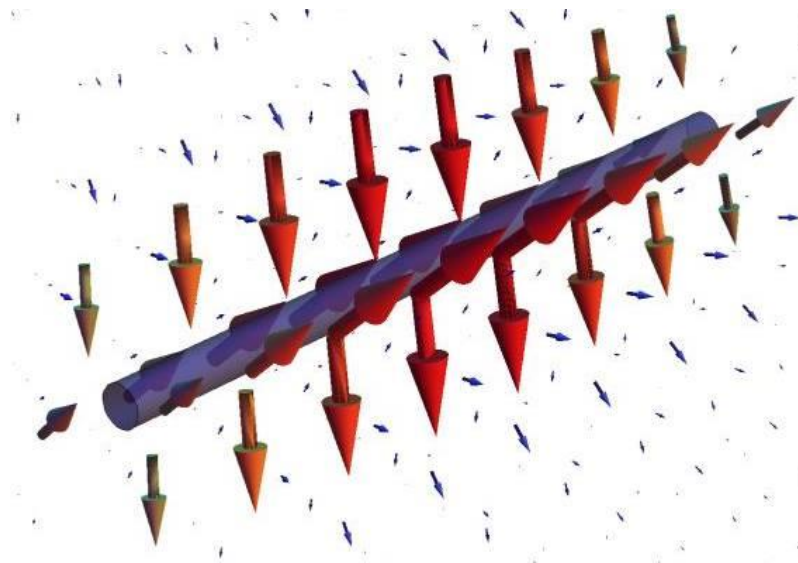


Рис. 2 Векторное распределение напряженности $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla\Phi(\mathbf{r})$ поля вблизи поверхности квантовой нити в случае X -поляризации дипольного момента экситона

В расчетах использовались следующие значения параметров квантовой нити и окружающей ее среды: $R = 5 \cdot 10^{-7}$ см; $R_c = 2 \cdot 10^{-7}$ см; $d_{vc} \approx 0,1ea_B$; $R_c k_r = 2.4$; $a_B = 3,1 \cdot 10^{-7}$ см; $\varepsilon_{out} = 3$; $\varepsilon_{in} = 8$; $k_z = 10^5$ см $^{-1}$.

Распределение векторов напряженности поля в случае осевой поляризации (Z-поляризации) квантовой нити представлено на рисунке 3.

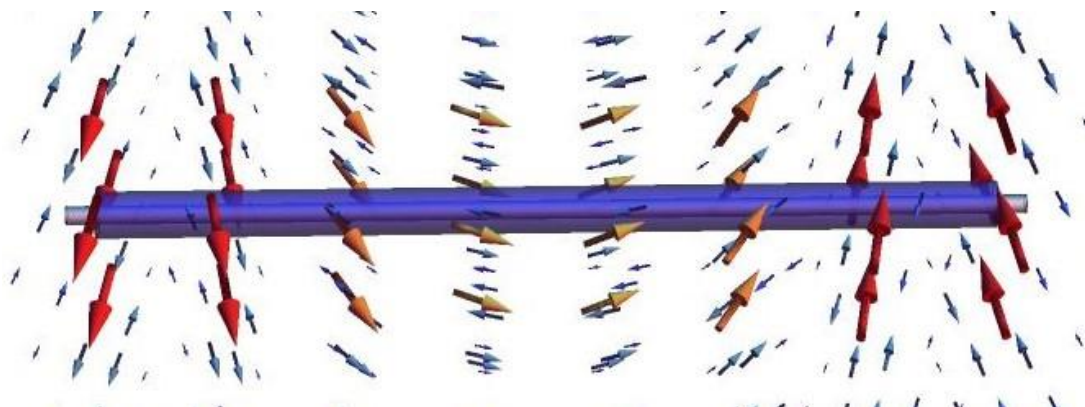


Рис. 3 Векторное распределение напряженности $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla\Phi(\mathbf{r})$ поля
 поля
 вблизи поверхности квантовой нити в случае Z-поляризации

На рисунке 4 представлена цветная карта распределения квадрата напряженности $|\mathbf{E}(x, y)|^2$ поля в плоскости сечения цилиндра для двух скрещенных X- и Z- поляризаций. Цветовая шкала имеет логарифмический масштаб. Осесимметричная картина распределения интенсивности поля при Z-поляризации противостоит зеркально симметричной картине при X-поляризации.

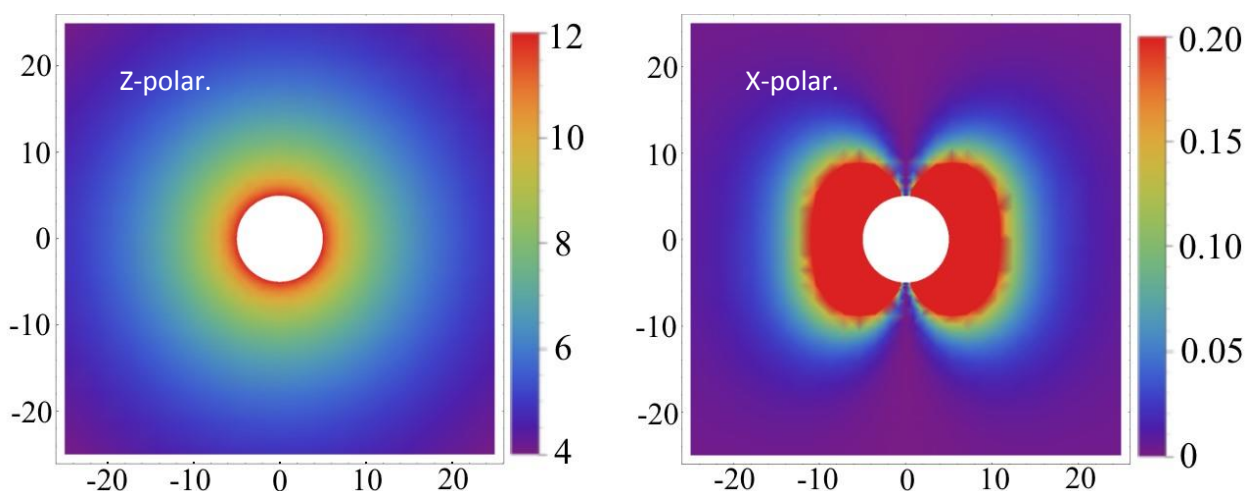


Рис. 4 (С включением цвета). Распределение интенсивности $|\mathbf{E}(x, y)|^2 / |\mathbf{E}(0, R)|^2$ поля в плоскости сечения цилиндра в случае Z- (слева) и X- (справа) поляризации

Электрический дипольный момент $P(\omega)$, наведенный на наночастице полем $\mathbf{E}(\mathbf{r}_{NP})$ определяется ее поляризуемостью $\alpha(\omega)$: $P(\omega) = \alpha(\omega)\mathbf{E}(\mathbf{r}_{NP})$. Он создает в месте нахождения акцептора – квантовой точки – дополнительное поле $\mathbf{E}_P(\mathbf{r}'_{QD})$, где $\mathbf{r}'_{QD} = \sqrt{r'^2 + r''^2 + (z' - z'')^2 - 2r'r''\cos(\varphi' - \varphi'')}$. Обозначения параметров геометрической конфигурации системы указаны на рисунке 5. С учетом нанометровых размеров системы расчет напряженности $\mathbf{E}_P(\mathbf{r}'_{QD})$ поля диполя можно произвести в квазистатическом приближении с помощью диадической функции Грина: $\vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}'_{QD}) = (\mathbf{r}'_{QD})^{-3} [3\mathbf{n}' \otimes \mathbf{n}' - \vec{\mathbf{I}}]$, $\mathbf{n}' = \mathbf{r}'_{QD} / |\mathbf{r}'_{QD}|$. Тогда

$$\mathbf{E}_P(\mathbf{r}'_{QD}) = \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}'_{QD})P(\mathbf{r}'' | \omega) = \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}'_{QD})\alpha(\omega)\mathbf{E}(\mathbf{r}_{NP}). \quad (3)$$

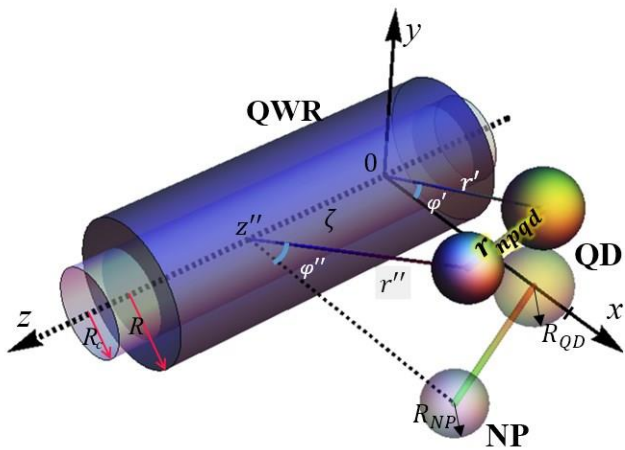


Рис. 5 Пространственные конфигурации, образуемые квантовой точкой и металлической наночастицей-рефлектором относительно квантовой нити ($z' = 0$).

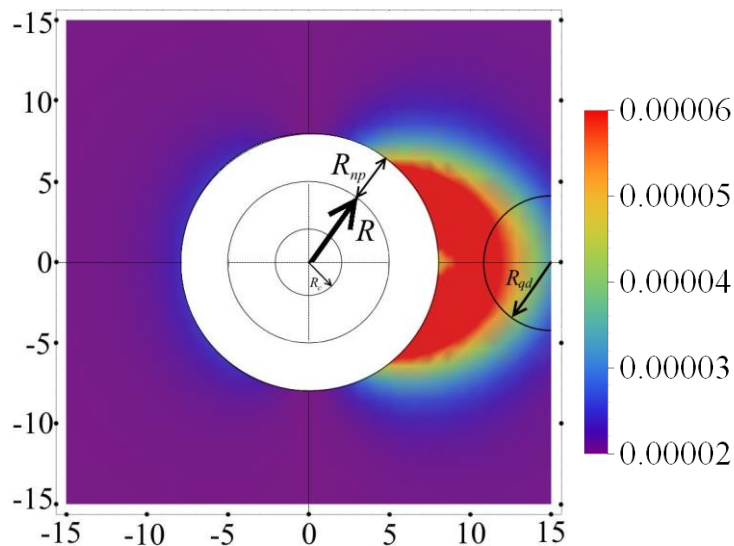
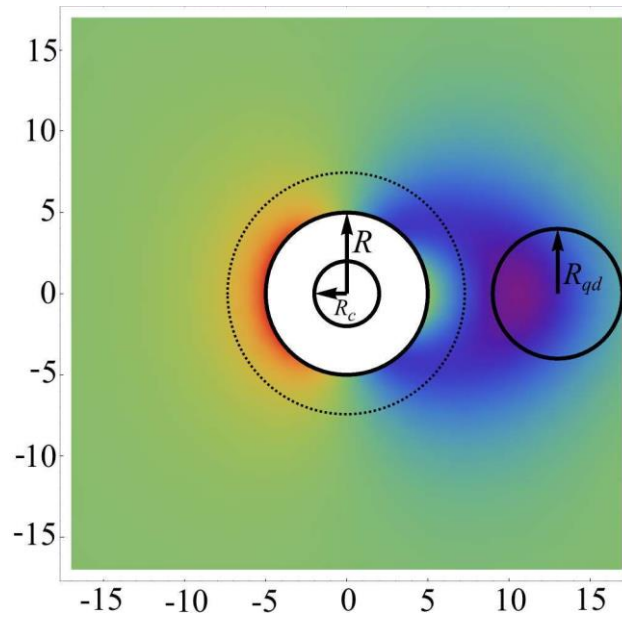


Рис. 6 (С включением цвета). Распределение интенсивности $|\mathbf{E}_P(\mathbf{r}'_{QD})|^2$ ретранслированного поля в месте нахождения квантовой точки ($z' = 0$), в зависимости от расположения нанорефлектора в сечении $z'' = 11$ нм, полученное на основе (3) для случая X-поляризации QWR.

Значения параметров: $R_{NP} = 3, R_{QD} = 4$ нм; $R_c = 2, R = 5$ нм; $x' = 13, y' = 0$ нм; $k_z = 10^5 \text{ см}^{-1}$; $\omega_{pl} = 13,8 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$; $\gamma_m = 2,78 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$; $\omega_{exc} = 10^{15} \text{ с}^{-1}$; $\varepsilon_{out} = 3,5$; $\varepsilon_{in} = 8$.

Результаты расчетов распределения квадрата модуля напряженности $\mathbf{E}_P(\mathbf{r}'_{QD})$ ретранслированного поля в области квантовой точки при перемещении наночастицы-антенны в сечении $z'' = \text{const}$, не проходящем через центр QD ($z=0$), произведенных на основе (1-3) для случая X-поляризации нити, представлены на рис. 6. Область эффективного действия ретранслятора отчетливо отражена на карте красным цветом. Однако окончательный вывод о характере распределения локального поля, в том числе и в области QD, делать на основе рис. 6 нельзя, поскольку результирующее поле формируется в результате векторного сложения полей $\mathbf{E}_P(\mathbf{r}'_{QD})$ и $\mathbf{E}(\mathbf{r}_{QD})$. Это соображение подтверждается рис. 7, на котором представлено распределение интенсивности результирующего поля $\mathbf{E}_{tot}(\mathbf{r}_{QD}) = \mathbf{E}_P(\mathbf{r}'_{QD}) + \mathbf{E}(\mathbf{r}_{QD})$ в месте нахождения квантовой точки при изменении положения рефлектора в сечении $z'' = \text{const}$, рассчитанное для случая X-поляризации. В результате интерференции интенсивность суммарного поля в области локализации квантовой точки уменьшается при размещении наночастицы в «синей зоне», связывающей QWR и QD (рис.7)



$R_{NP} = 3, R_{QD} = 4$ нм; $R_c = 2, R = 5$ нм; $x' = 13, y' = 0$ нм; $k_z = 10^5 \text{ см}^{-1}$; $\omega_{pl} = 13,8 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$; $\gamma_{NP} = 2,78 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$; $\omega_{exc} = 10^{15} \text{ с}^{-1}$; $\varepsilon_{out} = 3$; $\varepsilon_{in} = 8$; $d_{vc} \approx 0,1ea_B$; $R_c k_r = 2.4$; $a_B = 3,1 \cdot 10^{-7} \text{ см}$.

Рис. 7 (С включением цвета). Распределение интенсивности $|\mathbf{E}_{tot}(\mathbf{r}_{QD})|^2$ суммарного поля в месте нахождения квантовой точки ($z=0$) в зависимости от расположения нанорефлектора в сечении $z''=11$ нм для случая X-поляризации.

Скорость $U(\mathbf{r}_{QD}, \mathbf{r}'_{QD})$ безызлучательного переноса энергии от квантовой нити к квантовой точке, включая параллельный канал через антенну-ретранслятор, определяется выражением [8]

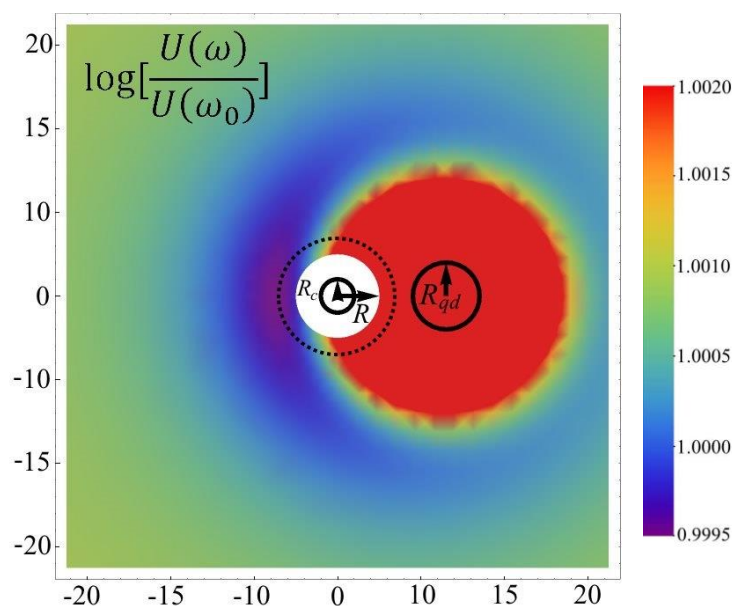
$$U(\mathbf{r}_{QD}, \mathbf{r}'_{QD}) = \frac{1}{2\hbar} \text{Im} \alpha_{QD}(\omega) |\mathbf{E}_{tot}(\mathbf{r}_{QD})|^2. \quad (4)$$

Рисунок 8 представляет собой цветную карту распределения скорости переноса энергии на частоте ω от квантовой нити к квантовой точке в случае Z- поляризации при перемещении нанорефлектора в сечении $z''=11$ нм. Поляризуемость квантовой точки $\alpha_{QD}(\omega)$ определяется тем же соотношением, что и для однородной металлической наночастицы с невырожденным электронным газом:

$$\alpha_S(\omega) = \left[\frac{\varepsilon_S(\omega) - \varepsilon_{out}}{\varepsilon_S(\omega) + 2\varepsilon_{out}} \right] R_S^3,$$

где индекс S относится либо к наночастице (NP), либо к квантовой точке (QD). Соответствующие диэлектрические проницаемости металла и полупроводника в расширенной модели Друде-Лоренца определяются выражениями

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_m^\infty - \frac{(\omega_{pl}^m)^2}{\omega(\omega + i\gamma_m)}, \quad \varepsilon_{sc}(\omega) = \varepsilon_{sc}^\infty + \frac{(\omega_{pl}^{sc})^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_{sc}}.$$



.Рис. 8. (С включением цвета). Распределение скорости безызлучательного переноса энергии от квантовой нити QWR к квантовой точке в зависимости от расположения сферического нанорефлектора в сечении $z'' = 11$ нм для случая Z-поляризации.

$\omega_{pl}^{sc} = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$; $\gamma_{sc} = 10^{10} \text{ с}^{-1}$; $\omega_T = 3,2 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Остальные параметры – как и для рис. 7.

В отличие от рис. 7 с интерференционным подавлением поля на частице - акцепторе при X-поляризации, при Z-поляризации (рис. 8), наоборот, наблюдается повышение интенсивности суммарного поля в месте нахождения квантовой точки и последующее за этим увеличение скорости безызлучательного переноса энергии при размещении нанорефлектора вблизи QD.

В электромагнитном спектре такой системы как полупроводниковая квантовая нить с экситоном Ванье-Мотта, металлическая наноантенна сферической формы и шаровая полупроводниковая квантовая точка, возникают три характерных резонанса: на экситонной частоте ω_{exc} квантовой нити, на частоте ω_{pl}^m плазмонного резонанса металлической наночастицы и на частоте ω_{res}^{sc} резонанса поляризуемости $\alpha_{QD}(\omega)$ сферической QD. На рисунке 9 представлена частотная зависимость скорости переноса энергии от квантовой нити к квантовой точке в присутствии медного сферического нанорефлектора, в которой присутствуют все три резонансных полосы. Низкочастотный пик спектра отвечает экситонной линии QWR, плазмонный резонанс наночастицы-рефлектора – частоте $\omega_{pl}^m = 4,9 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, которая близка к частоте ω_{res}^{sc} резонанса поляризуемости $\alpha_{QD}(\omega)$ полупроводниковой квантовой точки.

Следует отметить, что частота $\gamma_m \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$ столкновений электронов для металлов имеет сильную зависимость от температуры. Так, например, при низких температурах электропроводность меди возрастает на несколько порядков по сравнению с комнатной. Поэтому расчеты спектра скорости $U(\omega)$ безызлучательного переноса энергии на рис. 9 произведены при аномально низкой частоте столкновений $\gamma_m \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$ электронов металла, сравнимой с шириной экситонной полосы QWR, что позволило получить значительные «всплески» резонансов и существенно уменьшить их ширину.

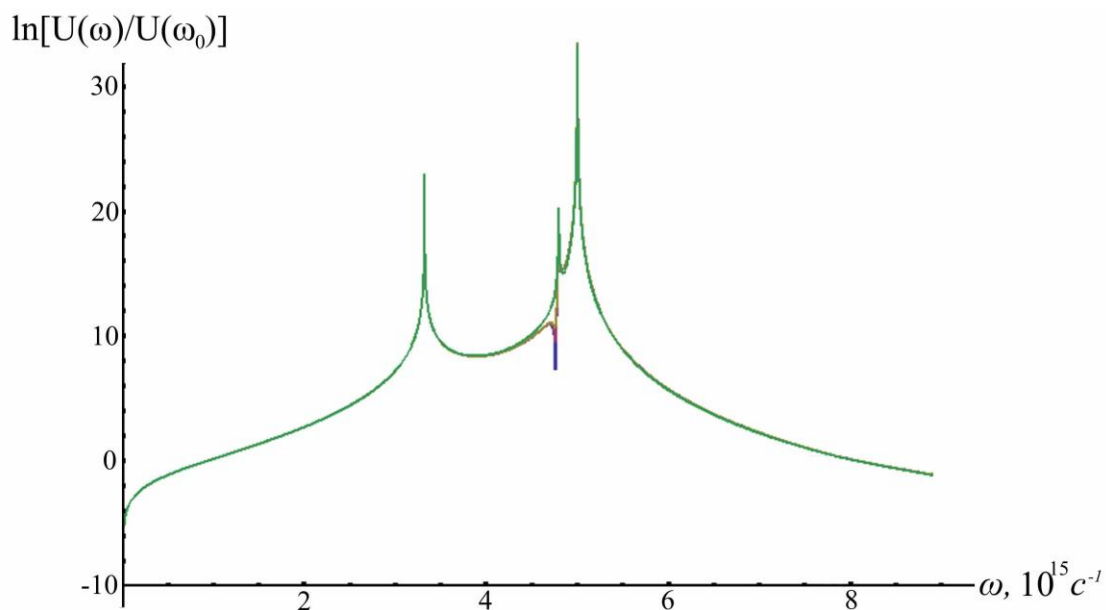


Рис. 9 Спектр скорости безызлучательного переноса энергии в системе с QWR, NP (Cu) и QD при различных значениях k_z волнового числа свободного продольного движения экситона в квантовой нити. $\Gamma=10^{12} \text{ c}^{-1}$ (exciton); $\gamma_m = 10^{12} \text{ c}^{-1}$ (Cu); $R=5 \text{ нм}$; $R_c=2 \text{ нм}$; $\varepsilon_{out} = 3$. Наночастица-рефлектор радиусом 3 нм локализована в точке с координатами $(0,R)$.

Таким образом, приведенные в работе результаты моделирования безызлучательного переноса энергии от квантовой нити к квантовой точке в присутствии металлической нанопластины-ретранслятора указывают на сильную зависимость эффективности действия такой антенны от места ее локализации. Это связано с эффектами интерференции ближних полей источника и частицы-рефлектора. Расчет параметров технических устройств наноэлектроники и их оптимизацию необходимо производить с учетом этого обстоятельства.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ и правительства Оренбургской области (проект № 14-02-97000), а также Министерства образования и науки РФ (Госзадание № 233).

Список литературы

1. Tsuneya, Ando. *Environment Effects on Excitons in Semiconducting Carbon Nanotubes* / Ando Tsuneya // Submitted to Journal of Physical Society of Japan 2009. 12 p.
2. Didraga, C. *Excitons in tubular molecular aggregates* / C. Didraga, J. Knoester // Journal of Luminescence 110 (2004). P. 239–245.
3. Hernandez-Martínez, P.L. *Exciton energy transfer between nanoparticles and nanowires* // P.L. Hernandez-Martínez, A.O. Govorov // PHYSICAL REVIEW B 78, 035314. 2008. 7 p.
4. Hernandez-Martínez, P.L. *Generalized Theory of Förster-Type Nonradiative Energy Transfer in Nanostructures with Mixed Dimensionality* // P.L. Hernández-Martínez, A.O. Govorov, H.V. Demir. Revised: April 16, 2013. A dx.doi.org/10.1021/jp402242y / J. Phys. Chem. C.

5. *Koyama, T. Ultrafast energy transfer of one-dimensional excitons between carbon nanotubes: a femtosecond time-resolved luminescence study / T. Koyama, Y. Miyata, K. Asaka, H. Shinohara, Y. Saito, A. Nakamura // Phys. Chem. Chem. Phys., 2012, 14, 1070–1084 Received 1st September 2011, Accepted 2nd November 2011 DOI: 10.1039/c1cp22781e*
6. *Кучеренко, М.Г. Перенос энергии экситонов квантовой нити в органическую среду / М.Г Кучеренко, Ю.А. Строкова // Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. «Университет. комплекс как регион. центр образования, науки и культуры». Оренбургский гос. ун-т. – Оренбург: ООО ИПК «Университет», 2014. - 4014 с. Секция 6 «Вопросы фундаментальной, прикладной физики и физического образования». - С.1458-1466.*
7. *StrokoVA, Y.A. Electronic energy transfer from the semiconductor quantum wire excitons to an organic media / Y.A . StrokoVA, M.G. Kucherenko // Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing. 2014. –Volume 541, Issue 1, 2014, Article number 012088.*
8. *Кучеренко, М.Г., Чмерева Т.М. Экситон-плазмонное взаимодействие в системе «полупроводниковая квантовая нить - сферическая металлокомпозитная наночастица» / М.Г. Кучеренко, Т.М. Чмерева // В сборнике: Университет. комплекс как регион. центр образования, науки и культуры Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. Оренбург, 2015. С. 1097-1106.*

ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ ЭКСИТОН-АКТИВИРОВАННОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ К НАНОКОМПОЗИТНЫМ ЧАСТИЦАМ В СТЕКЛАХ

Кучеренко М.Г., Скуратова С.В.

Центр лазерной и информационной биофизики,
Оренбургский государственный университет, г. Оренбург

В работе [1] было представлено решение задачи о резонансном переносе энергии от полупроводниковой квантовой точки (КТ) к органической матрице. При этом расчет характеристик поля в диссипирующей органической среде был произведен на основе введения эффективного дипольного момента перехода в КТ. В данной работе мы осуществляем строгую постановку задачи о квазистатическом поле, создаваемом поляризованной КТ, вследствие наличия в ней экситона Ванье-Мотта и получаем точное решение этой задачи методом функций Грина, аналогично тому, как это было сделано в работах [2-4] для полупроводниковой квантовой нити, с сохранением общей идеи работ [1, 5-6]. Размеры акцептирующей частицы полагаем достаточно малыми – чтобы не учитывать ее влияния на конфигурацию сформированного во внешней среде (стекле) поля.

Поляризация квантовой точки при возбуждении в ней экситона

Рассмотрим квантовую точку, состоящую из полупроводникового кора радиуса R_c и коаксиальной диэлектрической оболочки толщиной $\Delta = R - R_c$. Квантовая точка помещена в прозрачную диэлектрическую среду с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{out} = \text{Re} \varepsilon_{out}$, в отличие от случая, рассмотренного в [1, 2-4] с комплексным ε_{out} . Диэлектрическая проницаемость ε_{in} центральной части КТ и ее барьерной оболочки принимается действительной и постоянной.

Вектор поляризации квантовой точки $\mathbf{P}(r, \theta)$, формируемый экситоном Ванье-Мотта в условиях его размерного квантования, или даже сильного конфинмента электрона и дырки, имеет вид [1]:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}) = \mathbf{d}_{vc} \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}) \quad (1)$$

где \mathbf{d}_{vc} - векторный матричный элемент межзонного электронного дипольного момента перехода; $\psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)$ - огибающая волновая функция электрона и дырки, образующих экситон.

Электрическое поле, создаваемое поляризованной квантовой точкой

Потенциал $\Phi_{in}(\mathbf{r})$ электрического поля внутри квантовой точки ($r \leq R$) удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\varepsilon_{in} \nabla^2 \Phi_{in}(r, \theta) = -4\pi\rho(r, \theta), \quad (2)$$

а потенциал $\Phi_{out}(\mathbf{r})$ во внешней диэлектрической среде – уравнению Лапласа: $\nabla^2 \Phi_{out}(r, \theta) = 0$.

Направим ось z вдоль вектора \mathbf{d}_{vc} , тогда для объемной плотности $\rho(r, \theta)$ заряда квантовой точки получаем [1]

$$\rho(r, \theta) = -\text{div} \mathbf{P}(\mathbf{r}) = \rho_0(r) P_1(\cos \theta) = \frac{\partial P(r)}{\partial r} \cos \theta, \quad (3)$$

где \mathbf{P} – вектор поляризации, определенный выражением (1), а $P_1(x) = \cos x$ – полином Лежандра первой степени. Потенциалы и $\Phi_{out}(\mathbf{r})$ на границе КТ равны друг другу и, кроме того, удовлетворяют условию

$$\left. \frac{\partial \Phi_{in}}{\partial r} \right|_{r=R-0} = \frac{\varepsilon_{out}}{\varepsilon_{in}} \left. \frac{\partial \Phi_{out}}{\partial r} \right|_{r=R+0} = f(\theta). \quad (4)$$

С учетом угловой зависимости плотности (3) можем заключить, что неизвестная граничная функция $f(\theta) \sim \cos \theta$, а коэффициент пропорциональности будет определен ниже на основе равенства $\Phi_{in}(R-0) = \Phi_{out}(R+0)$.

Решение внутренней задачи Неймана в области $0 < r < R$ для уравнения Пуассона (2) с неоднородным граничным условием (4) может быть представлено с помощью функции Грина $G_2^{r < R}(r, \theta, \varphi; r', \theta', \varphi')$, соответствующей краевой задаче [7], в виде суммы двух интегралов: поверхностного – по сфере S_R , и объемного – по шаровой области V_R :

$$\begin{aligned} \Phi_{in}(r, \theta) = & \iint_{S_R} G_2^{r < R}(r, \theta, \varphi; R, \theta', \varphi') f(\theta') R^2 \sin \theta' d\theta' d\varphi' + \\ & + \int_{V_R} G_2^{r < R}(r, \theta, \varphi; r', \theta', \varphi') F(r', \theta') r'^2 dr' \sin \theta' d\theta' d\varphi'. \end{aligned} \quad (5)$$

где $F(r, \theta) = 4\pi\rho(r, \theta) / \varepsilon_{in}$ – источник (неоднородность) уравнения Пуассона (2); $G_2^{r < R}(r, \theta, \varphi; r', \theta', \varphi')$ – функция Грина внутренней задачи Неймана уравнения Лапласа для шара [7-8]

$$G_2^{r < R}(r, \theta, \varphi; r', \theta', \varphi') = \frac{1}{4\pi r_{MM'}} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{4\pi R} \frac{(n+1)}{n} \left(\frac{rr'}{R^2} \right)^n P_n(\cos \beta), \quad (6)$$

где $\cos \beta = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi')$.

Тогда потенциал $\Phi_{in}(r, \theta)$ электрического поля внутри квантовой точки ($r \leq R$), с учетом того, что из (3) следует $\rho_0(r) = -\frac{\partial P(r)}{\partial r}$, может быть записан в виде

$$(7) \quad \Phi_{in}(r, \theta) = E_0 \cdot r \cos \theta + \frac{\cos \theta}{r^2 \varepsilon_{in}} \left[\int_0^r P(r') 4\pi r'^2 dr' + \frac{4\pi}{3} r^3 P(r) + 2 \left(\frac{r}{R} \right)^3 \int_0^{R_c} P(r') 4\pi r'^2 dr' \right]$$

В случае внешней задачи Неймана уравнения Лапласа для шара с неоднородным граничным условием (4)

$$\left. \frac{\partial \Phi_{out}}{\partial r} \right|_{r=R+0} = \frac{\varepsilon_{in}}{\varepsilon_{out}} E_0 \cos \theta \quad (4')$$

решение представляется в виде интеграла по граничной поверхности S_R

$$\Phi_{out}(r, \theta) = -\frac{\varepsilon_{in}}{\varepsilon_{out}} \iint_{S_R} G_2^{r>R}(r, \theta, \varphi; R, \theta', \varphi') f(\theta') R^2 \sin \theta' d\theta' d\varphi', \quad (8)$$

в котором $G_2^{r>R}(r, \Omega; r', \Omega')$ – функция Грина внешней задачи Неймана уравнения Лапласа для шара [7-8]

$$(9) \quad G_2^{r>R}(r, \Omega; r', \Omega') = \frac{1}{4\pi r} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{r'}{r} \right)^n P_n(\cos \beta) + \frac{1}{4\pi R} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n}{(n+1)} \left(\frac{R^2}{rr'} \right)^{n+1} P_n(\cos \beta).$$

Из (8) и (9) находим, что потенциал $\Phi_{out}(r, \theta)$ поля во внешней среде имеет вид

$$\Phi_{out}(r, \theta) = -\frac{1}{2} \frac{\varepsilon_{in}}{\varepsilon_{out}} R \left(\frac{R}{r} \right)^2 E_0 \cos \theta. \quad (10)$$

Приравнивая (7) и (10) на поверхности сферы S_R получаем следующее выражение для неизвестной константы E_0 :

$$E_0 = -\frac{3}{(\varepsilon_{in} + 2\varepsilon_{out})} \frac{\varepsilon_{out}}{\varepsilon_{in}} \frac{2}{R^3} \int_0^{R_c} P(r') r'^2 4\pi dr', \quad (11)$$

где ε_{in} , ε_{out} - диэлектрические проницаемости полупроводника и среды выбираются на частоте экситонного перехода. Интегрирование по радиальной переменной r в (5) производится только до границы R_c , поскольку при $r > R_c$ вектор поляризации $\mathbf{P}(r) \equiv 0$. Исключая с помощью (11) константу E_0 из (10) получаем

$$\Phi_{out}(r, \theta) = \frac{\cos \theta}{\varepsilon_{out} r^2} \frac{3\varepsilon_{out}}{(\varepsilon_{in} + 2\varepsilon_{out})} \int_0^{R_c} P(r') 4\pi r'^2 dr', \quad (12)$$

что в точности совпадает с результатом [1].

А. Сильный конфайнмент. В режиме сильного конфайнмента кулоновское взаимодействие между экситоном и дыркой мало (но может быть учтено по теории возмущений), их волновые функции в нулевом приближении могут быть представлены как основные состояния (S-состояния) свободных частиц в прямоугольной сферически симметричной потенциальной яме радиуса R_c с бесконечно высокими стенками

$$\chi_0(\mathbf{r}_p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R_c}} \frac{\sin(\pi r_p / R_c)}{r_p}, \quad p = e, h. \quad (13)$$

Двухчастичное состояния такого «экситона» принимают вид [1]

$$\psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \chi_0(\mathbf{r}_e) \chi_0(\mathbf{r}_h).$$

Тогда для потенциала $\Phi_{out}(r, \theta)$ поля вне КТ в режиме сильного конфайнмента

$$\Phi_{out}(r, \theta) = \frac{d_{vc} \cos \theta}{\varepsilon_{out} r^2} \frac{3\varepsilon_{out}}{(\varepsilon_{in} + 2\varepsilon_{out})}. \quad (14)$$

Для потенциала $\Phi_{in}(r, \theta)$ внутри КТ при сильном конфайнменте

$$\begin{aligned} \Phi_{in}(r, \theta) = \\ = \left[\frac{\varepsilon_{in} - \varepsilon_{out}}{(\varepsilon_{in} + 2\varepsilon_{out})} \right] \frac{2d_{vc} r \cos \theta}{\varepsilon_{in} R^3} + \frac{d_{vc} \cos \theta}{\varepsilon_{in} r R_c} \left[1 - \frac{1}{2\pi} \left(\frac{R_c}{r} \right) \sin(2\pi r / R_c) + \frac{2}{3} \sin^2(\pi r / R_c) \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

Б. Слабый конфайнмент. В этом – экситонном – режиме связи электрона с дыркой в КТ имеют место следующие выражения [1]

$$(16)$$

$$\psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{\pi r_B^3}} \chi_0(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi^2 R_c r_B^3}} \frac{\sin(\pi r / R_c)}{r}, \quad P(r) = \frac{d_{vc}}{\sqrt{2\pi^2 R_c r_B^3}} \frac{\sin(\pi r / R_c)}{r}.$$

Тогда потенциалы $\Phi_{out}(r, \theta)$ и $\Phi_{in}(r, \theta)$ поля в режиме слабого конфайнмента

$$\Phi_{out}(r, \theta) = \frac{4R_c^2}{\sqrt{2R_c r_B^3}} \cdot \frac{d_{vc} \cos \theta}{\varepsilon_{out} r^2} \frac{3\varepsilon_{out}}{(\varepsilon_{in} + 2\varepsilon_{out})}, \quad (17)$$

$$\Phi_{in}(r, \theta) = E_0 \cdot r \cos \theta + \frac{d_{vc} R_c^2 \cos \theta}{r^2 \sqrt{2R_c r_B^3} \varepsilon_{in}} \left[\frac{1}{\pi^3} \left(\sin \frac{\pi r}{R_c} - \frac{\pi r}{R_c} \cos \frac{\pi r}{R_c} \right) + \frac{4}{3} \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \sin(\pi r / R_c) + 8 \left(\frac{r}{R} \right)^3 \right]. \quad (18)$$

На рис. 1-2. представлены радиальные зависимости потенциала поля в квантовой точке, поляризованной в результате активации в ней экситона при различных значениях радиуса R_c ядра КТ (рис. 1) и неизменном внешнем радиусе R , а также при различных значениях диэлектрической проницаемости ε_{in} (рис. 2) ядра КТ для случаев сильного (а) и слабого (б) конфайнмента. Из рис. 1а видно, что при достаточно малом радиусе кора R_c радиальная зависимость потенциала $\Phi_{in}(r, \theta)$ проявляет осциллирующий характер, в то время как при слабом конфайнменте (рис 1б) этого не наблюдается.

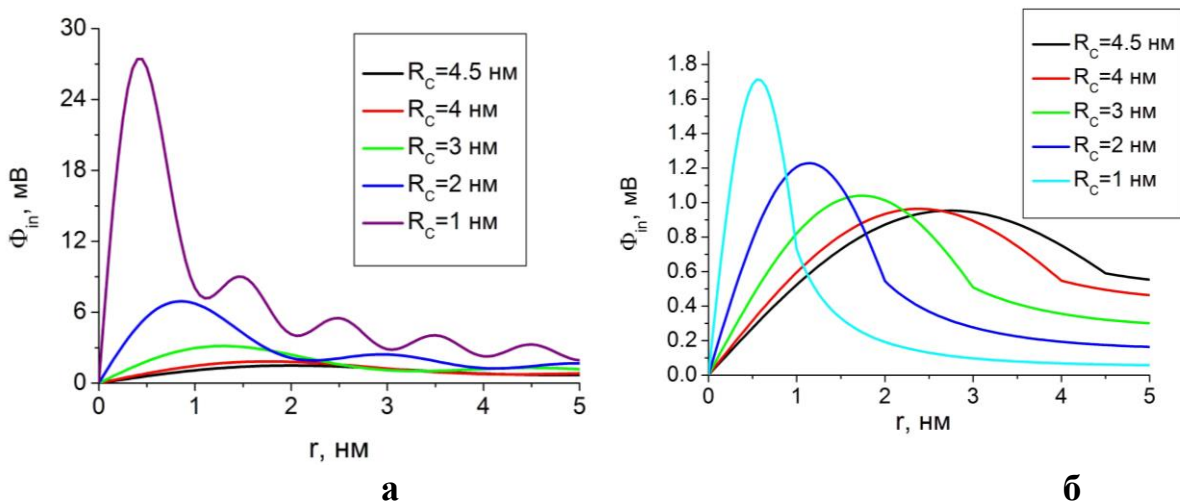


Рис. 1. (С включением цвета). Радиальная зависимость потенциала поля в экситон-активированной квантовой точке при различных значениях радиуса R_c ее ядра в случае сильного (а) и слабого (б) конфайнмента.

При изменении величины диэлектрической проницаемости ε_{in} ядра КТ (рис. 2) радиальные зависимости потенциала поля $\Phi_{in}(r, \theta)$ для случаев сильного (а) и слабого (б) конфайнмента качественно подобны.

Перенос энергии к акцептору

Скорость диссипации энергии на частоте ω в малой сферической наночастице радиуса R_A с поляризуемостью $\alpha(\omega)$, расположенной в точке (r, θ) от центра КТ имеет вид [4]

$$U_{\omega}(r, \theta) = \frac{2}{3} \frac{\pi R_A^3}{\hbar} \text{Im} \alpha(\omega) |\nabla \Phi_{out}(r, \theta)|^2, \quad (19)$$

где $-\nabla \Phi_{out}(r, \theta) = \mathbf{E}(r, \theta)$ – напряженность поля, создаваемого поляризованной КТ в месте нахождения акцептора, а потенциал $\Phi_{out}(r, \theta)$ определен формулой (10). Последнее равенство справедливо в силу того, что акцептирующая частица (в общем случае – композит) имеет радиус R_A нанометрового масштаба величины, а расстояние r между центром квантовой нити и центром наночастицы полагаем достаточно большим: $r \gg R_A$. Тогда, в пределах области занятой наночастицей, поле $\mathbf{E}(r, \theta)$ можно приближенно считать однородным, а его искажения при внесении частицы малы.

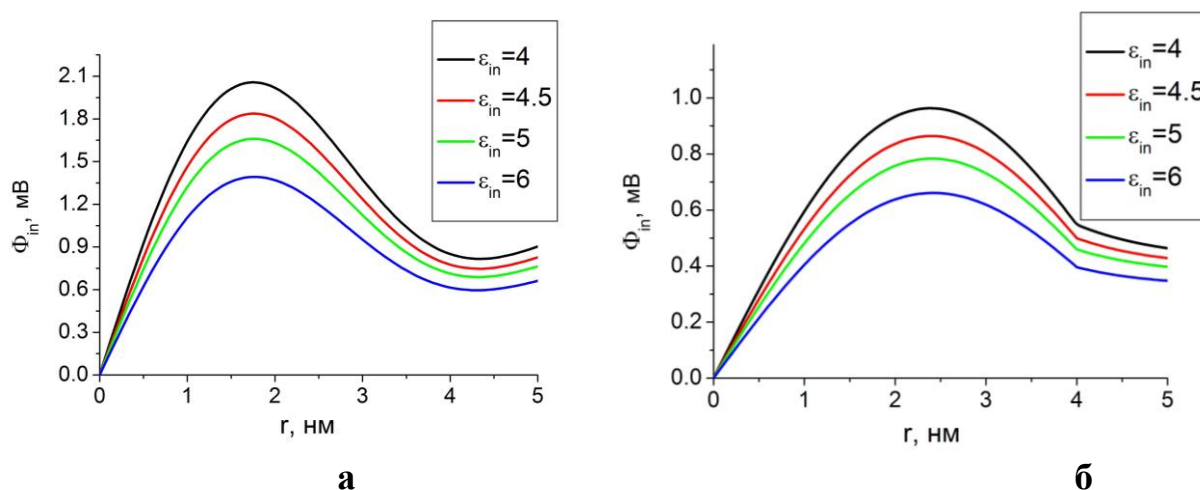


Рис. 2. (С включением цвета). Радиальная зависимость потенциала поля в экситон- активированной квантовой точке при различных значениях диэлектрической проницаемости ϵ_m ее ядра в случае сильного (а) и слабого (б) конфайнмента.

Таким образом, для расчета скорости $U_{\omega}(r, \theta)$ переноса энергии на частоте ω достаточно знания напряженности поля, определяемой через градиент потенциала (10), и поляризуемости нанокompозита, определяемой одной из формул, приведенных ниже, и имеющих различный вид – в зависимости от структурно- электронных особенностей строения композита. Характер радиальной и угловой зависимости напряженности поля определен выражением (13) для потенциала $\Phi_{out}(r, \theta)$. Учитывая радиальную зависимость

потенциала от дипольного источника (10), а также итоговое выражение (19), отмечаем выполнимость хорошо известного ферстеровского закона для затухания скорости переноса энергии $U_{\omega}(r, \theta) \sim r^{-6} \cos^2 \theta$ с увеличением расстояния r между наночастицами, участвующими в этом процессе.

Определенный интерес для исследования радиационных и безызлучательных процессов в ближнем поле представляет рассмотрение дипольной поляризуемости шарового нанокомпозита «шар-оболочка», представляющего собой металлический кор с металлическим же, или полупроводниковым слоем. Диэлектрические проницаемости компонентов композита существенно комплексны, чем и определяется диссипация энергии поля в наночастицах. Характеристики такой сложной акцептирующей частицы являются более вариабельными по сравнению с характеристиками однородного проводящего шара за счет изменения диэлектрических проницаемостей компонентов композита и их радиусов.

Обозначим диэлектрическую проницаемость кора через $\varepsilon_c(\omega)$, его радиус – через R_2 , а оболочки – $\varepsilon(\omega)$, $R_1 = R_A$, соответственно. Обе проницаемости $\varepsilon_c, \varepsilon$ композита полагаем зависящими от частоты ω (полагаем, что имеет место частотная дисперсия). В случае вырождения электронного газа металла кора и отсутствия вырождения электронного газа материала оболочки для дипольной поляризуемости $\alpha(\omega)$ нанокомпозита в среде получаем [4] ($\xi = R_2 / R_1 \leq 1$)

$$\alpha(\omega) = \frac{[\varepsilon(\omega) - \varepsilon_{out}][2\varepsilon(\omega) + \varepsilon_c(\omega)\eta] - [2\varepsilon(\omega) + \varepsilon_{out}][\varepsilon(\omega) - \varepsilon_c(\omega)\eta]\xi^3}{[\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_{out}][2\varepsilon(\omega) + \varepsilon_c(\omega)\eta] - 2[\varepsilon(\omega) - \varepsilon_{out}][\varepsilon(\omega) - \varepsilon_c(\omega)\eta]\xi^3} R_1^3, \quad (20)$$

где

$$\eta(k_c R_2) = (k_c R_2) j_1'(k_c R_2) / j_1(k_c R_2) \quad (21)$$

– безразмерный параметр, функционально зависящий от произведения $k_c R_1$.

В (21) $j_1(z)$ и $j_1'(z)$ – сферическая функция Бесселя и ее первая производная, соответственно; $k_c^2(\omega) = -\frac{4m_e^{3/2} e^{5/2}}{\pi \hbar^3 \varepsilon(\omega) l^2}$ – размерная, частотозависящая характеристика вырожденности электронного газа; l – длина томас-фермиевского экранирования. Для классического электронного газа металлического кора параметр $\eta(k_c R_2) = (k_c R_2) j_1'(k_c R_2) / j_1(k_c R_2)$ обращается в единицу $\eta = 1$.

Для диэлектрической проницаемости кристаллоподобной среды, образующей оболочку нанокомпозита использовалось выражение

$$\varepsilon_{cr}(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{f \omega_{pl}^2}{[\omega + i\Gamma(\omega)]^2 - \omega_{res}^2(0)}, \quad (22)$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость без учета экситонных состояний; $\Gamma(\omega)$ – скорость релаксации экситонов Френкеля, обусловленная их взаимодействием с фононами; f – сила осциллятора экситонного перехода, ω_{pl}^2 – квадрат «плазменной частоты»; $\omega_{res}(0)$ – резонансная частота середины экситонной зоны.

Результаты расчетов реальной части спектра удельной поляризуемости $\alpha'(\omega) = \alpha(\omega) / R_1^3$ композита для различных значений толщины $\Delta = R_1 - R_2$ молекулярного слоя при $\eta = 1$ представлены на рис. 3. С увеличением внешнего радиуса R_1 композита изменяются амплитуды экситонных – низкочастотных, и плазмонных – высокочастотных пиков, причем экситонные резонансы сдвигаются все дальше в область низких частот и возрастают, плазмонные резонансы – наоборот, смещаются в высокочастотную область и угасают.

При изменении коэффициента γ затухания плазмонов вследствие ЭПВ изменяются амплитуды не только плазмонного, но и экситонного резонансов. Причем, если с ростом γ ширина ПР увеличивается равно как и амплитуда плазмонного пика, то амплитуда экситонного пика $\text{Re}\alpha'(\omega)$ при этом падает, а для $\text{Im}\alpha'(\omega)$ – наоборот, растет. Оказалось, что ширины обоих экситонных резонансов нечувствительны к изменению величины параметра γ .

Для сравнения на рисунке 4 представлены частотные зависимости реальной части динамической поляризуемости $\text{Re}\alpha'(\omega)$ трех сферических систем: слоистого композита металл - молекулярный кристалл, сплошной металлической глобулы и наночара из молекулярного кристалла.

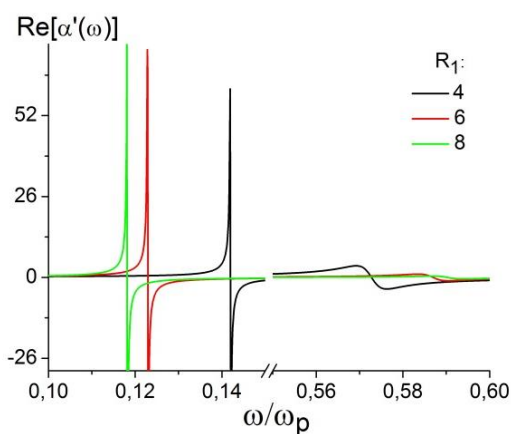


Рис. 3. (С включением цвета).

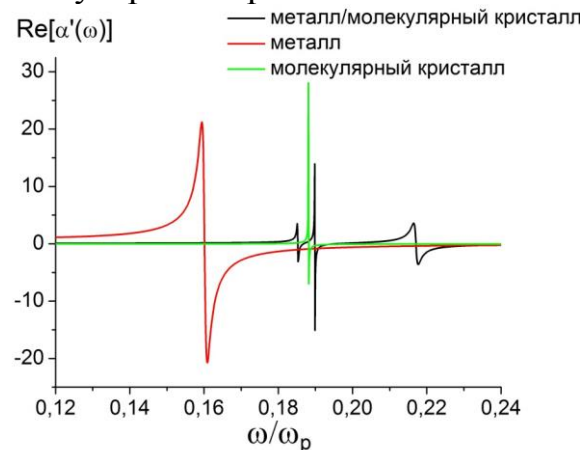


Рис. 4. (С включением цвета).

К рис. 3. Частотная зависимость реальной части поляризуемости $\alpha'(\omega)$ для композита металл/молекулярный кристалл при различном радиусе композита R_1 , но при фиксированном радиусе кора R_2 . Значения параметров:

$R_1 = 4$ нм; $R_2 = 3$ нм; $\varepsilon_d = 4,5$; $\gamma = 0,01$; $\Gamma = 10^{-5}$; $f = 0,016$ в единицах плазменной частоты ω_p

К рис. 4. Частотные зависимости реальных частей поляризуемостей $\text{Re} \alpha'(\omega)$ однородных сферических наночастиц и слоистого нанокompозита «кор- оболочка». Экситонная частота $\omega_{res} = 6 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$. Значения остальных параметров те же, что и для рис. 3.

Таким образом, из рис. 3-4 следует, что сферический нанокompозит со структурой «металл-молекулярный кристалл», в отличие от сплошного наночара, обладает тремя резонансными частотами, отражающими заметное экситон-плазмонное взаимодействие в акцепторной подсистеме. Изменяя геометрические или физические характеристики нанокompозита можно эффективно влиять на процесс поглощения энергии, передаваемой от экситонов Ванье-Мотта квантовых точек. В ходе такого процесса происходит рождение плазмонов и экситонов Френкеля в металлической и кристаллической частях нанокompозита, которые, взаимодействуя друг с другом, изменяют резонансные частоты акцептора и эффективность переноса энергии от КТ.

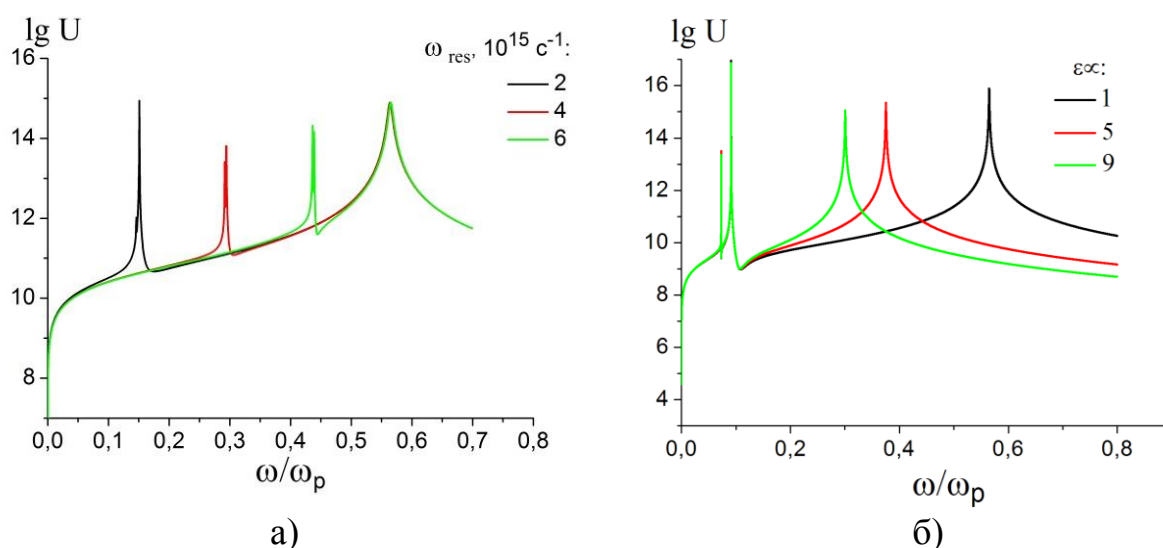
Учет вырожденности электронного газа металлической части композита приводит к существенному искажению спектров поляризуемости $\alpha(\omega)$, представленных на рис. 3-4. Появляются множественные дополнительные резонансные пики, перекрытие которых с экситонными резонансами приводит к смещению и изменению формы последних.

На основе (19)-(22), проведены расчеты зависимостей скорости БПЭ от геометрических и физических параметров системы «квантовая точка – нанокompозит». В расчетах радиус кора R_2 варьировался от 3 до 16 нм, толщина d оболочки от 1 до 3 нм. В качестве материалов кора рассматривались золото и серебро, а оболочки – органические молекулярные кристаллы: антрацен и нафталин. При расчете пространственного распределения скорости $U_\omega(r,0)$ БПЭ от КТ к нанокompозиту на частоте $\omega/\omega_{pl} = 0.35$ наблюдался монотонный спад величины $U_\omega(r,0)$ с увеличением расстояния между КТ и нанокompозитом. На расстоянии r около 30 нм скорость переноса энергии на частоте $\omega/\omega_{pl} = 0.35$ составляла $U_\omega(r,0) \sim 10^{10} \text{ c}^{-1}$. Радиусы композита $R_1 = 4$, $R_2 = 3$ нм; значения других параметров $f=0.1$, $\gamma = 0.01$, $\Gamma = 10^{-5}$. Постоянные затухания приведены в единицах плазменной частоты ω_{pl} металла.

Двуслойный сферический нанокompозит имеет три резонансных пика поглощения, что является его характерной особенностью. Дополнительный резонансный пик в частотных зависимостях скорости U_ω обусловлен наличием второй граничной поверхности сферической оболочки. Его параметры чувствительны к изменению характеристик экситон-плазмонного взаимодействия. При используемых параметрах системы, амплитуда экситонного резонанса на два порядка выше плазмонного. Это объясняется тем, что коэффициент затухания γ плазмонов, возбуждаемых в металлическом коре,

на три порядка больше коэффициента затухания Γ экситонов, возбуждаемых в молекулярной оболочке.

На рис. 7а представлены частотные зависимости скорости БПЭ от КТ к наноккомпозитам с оболочками из кристаллов различных молекул ароматического ряда, а на рис. 7б – к композиту с антраценовой оболочкой и Ag или Au-кором, в условиях различной степени вклада ионного остова в диэлектрическую проницаемость металла. В случае рис. 7а происходит сдвиг по частоте экситонных резонансов, а в случае рис. 7б – плазмонных. Частотные зависимости логарифма скорости переноса энергии от КТ к наноккомпозиту с оболочками из молекул антрацена и нафталина в области их экситонных резонансов. При увеличении частоты ω_{res} в два раза наблюдается не только смещение обоих резонансных пиков в высокочастотную область, но и их взаимное сближение.



На вставке указаны частоты ω_{res} экситонного перехода для: антрацена (2), нафталина (4) и бензола (6).

На вставке указаны значения высокочастотной части диэлектрической проницаемости металла, учитывающей вклад ионного остова для серебра или золота

Рис. 7. (С включением цвета). Частотные зависимости логарифма скорости БПЭ от КТ к наноккомпозитам с оболочками из кристаллов различных молекул ароматического ряда (а); к композиту с антраценовой оболочкой и золотой (серебряной) сердцевиной, при различном вкладе ионного остова в диэлектрическую проницаемость металла (б).

Дополнительно исследованы спектральные зависимости скорости БПЭ от КТ к наноккомпозиту в области экситонных резонансов оболочки композита при различных значениях коэффициента затухания экситонов. С ростом этого затухания амплитуда экситонного и экситон-плазмонного пиков предсказуемо уменьшается, а их ширина увеличивается.

Таким образом, в работе получено точное решение задачи о безызлучательном переносе энергии от сферической квантовой точки с

экситоном Ваннье-Мотта к малой сферической акцептирующей частице с заданной величиной ее дипольной поляризуемости в прозрачной стеклообразной среде. Показано, что без ущерба для точности строгое решение может быть заменено эвристическим выражением, в котором используется эффективный дипольный момент возбужденной квантовой точки. В качестве частиц-акцепторов рассмотрены композитные сферические наночастицы с металлической сердцевиной и оболочкой из молекулярных кристаллов или кристаллоподобных J-агрегатных слоев. Учитывалось, что в результате переноса энергии в оболочках таких композитов возникают экситоны Френкеля, обуславливающие появление новых резонансов в функции отклика акцепторной частицы.

Авторы благодарны И.М. Захаровой за помощь в проведении расчетов характеристик нанокompозитов. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и правительства Оренбургской области (проект № 14-02-97000), а также Министерства образования и науки РФ (Госзадание № 233).

Список литературы

1. Агранович, В.М. Резонансный перенос энергии от полупроводниковой квантовой точки к органической матрице / В.М. Агранович, Д.М. Баско // Письма в ЖЭТФ. 1999. – Т.69. - вып.3. – С. 232-235.
2. Кучеренко, М.Г. Перенос энергии экситонов квантовой нити в органическую среду / М.Г. Кучеренко, Ю.А. Строкова // Университетский комплекс как регион. центр образования, науки и культуры: матер. Всеросс. научно-метод. конфер.; Оренбург. гос. ун-т. - Оренбург: ОГУ, 2014. 1458-1466.
3. Stroková, Y.A. Electronic energy transfer from the semiconductor quantum wire excitons to an organic media / Y.A. Stroková, M.G. Kucherenko // Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing. 2014. –Volume 541, Issue 1, 2014, Article number 012088. – P. 1-5.
4. Кучеренко, М.Г. Экситон-плазмонное взаимодействие в системе «полупроводниковая квантовая нить - сферическая металлокомпозитная наночастица» / М.Г. Кучеренко, Т.М. Чмерева // В сб.: Универ. комплекс как рег. центр образования, науки и культуры. Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. Оренбург. 2015. С. 1097-1106.
5. Agranovich, V.M. Efficient energy transfer from a semiconductor quantum well to an organic material / V.M. Agranovich, G.C. La Rocca, F. Bassani // Pis`ma v ZhETF. – 1997. – Vol.66. - iss.11. – P. 714-717.
6. Basco, D. Forster energy transfer from a semiconductor quantum well to an organic material overlayer / D. Basco, G.C. La Rocca, F. Bassani, V.M. Agranovich // Eur. Phys. J. – 1999. – В. 8. – P. 353-362.
7. Боголюбов, А.Н. Задачи по математической физике: Учеб. Пособие / А.Н. Боголюбов, В.В. Кравцов. - М.: Изд-во МГУ. 1998. – 350 с.
8. Боголюбов, А.Н. Функция Грина оператора Лапласа / А.Н. Боголюбов, Н.Т. Левашова, И.Е. Могилевский, Ю.В. Мухартова, Н.Е. Шапкина. –М.: Изд-во Физический ф-т МГУ им. М.В. Ломоносова. 2012. -129

ДИНАМИКА И РЕЛАКСАЦИЯ ВОЗБУЖДЕНИЙ ПРИ СИЛЬНОМ ЭКСИТОН-ПЛАЗМОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ В ПЛАНАРНОЙ НАНОСТРУКТУРЕ ИЗ МОЛЕКУЛЯРНЫХ J-АГРЕГАТОВ НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ

Кучеренко М.Г., Чмерева Т.М.

Центр лазерной и информационной биофизики,
Оренбургский государственный университет, г. Оренбург

В работе [1] предложена модель безызлучательной передачи энергии от поверхностных плазмонов металлической подложки к J-агрегатам молекул цианиновых красителей, с рождением экситонов Френкеля. Была исследована планарная слоистая наноструктура, состоящая из металлической подложки, диэлектрической прослойки и пленки J-агрегатов цианиновых красителей, составленной из линейных периодических цепочек. В рамках квантовомеханической теории возмущений были проведены расчеты скорости передачи энергии от поверхностных плазмонов, возбуждаемых в подложке, например, электронами, к J-агрегатам в условиях слабого экситон-плазмонного взаимодействия. Было показано, что при определенных параметрах системы время жизни френкелевского экситона по отношению к излучению фотона становится меньше времени тушения экситонного состояния металлом. На наш взгляд это обстоятельство делает перспективным использование таких слоистых структур в светоизлучающих устройствах нового поколения [2-3].

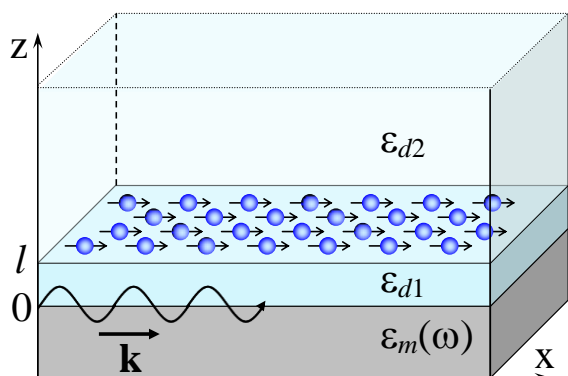


Рис. 1. Композитная планарно- слоистая структура MDJD

В работе [4] была рассмотрена многослойная наноструктура, состоящая из металлической подложки, и двух диэлектрических слоев. На границе раздела этих слоев размещался двумерный монослой J-агрегатов цианинового красителя (рис. 1) (MDJD). Было показано, что в том случае, когда имеет место пересечение дисперсионных кривых экситонов и плазмон- поляритонов, и взаимодействие поверхностных плазмон-поляритонов с экситонами J-агрегатов доминирует над другими механизмами релаксации электронных

возбуждений в системе, возможно образование гибридного экситон-плазмонного состояния, энергия которого находится по формуле [5]

$$E(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} \left(E_{ex}(\mathbf{k}) + \hbar\omega(k) \pm \sqrt{(E_{ex}(\mathbf{k}) - \hbar\omega(k))^2 + 4|V_{10,01}(\mathbf{k})|^2} \right), \quad (1)$$

где $E_{ex}(\mathbf{k})$ - энергия двумерного экситона, $\hbar\omega(k)$ - энергия поверхностного

плазмон-поляритона, $V_{10,01}(\mathbf{k})$ - матричный элемент экситон-плазмонного взаимодействия, \mathbf{k} - волновой вектор гибридной квазичастицы, $k = |\mathbf{k}|$.

Частота $\omega(k)$ поверхностного плазмон-поляритона является решением дисперсионного уравнения, которое вытекает из требования непрерывности тангенциальных компонент напряженностей электрического и магнитного полей на поверхностях раздела сред. Для распространяющихся и локализованных вблизи поверхности металла волн должны быть действительными компонента волнового вектора вдоль границы раздела сред и нормальные к поверхности компоненты волнового вектора. Если диэлектрическая проницаемость ϵ_{d1} прослойки меньше диэлектрической проницаемости ϵ_{d2} , то указанные требования выполняются для всех частот меньших плазменной частоты металла, и закон дисперсии поверхностного плазмон-поляритона имеет вид [4]

$$\frac{\epsilon_m k_z^{d1}}{\epsilon_{d1} k_z^m} = - \frac{\epsilon_{d2} k_z^{d1} \operatorname{ch}(k_z^{d1} l) + \epsilon_{d1} k_z^{d2} \operatorname{sh}(k_z^{d1} l)}{\epsilon_{d2} k_z^{d1} \operatorname{sh}(k_z^{d1} l) + \epsilon_{d1} k_z^{d2} \operatorname{ch}(k_z^{d1} l)}, \quad (2)$$

где $k_z^m = \sqrt{k^2 - \epsilon_m(\omega) \cdot \omega^2 / c^2}$, $k_z^{d1(2)} = \sqrt{k^2 - \epsilon_{d1(2)} \cdot \omega^2 / c^2}$ - нормальные к поверхностям раздела компоненты волновых векторов; $\epsilon_m(\omega) = \epsilon_\infty - \omega_{pl}^2 / \omega^2$ - диэлектрическая проницаемость металла, в которой ϵ_∞ учитывает вклад кристаллической решетки, ω_{pl} - плазменная частота. Диэлектрические проницаемости диэлектриков ϵ_{d1} и ϵ_{d2} предполагаются не зависящими от частоты.

Вычисление матричного элемента экситон-плазмонного взаимодействия между состоянием системы с одним экситоном в отсутствие плазмона $|1_{ex}, 0_{pl}\rangle$, и состоянием без экситонов, но с одним плазмоном и $|0_{ex}, 1_{pl}\rangle$ при условии, что монослой J-агрегатов расположен в диэлектрической среде с проницаемостью ϵ_{d2} , приводит к следующему результату

$$V_{10,01}(\mathbf{k}) = - \frac{1}{\sqrt{s}} \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega}{L(k)}} \frac{a}{d} e^{-k_z^{d2}(z-l)} (\mathbf{e}_k \cdot \mathbf{p}_{10}), \quad (3)$$

где s - площадь элементарной ячейки двумерного монослоя, z - расстояние от поверхности металла до монослоя, l - толщина прослойки, \mathbf{p}_{10} - дипольный момент перехода между основным и первым возбужденным синглетным состоянием молекулы красителя, \mathbf{e}_k - единичный вектор, направленный вдоль волнового вектора гибридной квазичастицы, $L(k)$ - эффективная длина плазмон-поляритонной моды [6].

Очевидно, что использование квантовомеханической теории возмущений в виде золотого правила Ферми для вероятности безызлучательного перехода в системе при сильном экситон-плазмон-поляритонном взаимодействии неправомерно и необходимо производить описание на основе более общего квантовомеханического формализма с использованием матрицы плотности квантовых подсистем взаимодействующих друг с другом и термостатом.

Динамика и релаксация энергии в композитной планарной системе с сильным экситон-плазмонполяритонным взаимодействием

Обозначим состояния системы с одним плазмоном без экситонов и одним экситоном в отсутствие плазмона, $|1\rangle = |0_{ex}, 1_{pl}\rangle$ и $|2\rangle = |1_{ex}, 0_{pl}\rangle$, соответственно. Оператор плотности $\hat{\rho}$ объединенной системы удовлетворяет кинетическому уравнению записанного на базе динамического уравнения Неймана с релаксационным слагаемым [7]

$$\frac{d}{dt} \hat{\rho} = \frac{1}{i\hbar} [\mathbf{H}, \hat{\rho}] - \mathfrak{R} \hat{\rho}. \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{V}$. Оператор \mathbf{H}_0 в (4) – гамильтониан объединенной системы в отсутствие экситон-плазмонного взаимодействия; \mathfrak{R} – супероператор релаксации.

В простейшей релаксационной модели вводятся времена $\tau_{1,2}$ релаксации населенности состояний 1 и 2, и время T_2 фазовой релаксации – затухания недиагональных элементов матрицы плотности. В этом случае элементы матрицы плотности удовлетворяют следующей системе четырех дифференциальных уравнений [8]

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \rho_{11} \\ \rho_{22} \\ \rho_{12} \\ \rho_{21} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\tau_{pl}} & 0 & i\frac{V_{21}}{\hbar} & -i\frac{V_{12}}{\hbar} \\ 0 & -\frac{1}{\tau_{exc}} & -i\frac{V_{21}}{\hbar} & i\frac{V_{12}}{\hbar} \\ i\frac{V_{12}}{\hbar} & -i\frac{V_{12}}{\hbar} & -\frac{1}{T_2} - i\frac{\Delta E}{\hbar} & 0 \\ -i\frac{V_{21}}{\hbar} & i\frac{V_{21}}{\hbar} & 0 & -\frac{1}{T_2} + i\frac{\Delta E}{\hbar} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_{11} \\ \rho_{22} \\ \rho_{12} \\ \rho_{21} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

или коротко

$$\dot{\mathbf{X}} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{X}(t). \quad (5')$$

Здесь, в (5), $\tau_1 = \tau_{pl}$ и $\tau_2 = \tau_{exc}$ – времена жизни плазмона и экситона; T_2 – время поперечной релаксации; $V_{12} = \langle 1 | \hat{V} | 2 \rangle$; $\Delta E = \langle 2 | \hat{H}_0 | 2 \rangle - \langle 1 | \hat{H}_0 | 1 \rangle$.

Формальное решение уравнения (5') в виде $\mathbf{X} = \exp(\mathbf{A}t) \cdot \mathbf{X}(0)$ может быть получено с помощью известной в матричной алгебре теоремы Сильвестра

$$\exp(\mathbf{A}t) = \sum_{k=1}^n \exp(\lambda_k t) \left[\prod_{j \neq k} (\lambda_k - \lambda_j) \right]^{-1} \prod_{j \neq k} (\mathbf{A} - \lambda_j \mathbf{I}), \quad (6)$$

где собственные значения λ_j матрицы \mathbf{A} определяются из уравнения четвертого порядка $\det[\mathbf{A} - \lambda \mathbf{I}] = 0$.

В случае, когда $\tau_{pl} = \tau_{exc} = \tau$ и в условиях точного резонанса $\Delta E = 0$ собственные значения λ_j матрицы \mathbf{A} принимают вид

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= -\frac{1}{2} \left[(1/\tau_{exc} + 1/T_2) + \sqrt{(1/\tau_{exc} - 1/T_2)^2 - 16|V_{12}|^2/\hbar^2} \right], \\ \lambda_2 &= -\frac{1}{2} \left[(1/\tau_{exc} + 1/T_2) - \sqrt{(1/\tau_{exc} - 1/T_2)^2 - 16|V_{12}|^2/\hbar^2} \right], \\ \lambda_3 &= -1/\tau_{exc}, \quad \lambda_4 = -1/T_2. \end{aligned} \quad (7)$$

Тогда населенности состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$, определяемые диагональными элементами матрицы плотности принимают следующую форму

$$\rho_{11}(t) = \frac{1}{2} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + C \exp(\lambda_1 t) + (1-C) \exp(\lambda_2 t) \right], \quad (8)$$

$$\rho_{22}(t) = \frac{1}{2} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) - C \exp(\lambda_1 t) - (1-C) \exp(\lambda_2 t) \right], \quad (9)$$

где

$$C = \frac{(1/\tau - 1/T_2) + \sqrt{(1/\tau - 1/T_2)^2 - 4\Omega^2}}{2\sqrt{(1/\tau - 1/T_2)^2 - 4\Omega^2}}. \quad (10)$$

Переключение кинетического режима с чисто релаксационного на осцилляционно-релаксационный происходит по достижению критического значения параметров $1/\tau_{exc} - 1/T_2 = 4|V_{12}|/\hbar$, когда собственные значения λ_j матрицы \mathbf{A} становятся комплексными. Заметим, что из (7) тогда получаем $\lambda_1 = \lambda_2^*$ при $2\Omega > 1/\tau_{exc} - 1/T_2$, а из (10) $1-C = C^*$. Таким образом, и в случае комплексных λ_j населенности $\rho_{11}(t)$, $\rho_{22}(t)$ определяемые (8)-(9), остаются действительными величинами

$$\rho_{11}(t) = \frac{1}{2} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + 2\text{Re}C \exp(\lambda_1 t) \right], \quad (8')$$

$$\rho_{22}(t) = \frac{1}{2} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) - 2\text{Re}C \exp(\lambda_1 t) \right], \quad (9')$$

$$C = \frac{1}{2} \frac{(1/\tau - 1/T_2) + i\sqrt{4\Omega^2 - (1/\tau - 1/T_2)^2}}{i\sqrt{4\Omega^2 - (1/\tau - 1/T_2)^2}}. \quad (10')$$

Отметим, также, что из системы (5) методом исключения переменных можно получить автономные уравнения для инверсии $\Delta n(t) = \rho_{11}(t) - \rho_{22}(t)$ и для суммарной населенности $n(t) = \rho_{11}(t) + \rho_{22}(t)$ возбужденного состояния системы:

$$\Delta \ddot{n}(t) + \left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{T_2} \right) \Delta \dot{n}(t) + \left(\Omega^2 + \frac{1}{\tau T_2} \right) \Delta n(t) = 0, \quad (11)$$

$$\dot{n}(t) = -n(t) / \tau. \quad (12)$$

Учитывая, что $\Delta n(t) + n(t) = 2\rho_{11}(t)$ и $n(t) - \Delta n(t) = 2\rho_{22}(t)$ можем легко определить кинетику населенности состояний $|1\rangle = |0_{ex}, 1_{pl}\rangle$ и $|2\rangle = |1_{ex}, 0_{pl}\rangle$ решая уравнения (11)-(12). Собственные числа уравнения (13) совпадают с $\lambda_{1,2}$ выражений (7).

При сильном экситон-плазмонном взаимодействии, когда частота $\Omega = 2|V_{12}| / \hbar \gg 1/\tau_{exc}, 1/T_2$, на временах $t \sim \Omega^{-1} \ll \tau_{exc}, T_2$ из (11) получаем для инверсии $\Delta n(t)$ уравнение гармонических колебаний с частотой Раби Ω :

$$\Delta \ddot{n}(t) + \Omega^2 \Delta n(t) = 0, \quad (13)$$

откуда $\Delta n(t) = \cos(\Omega t)$. в этих условиях из (12) следует $n(t) \approx 1$, и тогда

$$\rho_{11}(t) = [1 + \cos(\Omega t)] / 2, \quad \rho_{22}(t) = [1 - \cos(\Omega t)] / 2. \quad (14)$$

То есть на временах $t \sim \Omega^{-1} \ll \tau_{exc}, T_2$ существенно меньших всех времен релаксации системы между экситонами и плазмонами планарной наноструктуры успевает произойти многократный энергообмен с частотой Раби Ω . Гармонические осцилляции населенностей (14) будут медленно затухать по экспоненциальному закону со скоростью $1/\tau$ (рис. 2а).

В общем случае при произвольных значениях величин $\Omega, 1/\tau, 1/T_2$ на основе (11) и (12) получаем кинетику (8)-(9), качественно отраженную на рис.

2а-2г. Постоянная C в (8)-(9) может быть определена на основе первого уравнения системы (5) при $t \rightarrow 0$: $\dot{\rho}_{11} = -1/\tau$. Тогда

$$C = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{1-\eta^2}} \right], \quad 1-C = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1-\eta^2}} \right] \quad \eta = \frac{2\Omega}{(1/\tau - 1/T_2)},$$

что, конечно, совпадает с (10). При малых частотах Раби временные осцилляции населенностей не выражены, или полностью исчезают (рис. 2б, 2г).

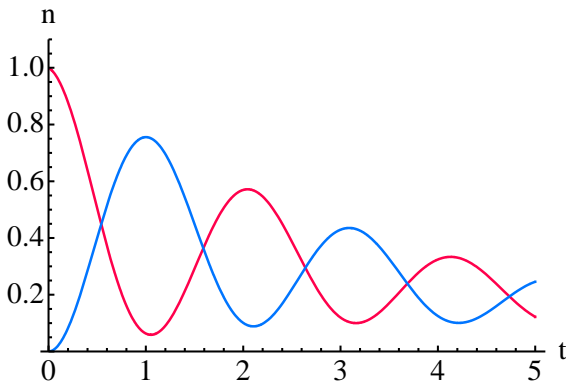


Рис 2а. Динамика населенностей $n_1 = \rho_{11}(t)$ и $n_2 = \rho_{22}(t)$ возбужденных состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ при больших временах релаксации и частотах $\Omega = 2|V_{12}|/\hbar$ Раби.

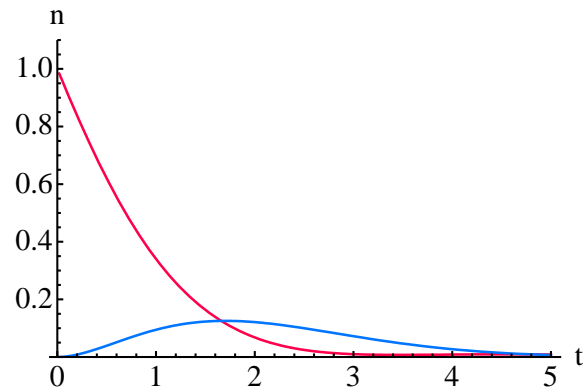


Рис 2б. Кинетика распада-активации населенностей $n_1 = \rho_{11}(t)$ и $n_2 = \rho_{22}(t)$ возбужденных состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ при больших временах $\tau_{1(2)}, T_2$ релаксации и малых частотах Раби.

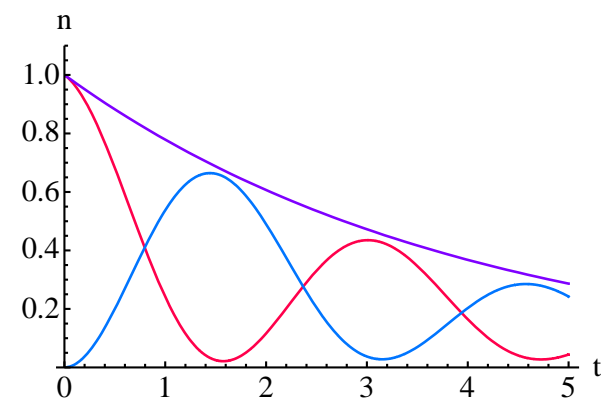


Рис 2в. Динамика населенностей $n_1 = \rho_{11}(t)$ и $n_2 = \rho_{22}(t)$ при больших временах релаксации и частотах Раби и кинетика распада суммарной населенности $n(t) = \rho_{11} + \rho_{22}$ (огibaющая кривая) возбужденного состояния системы.

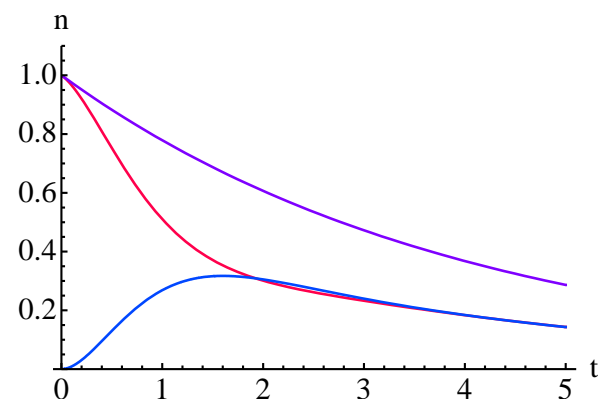


Рис 2г. Кинетика населенностей $n_1 = \rho_{11}(t)$ и $n_2 = \rho_{22}(t)$ возбужденных состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ и их суммы (верхняя кривая) при малом времени $T_2 = 0.3\tau_{1(2)}$ фазовой релаксации

В случае же когда $\tau_{pl} = \tau_{exc} = T_2$ и в условиях точного резонанса $\Delta E = 0$ спектр собственных значений λ_j становится вырожденным

$$\lambda_1 = \lambda_2 = -1/\tau_{exc}, \quad \lambda_3 = \lambda_4^* = -1/\tau_{exc} - 2i|V_{12}|/\hbar. \quad (15)$$

Построение супероператора релаксации

Построение решения уравнения (4) для оператора плотности $\hat{\rho}$ может быть произведено не на основе системы (5), для которой в общем случае спектр собственных значений λ_j матрицы \mathbf{A} определяется весьма громоздкими выражениями, затрудняющими анализ действия супероператора релаксации \mathfrak{R} , а на основе специального представления, использующего проекционный супероператор $\tilde{\mathbf{P}}$, выделяющий из матрицы оператора плотности $\hat{\rho}$ диагональные состояния.

Оператор плотности $\hat{\rho}$ в базисе состояний $|1\rangle = |0_{ex}, 1_{pl}\rangle$ и $|2\rangle = |1_{ex}, 0_{pl}\rangle$ имеет вид [7] ($|n\rangle = \sum_m a_m^{(n)} |m\rangle$)

$$\hat{\rho} = \sum_{n,m,m'} w_n a_m^{(n)} a_{m'}^{(n)*} |m\rangle \langle m'|. \quad (16)$$

Введем проекционный супероператор $\tilde{\mathbf{P}}$ следующим выражением

$$\tilde{\mathbf{P}} = |1\rangle \langle 1| \dots |1\rangle \langle 1| + |2\rangle \langle 2| \dots |2\rangle \langle 2|. \quad (17)$$

Тогда его действие на оператор плотности $\hat{\rho}$ дает следующий результат

$$\tilde{\mathbf{P}}\hat{\rho} = |1\rangle \langle 1| \hat{\rho} |1\rangle \langle 1| + |2\rangle \langle 2| \hat{\rho} |2\rangle \langle 2| = \rho_{11} |1\rangle \langle 1| + \rho_{22} |2\rangle \langle 2|. \quad (18)$$

Очевидно, что проекционный супероператор $\tilde{\mathbf{I}} - \tilde{\mathbf{P}}$, где $\tilde{\mathbf{I}}$ - единичный супероператор, выделяет из оператора плотности $\hat{\rho}$ недиагональную часть

$$(\tilde{\mathbf{I}} - \tilde{\mathbf{P}})\hat{\rho} = \rho_{12} |1\rangle \langle 2| + \rho_{21} |2\rangle \langle 1|. \quad (19)$$

Введем, теперь, оператор \mathbf{T}_1^{-1} релаксации населенности состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ соотношением

$$\mathbf{T}_1^{-1} = \frac{1}{\tau_1} |1\rangle \langle 1| + \frac{1}{\tau_2} |2\rangle \langle 2|. \quad (20)$$

Тогда

$$\mathbf{T}_1^{-1}\tilde{\mathbf{P}}\hat{\rho} = \frac{1}{\tau_1}\rho_{11}|1\rangle\langle 1| + \frac{1}{\tau_2}\rho_{22}|2\rangle\langle 2|, \quad T_2^{-1}(\tilde{\mathbf{I}} - \tilde{\mathbf{P}})\hat{\rho} = T_2^{-1}(\rho_{12}|1\rangle\langle 2| + \rho_{21}|2\rangle\langle 1|).$$

Таким образом, супероператор релаксации \mathfrak{R} может быть записан в виде

$$\tilde{\mathfrak{R}} = \mathbf{T}_1^{-1}\tilde{\mathbf{P}} + T_2^{-1}(\tilde{\mathbf{I}} - \tilde{\mathbf{P}}). \quad (21)$$

Аналогичный подход был использован для описания спин-решеточной релаксации триплетных экситонов при построении теории RYDMR в [9].

Раскрывая коммутатор в уравнении (4) и учитывая (21) получаем

$$\frac{d}{dt}\hat{\rho} = \left\{ -\frac{i}{\hbar}(\mathbf{H}_0 + \mathbf{V}) - \mathbf{T}_1^{-1}\tilde{\mathbf{P}} - T_2^{-1}(\tilde{\mathbf{I}} - \tilde{\mathbf{P}}) \right\} \hat{\rho} + \hat{\rho} \frac{i}{\hbar}(\mathbf{H}_0 + \mathbf{V}),$$

или

$$\frac{d}{dt}\hat{\rho} = \tilde{\mathbf{K}}\hat{\rho} + \hat{\rho}\mathbf{H}'. \quad (22)$$

Для построения решения операторного уравнения (4) удобно ввести оператор \mathbf{J} , недиагональный в базисе векторов $|1\rangle$ и $|2\rangle$ $\mathbf{J} = \sum_{m,m'} |m\rangle\langle m'|$, который необходим

для того, чтобы преобразовывать супероператоры $\tilde{\mathbf{P}}$ и $\tilde{\mathbf{I}} - \tilde{\mathbf{P}}$ в «обычные» операторы в пространстве состояний с базисом $|1\rangle, |2\rangle$. Тогда кинетический (эволюционно-релаксационный) оператор может быть записан в виде

$$\mathbf{K} = -\frac{i}{\hbar}(\mathbf{H}_0 + \mathbf{V}) - \mathbf{T}_1^{-1}\tilde{\mathbf{P}}\mathbf{J} - T_2^{-1}(\tilde{\mathbf{I}} - \tilde{\mathbf{P}})\mathbf{J}, \quad \mathbf{H}' = \frac{i}{\hbar}\mathbf{H}. \quad (23)$$

Формальное решение операторного уравнения (24) можно представить с помощью матричных экспонент [10]

$$\hat{\rho}(t) = \exp(\mathbf{K}t)\hat{\rho}(0)\exp(\mathbf{H}'t), \quad (24)$$

и теперь теорема Сильвестра (6) может быть применена к матричным экспонентам $\exp(\mathbf{K}t)$ и $\exp(\mathbf{H}'t)$ по отдельности, что существенно понижает порядок степени уравнений на собственные значения.

С учетом (23) матрицы K_{ij} и H'_{ij} принимают вид

$$K_{ij} = \begin{pmatrix} -\frac{i}{\hbar}(E_1 + V_{11}) - \frac{1}{\tau_1} & -\frac{i}{\hbar}V_{12} - \frac{1}{T_2} \\ -\frac{i}{\hbar}V_{21} - \frac{1}{T_2} & -\frac{i}{\hbar}(E_2 + V_{22}) - \frac{1}{\tau_2} \end{pmatrix}, \quad H'_{ij} = \frac{i}{\hbar} \begin{pmatrix} E_1 + V_{11} & V_{12} \\ V_{21} & E_2 + V_{22} \end{pmatrix}. \quad (25)$$

Применяя теорему Сильвестра (6) к матричным экспонентам $\exp(\mathbf{K}t)$ и $\exp(\mathbf{H}'t)$ при $\hat{\rho}(0) = |1\rangle\langle 1|$ получаем следующее выражение для кинетики изменения состояния $|1\rangle = |0_{ex}, 1_{pl}\rangle$

$$\begin{aligned} \rho_{11}(t) = & i \frac{\exp(\kappa_1 t)(K_{11} - \kappa_1)}{(\kappa_1 - \kappa_2)(\Omega_1 - \Omega_2)} \left[\exp(i\Omega_1 t)(H_{11} / \hbar - \Omega_1) - \exp(i\Omega_2 t)(H_{11} / \hbar - \Omega_2) \right] \\ & + i \frac{\exp(\kappa_2 t)(K_{11} - \kappa_2)}{(\kappa_2 - \kappa_1)(\Omega_2 - \Omega_1)} \left[\exp(i\Omega_2 t)(H_{11} / \hbar - \Omega_2) - \exp(i\Omega_1 t)(H_{11} / \hbar - \Omega_1) \right] \end{aligned} \quad (26)$$

и состояния $|2\rangle = |1_{ex}, 0_{pl}\rangle$

$$\begin{aligned} \rho_{22}(t) = & i \frac{K_{21}H_{12}}{\hbar(\kappa_1 - \kappa_2)(\Omega_1 - \Omega_2)} \times \\ & \times \left[\exp((\kappa_1 + i\Omega_1)t) + \exp((\kappa_2 + i\Omega_2)t) - \exp((\kappa_1 + i\Omega_2)t) - \exp((\kappa_2 + i\Omega_1)t) \right]. \end{aligned} \quad (27)$$

Собственные значения гамильтониана \mathbf{H}' соответствуют (2)

$$\Omega_{1,2} = \frac{1}{2} \left\{ [E_{ex}(\mathbf{k}) / \hbar + \omega(k)] \pm \sqrt{[E_{ex}(\mathbf{k}) / \hbar + \omega(k)]^2 - 4\omega(k)E_{ex}(\mathbf{k}) / \hbar + \Omega^2(k)} \right\}, \quad (28)$$

с учетом того, что в нашем случае $V_{11} = V_{22} = 0$ и $E_1 + E_2 = E_{ex}(\mathbf{k}) + \hbar\omega(k)$.

Собственные значения кинетического оператора \mathbf{K}

$$\begin{aligned} \kappa_{1,2}(k) = & - \left[i(E_{ex}(\mathbf{k}) + \hbar\omega(k)) / \hbar + (1/\tau_1 + 1/\tau_2) \right] / 2 - \\ & \mp \frac{1}{2} \left\{ \left[(1/\tau_1 + 1/\tau_2) + i(E_{ex}(\mathbf{k}) + \hbar\omega(k)) / \hbar \right]^2 + 4 \left[(1/T_2^2 - 1/(\tau_1\tau_2)) \right. \right. \\ & \left. \left. - i(E_{ex}(\mathbf{k}) / \tau_2 + \hbar\omega(k) / \tau_1 - (V_{12} + V_{21}) / T_2) / \hbar + (E_{ex}(\mathbf{k})\hbar\omega(k) - |V_{12}|^2) / \hbar^2 \right] \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (29)$$

При равенстве энергий $E_1 + V_{11} = E_2 + V_{22}$ получаем

$$\begin{aligned} \kappa_1 = & - \left[i(E + V_{11}) / \hbar + (1/\tau_1 + 1/\tau_2) / 2 + \right. \\ & \left. + \sqrt{(1/\tau_1 - 1/\tau_2)^2 + 1/T_2^2 - |V_{12}|^2 / \hbar^2 + (1/T_2)i(V_{12} + V_{21}) / \hbar} \right], \\ \kappa_2 = & \left[-i(E + V_{22}) / \hbar - (1/\tau_1 + 1/\tau_2) / 2 + \right. \\ & \left. + \sqrt{(1/\tau_1 - 1/\tau_2)^2 + 1/T_2^2 - |V_{12}|^2 / \hbar^2 + (1/T_2)i(V_{12} + V_{21}) / \hbar} \right], \\ i\Omega_{1,2} = & i(E_1 + V_{11} \mp |V_{12}|) / \hbar. \end{aligned} \quad (30)$$

В альтернативном подходе, следуя А.И. Бурштейну и В.П. Коньшеву [8], исходную систему уравнений (5) для элементов матрицы плотности можно подвергнуть преобразованию Лапласа с целью исключения временных зависимостей матричных элементов

$$L[\rho_{ij}] = \int_0^{\infty} \rho_{ij}(t) \exp(-st) dt, \quad L[\dot{\rho}_{ij}] = sL[\rho_{ij}] - \rho_{ij}(0).$$

Тогда величина

$$1 / \tau_1^{eff} = \left(\int_0^{\infty} \rho_{11}(t) \exp(-st) dt \right)_{s=0}^{-1} = 1 / L[\rho_{11}]_{s=0} \quad (31)$$

может рассматриваться как обобщенная скорость распада населенности в донорной подсистеме в том числе – за счет многоактного переноса энергии к акцептору – за все время существования активированной системы. В результате получаем

$$\frac{1}{\tau_1^{eff}} = \frac{1}{L[\rho_{11}]_{s=0}} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{2|V_{12}|^2 T_2 / \hbar^2}{1 + \left(\frac{T_2 \Delta E}{\hbar} \right)^2 + 2 \frac{|V_{12}|^2}{\hbar^2} T_2 \tau_2}. \quad (32)$$

При использовании (32) осцилляции населенности в ходе энергообмена в системе игнорируются, но в отличие от теории Ферстера формула (32) может быть использована при произвольной величине экситон-плазмонного взаимодействия V_{12} . Сглаженная – экспоненциальная – кинетика эффективного распада населенности донорной подсистемы при таком подходе определяется уравнением $\dot{n}_D(t) = -n_D(t) / \tau_1^{eff}$.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ и правительства Оренбургской области (проект № 14-02-97000), а также Министерства образования и науки РФ (Госзадание № 233).

Список литературы

1. Чмерева Т.М., Кучеренко М.Г., Курмангалеев К.С. Взаимодействие френкелевских экситонов пленки J-агрегатов с поверхностными плазмонами металлической подложки // В сборнике: Университетский комплекс как регион. центр образования, науки и культуры. Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. Оренбург. 2015. - С. 1123-1129.
2. Витухновский А.Г., Чубич Д.А. Экситон-плазмонный наноизлучатель // Патент РФ №2417483. 2009. - 6 с.
3. Лебедев В.С., Медведев А.С., Васильев Д.Н., Чубич Д.А., Витухновский А.Г. Оптические свойства композитных наночастиц благородных металлов, покрытых мономолекулярным слоем J-агрегата органического красителя // Квантовая электроника. - 2010. – Т.40. -№ 3. –С. 246-253.

4. Чмерева Т.М., Курмангалеев К.С. Гибридные плазмон-экситонные состояния в плоскостой наноструктуре // «Наука и образование: фундамент. основы, технологии, инновации». Межд. науч. конфер. посвящ. 60-летию ОГУ. Оренбург, ОГУ, 2015 г. ИПК «Университет». - Часть 4. – С. 221-226.
5. Goliney I.Yu., Sugakov V.I., Valkunas L., Vertsimakha G.V. Effect of metal nanoparticles on energy spectra and optical properties of peripheral light-harvesting LH2 complexes from photosynthetic bacteria // *Chem. Phys.* – 2012. – V. 404. -P. 116-122.
6. Gonzalez-Tudela A., Huidobro P.A., Martin-Moreno L., Tejedor C., Garcia-Vidal F.J. Theory of Strong Coupling between Quantum Emitters and Propagating Surface Plasmons // *Phys. Rev. Lett.* -2013. – V. 110. - P. 126801.
7. Блум К. Теория матрицы плотности и ее приложения. М.: Мир.- 1983. - 248 с.
8. Агранович В.М., Галанин М.Д. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. М.: Наука. 1978. - 384 с.
9. Сакун В.П., Шушин А.И. Влияние спиновой релаксации триплетов на форму линии RYDMR их аннигиляции // *Химическая физика.* 1985. - С. 348- 355.
10. Беллман Р. Введение в теорию матриц. М.: Наука. 1976. - 352 с.

СТЕПЕНЬ ДИСПЕРСНОСТИ И МЕХАНИЗМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ (ПРИРОДА ГИСТЕРЕЗИСА) ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ ВЫСОКОАНИЗОТРОПНЫХ МАГНЕТИКОВ

Манаков Н.А., Чакак А.А.

Оренбургский государственный университет, г. Оренбург

В работах [1-7] рассматривались процессы перемагничивания поликристаллических сплавов SmCo_5 и $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ с разной степенью дисперсности микроструктуры (аморфные, нанокристаллические, субмикроструктурные, микрокристаллические, мелкокристаллические). Было установлено, что они характеризуются разными механизмами лимитирующими процесс их перемагничивания, а также резко отличающимися значениями коэрцитивной силы (H_c), относительной остаточной намагниченности и других параметров гистерезиса. Различие гистерезисных свойств этих сплавов связывалось с разной степенью их дисперсности. Под лимитирующим механизмом понимается тот, который определяет значение коэрцитивной силы. Хотя в целом процесс перемагничивания может складываться из последовательности разных механизмов.

Для выяснения природы влияния размера кристаллитов на механизмы перемагничивания и параметры гистерезиса, а также распространения полученных ранее результатов на другие сплавы высокоанизотропных магнетиков необходимо учитывать не абсолютный, а «относительный» размер кристаллитов в сплаве, то есть соотношение среднего размера кристаллитов в сплаве с такими критическими параметрами, как толщина доменной границы, критический размер абсолютной однодоменности, критический размер однодоменности.

В таблице 1 приведены механизмы, определяющие процесс перемагничивания указанных выше групп сплавов и средний размер кристаллитов в сравнении с перечисленными выше критическими параметрами.

Но, как известно, гистерезис ферромагнетиков обусловлен образованием в них доменной структуры (ДС) [8,9]. Поэтому, прежде всего, необходимо уяснить влияние степени дисперсности на характер доменной структуры рассматриваемых сплавов. На рисунке 1 отражено изменение коэрцитивной силы, относительной остаточной намагниченности, размера доменов и характера ДС в зависимости от размера кристаллитов в структурно изотропном поликристаллическом сплаве SmCo_5 . Качественно аналогичный характер зависимостей представленных на рисунке 1 был выявлен и для некоторых других сплавов высокоанизотропных магнетиков ($\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$, PrCo_5 , GdCo_5 , $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$, TbFe_2 [1-7, 10-16]).

Таблица 1. Структурное состояние и механизм, лимитирующий процесс перемагничивания поликристаллических сплавов высокоанизотропных редкоземельных магнетиков

№ п/п	Структурное состояние сплава	Средний размер кристаллитов	Механизм лимитирующий процесс перемагничивания
1	аморфный		смещение доменных границ
2	нанокристаллический	$D \sim \delta \sim 5$ нм	микромагнитный
3	субмикрокристаллический	$D \sim d_c \sim 10\delta$ $\delta < D < d_k$	неоднородное вращение намагниченности
4	микрокристаллический	$D \sim d_k \sim 1$ мкм	зародышеобразование обратных доменов
5	мелкокристаллический	$D > 10 d_k$	смещение доменных границ

В таблице $\delta = \pi \sqrt{A/K}$ – толщина доменной границы, $d_c = 2,9 \sqrt{A}/M_s$ – критический размер абсолютной однодоменности, $d_k = 1,4\gamma/M_s^2$ – критический размер однодоменности, $\gamma = \sqrt{AK}$ – поверхностная плотность энергии доменной границы, A – константа обменного взаимодействия, M_s – намагниченность насыщения, D – средний размер кристаллитов.

В нанокристаллическом сплаве размер кристаллитов близок к ширине доменной границы, поэтому энергетически выгодно образование так называемых «доменов обменного взаимодействия» [10], включающих достаточно большую группу кристаллитов (см. рисунок 1, схему 2). Общее направление намагниченности в домене определяется распределением осей легкого намагничивания (ОЛН) в кристаллитах, входящих в группу. Размер доменов может составлять $\sim 0,1 - 1,0$ мкм.

В силу случайного распределения ОЛН кристаллитов домены обменного взаимодействия относительно неустойчивы и поэтому при включении внешнего магнитного поля происходит вращение намагниченности в отдельных кристаллитах к направлению поля, границы доменов при этом смещаются или разрушаются. Такой характер перемагничивания был назван «микромагнитным» [6]. Он приводит к относительно невысоким значениям коэрцитивной силы $\sim 10^5$ А/м.

В субмикрокристаллическом сплаве благодаря более крупному размеру кристаллитов возрастает роль магнитокристаллической анизотропии и намагниченность в основной части каждого кристаллита устанавливается вдоль ОЛН, т.е. каждый кристаллит представляет отдельный домен (см. рисунок 1, схему 3).

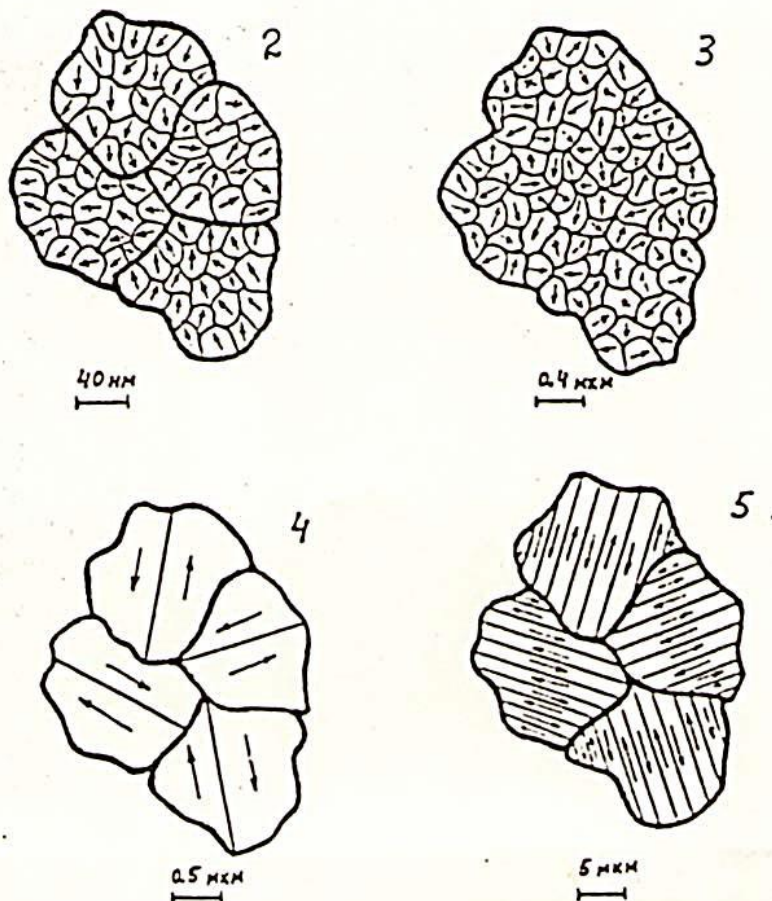
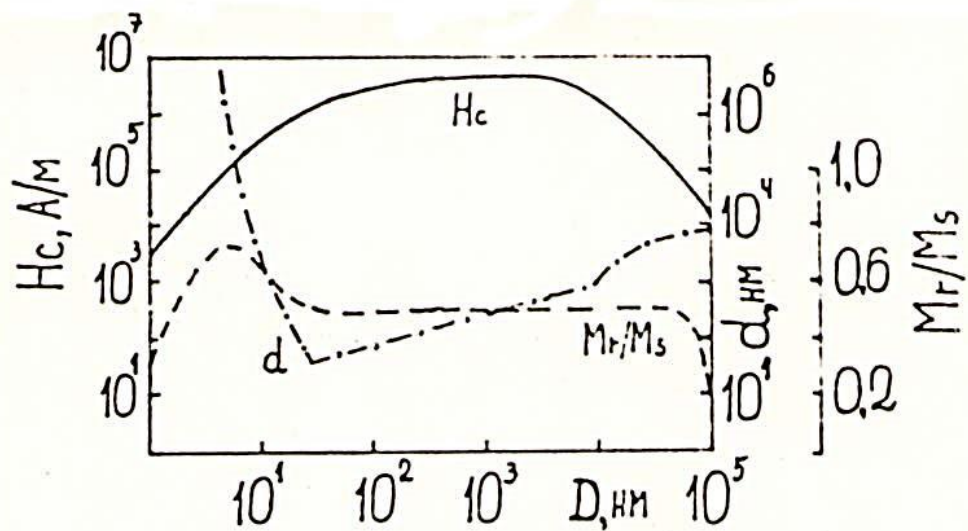


Рис. 1. Зависимость коэрцитивной силы (H_c —), относительной остаточной намагниченности (M_r/M_s - - -) и среднего размера доменов (d - · - ·) от степени дисперсности (размера кристаллитов D) структурно изотропных сплавов $SmCo_5$, а также схематичное представление ДС разных групп сплавов (2÷4), представленных в таблице 1.

На границах между кристаллитами происходит переориентация магнитных моментов, то есть образуется нечто вроде доменной границы разной градусности в зависимости от ориентации ОЛН соседствующих кристаллитов. А поскольку размер кристаллитов близок к размеру абсолютной однодоменности, то они могут перемагничиваться только вращением намагниченности, точнее – неоднородным вращением намагниченности [2]. Такой механизм перемагничивания приводит к достаточно высоким значениям коэрцитивной силы $\sim 10^6$ А/м и более.

В микрокристаллическом сплаве размер кристаллитов близок к критическому размеру однодоменности, поэтому становится возможным процесс их перемагничивания путем зародышеобразования обратных доменов, т.е. возможно образование нескольких доменов в одном кристаллите (см. рисунок 1, схему 5).

Процесс зародышеобразования обратных доменов в таких высокоанизотропных магнетиках как SmCo_5 весьма затруднен, поэтому микрокристаллические сплавы обладают высокой коэрцитивной силой $\sim 5 \cdot 10^6$ А/м.

В мелкокристаллическом сплаве размер кристаллитов уже достаточно большой для формирования многодоменной структуры на каждом кристаллите (см. рисунок 1, схему 4). Процесс их перемагничивания определяется относительно легким смещением доменных границ, что характеризуется меньшими значениями коэрцитивной силы $\sim 10^5$ А/м.

У соединений $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$, $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ и PrCo_5 толщина доменных границ примерно в два раза больше чем у SmCo_5 (см. таблицу 2), поэтому область микромагнитного механизма перемагничивания расширяется в сторону больших значений D . В то же время значения d_k у этих соединений меньше, чем у SmCo_5 , следовательно, область механизма перемагничивания смещением доменных границ расширяется в сторону меньших значений D . Поэтому у сплавов $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$, $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ и PrCo_5 наблюдается более узкий максимум на зависимости коэрцитивной силы от размера кристаллитов.

У соединения GdCo_5 значения δ и d_k больше, чем у SmCo_5 , что приводит к смещению максимума на зависимости $H_c(D)$ в сторону больших значений D .

Таблица 2. Значения критических магнитных параметров некоторых высокоанизотропных интерметаллических соединений [6,7,11]

Соединение	δ , нм	d_c , нм	d_k , мкм
SmCo_5	2,56	35	1,00
$\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$	6,50	35	0,40
PrCo_5	4,00	31	0,53
$\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$	5,40	30	0,40
GdCo_5	5,44	127	5,00

Таким образом, можно заключить, что максимальные значения коэрцитивной силы можно реализовать на дисперсных сплавах высокоанизотропных магнетиков при размерах кристаллитов $d_c \leq D \leq d_k$,

$D \geq 10\delta$ при условии, что энергия магнитокристаллической анизотропии сплава много больше энергии магнитостатического взаимодействия.

Список литературы

1. Манаков, Н.А. Степень дисперсности и магнитные свойства микрокристаллических сплавов высокоанизотропных магнетиков / Н.А. Манаков // Известия ВУЗов. Черная металлургия. – 1990. - № 10. – с. 39-40.
2. Манаков, Н.А. О возможности перемагничивания сплавов типа $SmCo_5$ неоднородным вращением намагниченности / Н.А. Манаков // ФММ. – 1990. - № 12. – с. 67-71.
3. Манаков, Н.А. О механизме перемагничивания микрокристаллических сплавов $NdFeB$ / Н.А. Манаков, Г.Ф. Корзникова, Х.Я. Мулюков, В.В. Столяров, В.В. Толмачев // ФММ. – 1991. - № 1. – с. 197-199.
4. Манаков, Н.А. Дисперсность микроструктуры и гистерезисные свойства быстрозакаленных сплавов $FeNdB$ / Н.А. Манаков, Г.Ф. Корзникова, В.В. Столяров, В.В. Толмачев // ФММ. – 1991. - № 6. – с. 109-113.
5. Манаков, Н.А. Механизм высококоэрцитивного состояния дисперсных редкоземельных магнетиков / Н.А. Манаков, Ю.Г. Пастушенков. - Тверь: Изд-во Твер. ун-та, 1992. – 43 с.
6. Манаков, Н.А. Доменная структура и гистерезисные свойства мелкозернистых сплавов высокоанизотропных редкоземельных магнетиков / Н.А. Манаков, Г.Ф. Корзникова, В.В. Столяров // ФММ. – 1992. - № 2. – с. 21-26.
7. Манаков, Н.А. Процессы перемагничивания быстрозакаленных сплавов высокоанизотропных редкоземельных магнетиков: автореферат дисс. на соискание учен. степ. д.ф.-м.н.; институт физики металлов УрО РАН — Екатеринбург, 1994. - 38 с.
8. Вонсовский, С.В. Ферромагнетизм / С.В. Вонсовский, Я.С. Шур. – Москва-Ленинград: ОГИЗ, гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1948. – 816 с.
9. Вонсовский, С.В. Магнетизм / С.В. Вонсовский. – М.: Наука, 1971. – 1032 с.
10. Манаков, Н.А. Особенности процесса перемагничивания нанокристаллических сплавов высокоанизотропных магнетиков / Н.А. Манаков, М.В. Плетнева, А.А. Чакак; ГОУ «Оренбургский госуниверситет» - Оренбург, 2008. 5 с. ил. – Библиогр.. 7 назв. – Рус. Деп. В ВИНИТИ 24.10.08, № 815-В2008.
11. Белоцерковский, А.В. Микромагнитная структура и процессы перемагничивания магнитно-твердых материалов / А.В. Белоцерковский, Н.А. Манаков, Ю.Г. Пастушенков, Ю.М. Смирнов. – Тверь: Твер. гос. ун-т, 2013. – 240 с.
12. Любушкин, В.А. Гистерезисные свойства и механизм перемагничивания поликристаллических пленок $PrCo_5$ / В.А. Любушкин, Н.А. Манаков // Металлофизика. – 1991. – Т. 13, № 2. – с. 111-114.

13. Манаков, Н.А. Дисперсность микроструктуры и гистерезисные свойства сплавов высокоанизотропных редкоземельных магнетиков / Н.А. Манаков, В.Б. Вакуленко // ФММ. – 1997. – Т. 84, вып. 1. – с. 52-54.
14. Апханов, В.Б. Особенности перемагничивания поликристаллических пленок $TbFe_2$ / В.Б. Апханов, С.П. Жерихов, Н.А. Манаков, Г.И. Руссов // ФММ. – 1987. – Т. 63, вып. 1. – с. 199-202.
15. Манаков, Н.А. Магнитные свойства быстрозакаленного сплава $GdCo_5$ / Н.А. Манаков, Е.В. Иванова, К.С. Сахаев // Физика магнитных материалов. - Калинин: Изд-во Калинин. ун-та, 1983. – с. 72-76.
16. Манаков, Н.А. О природе коэрцитивной силы быстрозакаленных сплавов $SmFe_2$ / Н.А. Манаков, В.В. Толмачев, К.С. Сахаев // Известия ВУЗов. Черная металлургия. – 1988. - № 6. – с. 85-87.

КВАНТОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ОДНОМЕРНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ

Чмерева Т.М., Курмангалеев К.С.

Оренбургский государственный университет, г. Оренбург

Взаимодействие атомов и молекул с поверхностью твердого тела удобно описывать в рамках представления о рождении и уничтожении квазичастиц, являющихся элементарными возбуждениями (квантами) ионной и электронной подсистем кристалла. Хорошо известно, что присутствие проводящих поверхностей влияет на излучательные и безызлучательные переходы в молекулах и квантовых точках [1-2]. А именно, тушение электронно-возбужденных состояний молекул и квантовых точек проводящими объектами может рассматриваться как безызлучательный перенос энергии к поверхности, сопровождающийся рождением поверхностных плазмонов [3], которые представляют собой электромагнитные возбуждения, распространяющиеся в достаточно тонком слое по границе раздела между проводником и диэлектриком. Кроме того, посредством поверхностных плазмонов может осуществляться межмолекулярная передача энергии, как показано в работе [4].

Расчеты скоростей указанных процессов удобно проводить в формализме вторичного квантования. В работах [3-4] использовалось квазистатическое приближение, в котором потенциал поля поверхностного плазмона находится из уравнения Лапласа. Однако в этом случае может иметь место неправильное поведение дисперсионных кривых плазмонных колебаний в области малых волновых чисел. Поэтому более корректно рассматривать электромагнитное поле поверхностной волны с учетом запаздывания и при этом использовать термин «поверхностный плазмон-поляритон» (ППП).

В работе [5] было выполнено квантование поля ППП в планарной структуре, состоящей из металлической подложки и двух диэлектрических слоев. Здесь мы подробно рассмотрим процедуру квантования поля ППП проводящей нанопроволоки. Следуя методу, изложенному в работе [6], вычислим усредненную по времени энергию электромагнитного поля ППП

$$\bar{W} = \frac{1}{8\pi} \left\{ \int_{r < R} \left[\frac{d(\omega \epsilon_m(\omega))}{d\omega} \overline{\mathbf{E}_m^2} + \overline{\mathbf{H}_m^2} \right] dV + \int_{r \geq R} \left[\epsilon_d \overline{\mathbf{E}_d^2} + \overline{\mathbf{H}_d^2} \right] dV \right\}, \quad (1)$$

где \mathbf{E}_i и \mathbf{H}_i – напряженности электрического и магнитного полей внутри $i = m$ (вне $i = d$) нанопроволоки, $\epsilon_m(\omega) = \epsilon_\infty - \omega_{pl}^2 / \omega^2$ – диэлектрическая проницаемость металла, ϵ_∞ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость, ω – частота поверхностного плазмона, ω_{pl} – плазменная частота металла, ϵ_d – диэлектрическая проницаемость диэлектрика, не зависящая от частоты, R – радиус нанопроволоки. Магнитные проницаемости нанопроволоки и окружающей среды приняты за единицу.

Если напряженности полей гармонически зависят от времени, то в результате усреднения получим

$$\overline{\mathbf{E}_i^2} = 2 \left(E_r^i E_r^{i*} + E_\varphi^i E_\varphi^{i*} + E_z^i E_z^{i*} \right), \quad \overline{\mathbf{H}_i^2} = 2 \left(H_r^i H_r^{i*} + H_\varphi^i H_\varphi^{i*} + H_z^i H_z^{i*} \right),$$

где компоненты напряженностей являются решениями уравнений Максвелла в цилиндрических координатах. Для локализованных вблизи поверхности нанопроволоки волн в области $r < R$ эти компоненты имеют вид [7]

$$\begin{aligned} E_r^m(r, \varphi, z) &= \sum_{k_z, n} \left(-\frac{ik_z}{q_m} I'_n(q_m r) A_{k_z, n} + \frac{\omega n}{q_m^2 r} I_n(q_m r) B_{k_z, n} \right) e^{i(k_z z + n\varphi)}, \\ E_\varphi^m(r, \varphi, z) &= \sum_{k_z, n} \left(\frac{nk_z}{q_m^2 r} I_n(q_m r) A_{k_z, n} + \frac{i\omega}{q_m} I'_n(q_m r) B_{k_z, n} \right) e^{i(k_z z + n\varphi)}, \\ E_z^m(r, \varphi, z) &= \sum_{k_z, n} I_n(q_m r) A_{k_z, n} e^{i(k_z z + n\varphi)}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} H_r^m(r, \varphi, z) &= \sum_{k_z, n} \left(-\frac{n\varepsilon_m \omega}{cq_m^2 r} I_n(q_m r) A_{k_z, n} - \frac{ick_z}{q_m} I'_n(q_m r) B_{k_z, n} \right) e^{i(k_z z + n\varphi)}, \\ H_\varphi^m(r, \varphi, z) &= \sum_{k_z, n} \left(-\frac{i\varepsilon_m \omega}{cq_m} I'_n(q_m r) A_{k_z, n} + \frac{nc k_z}{q_m^2 r} I_n(q_m r) B_{k_z, n} \right) e^{i(k_z z + n\varphi)}, \\ H_z^m(r, \varphi, z) &= \sum_{k_z, n} c I_n(q_m r) B_{k_z, n} e^{i(k_z z + n\varphi)}. \end{aligned} \quad (3)$$

Вне нанопроволоки $r > R$ соответствующие компоненты записываются следующим образом

$$\begin{aligned} E_r^d(r, \varphi, z) &= \sum_{k_z, n} \left(-\frac{ik_z}{q_d} K'_n(q_d r) C_{k_z, n} + \frac{\omega n}{q_d^2 r} K_n(q_d r) D_{k_z, n} \right) e^{i(k_z z + n\varphi)}, \\ E_\varphi^d(r, \varphi, z) &= \sum_{k_z, n} \left(\frac{nk_z}{q_d^2 r} K_n(q_d r) C_{k_z, n} + \frac{i\omega}{q_d} K'_n(q_d r) D_{k_z, n} \right) e^{i(k_z z + n\varphi)}, \\ E_z^d(r, \varphi, z) &= \sum_{k_z, n} K_n(q_d r) C_{k_z, n} e^{i(k_z z + n\varphi)}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} H_r^d(r, \varphi, z) &= \sum_{k_z, n} \left(-\frac{n\varepsilon_d \omega}{cq_d^2 r} K_n(q_d r) C_{k_z, n} - \frac{ick_z}{q_d} K'_n(q_d r) D_{k_z, n} \right) e^{i(k_z z + n\varphi)}, \\ H_\varphi^d(r, \varphi, z) &= \sum_{k_z, n} \left(-\frac{i\varepsilon_d \omega}{cq_d} K'_n(q_d r) C_{k_z, n} + \frac{nc k_z}{q_d^2 r} K_n(q_d r) D_{k_z, n} \right) e^{i(k_z z + n\varphi)}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$H_z^d(r, \varphi, z) = \sum_{k_z, n} c K_n(q_d r) D_{k_z, n} e^{i(k_z z + n\varphi)}.$$

В формулах (2) – (5) $I_n(x)$ и $K_n(x)$ – модифицированные функции Бесселя n -го порядка, $I'_n(x)$ и $K'_n(x)$ – производные по x , $q_{m(d)} = \sqrt{k_z^2 - \varepsilon_{m(d)} \omega^2 / c^2}$, k_z – продольное волновое число, ω – частота ППП, c – скорость света.

На поверхности нанопроволоки должны быть равны тангенциальные компоненты напряженностей электрического и магнитного полей

$$\begin{aligned} E_z^m(R, \varphi, z) &= E_z^d(R, \varphi, z), & E_\varphi^m(R, \varphi, z) &= E_\varphi^d(R, \varphi, z), \\ H_z^m(R, \varphi, z) &= H_z^d(R, \varphi, z), & H_\varphi^m(R, \varphi, z) &= H_\varphi^d(R, \varphi, z). \end{aligned}$$

Подставляя в эти условия соответствующие выражения из (2) – (5), получим связь между коэффициентами $A_{k_z, n}$, $B_{k_z, n}$, $C_{k_z, n}$, $D_{k_z, n}$. Условия для z – компонент полей дают

$$C_{k_z, n} = \frac{I_n(q_m R)}{K_n(q_d R)} A_{k_z, n}, \quad D_{k_z, n} = \frac{I_n(q_m R)}{K_n(q_d R)} B_{k_z, n}. \quad (6)$$

Из условий для φ – компонент получаем

$$B_{k_z, n} = \frac{ink_z}{\omega R} \left(\frac{1}{q_d^2} - \frac{1}{q_m^2} \right) \left(\frac{1}{q_d} \frac{K'_n(q_d R)}{K_n(q_d R)} - \frac{1}{q_m} \frac{I'_n(q_m R)}{I_n(q_m R)} \right)^{-1} A_{k_z, n}, \quad (7)$$

$$B_{k_z, n} = \frac{i\omega R}{c^2 n k_z} \left(\frac{1}{q_d^2} - \frac{1}{q_m^2} \right)^{-1} \left(\frac{\varepsilon_d}{q_d} \frac{K'_n(q_d R)}{K_n(q_d R)} - \frac{\varepsilon_m}{q_m} \frac{I'_n(q_m R)}{I_n(q_m R)} \right) A_{k_z, n}. \quad (8)$$

Приравнявая выражения (7) и (8), находим закон дисперсии одномерных поверхностных плазмонов [8]

$$\begin{aligned} \frac{n^2 k_z^2 c^2}{\omega^2 R^2} \left(\frac{1}{q_d^2} - \frac{1}{q_m^2} \right)^2 &= \\ &= \left(\frac{1}{q_d} \frac{K'_n(q_d R)}{K_n(q_d R)} - \frac{1}{q_m} \frac{I'_n(q_m R)}{I_n(q_m R)} \right) \left(\frac{\varepsilon_d}{q_d} \frac{K'_n(q_d R)}{K_n(q_d R)} - \frac{\varepsilon_m}{q_m} \frac{I'_n(q_m R)}{I_n(q_m R)} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Отметим, что в квазистатическом приближении, т.е. в пределе бесконечно большой скорости света, когда коэффициенты $q_{m(d)} \rightarrow k = |k_z|$, из формулы (9) частота поверхностного плазмона может быть найдена в явном виде

$$\omega_n^2(k) = \omega_{pl}^2 \left(\varepsilon_\infty + \varepsilon_d \frac{I_n(kR) K_{n-1}(kR) + K_{n+1}(kR)}{K_n(kR) I_{n-1}(kR) + I_{n+1}(kR)} \right)^{-1}. \quad (10)$$

На рисунке 1 сплошными кривыми изображены законы дисперсии $\omega_n(k)$ плазмонных мод с учетом запаздывания (9) и штриховыми кривыми – в квазистатическом приближении (10). В расчетах были использованы следующие параметры модели: $\varepsilon_\infty = 3.7$, $\hbar\omega_{pl} = 9.1$ эВ [1], что соответствует серебряной нанопроволоке. Диэлектрическая проницаемость среды, окружающей нанопроволоку, принималась равной $\varepsilon_d = 2$. Из рисунка 1а видно, что квазистатическое приближение хорошо описывает закон дисперсии осесимметричных ($n = 0$) ППП. Для моды $n = 1$ и малых радиусов нанопроволоки дисперсионные кривые с учетом запаздывания и в квазистатике качественно похожи, но количественно отличаются в области малых волновых чисел. Для больших радиусов наблюдается и качественное различие дисперсионных кривых (рис. 1б). Кроме того, следует отметить, что при $n = 0$ уравнение (9) имеет решения $\omega_n(k)$ при любых значениях продольного волнового числа, а при $n = 1$ существует минимальное k , начиная с которого уравнение (9) разрешимо.

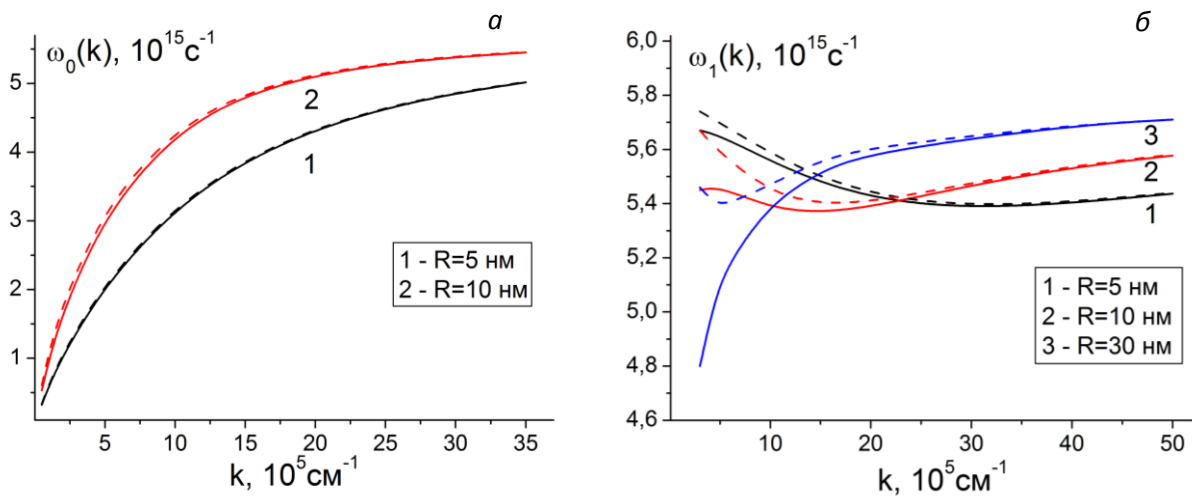


Рис.1. Законы дисперсии поверхностных плазмонов при разных радиусах нанопроволоки: а – $n = 0$, б – $n = 1$

Подставив компоненты напряженностей (2) – (5) в формулу (1) и учтя, что

$$\int_0^{2\pi} e^{-in\varphi} e^{in'\varphi} d\varphi = 2\pi\delta_{n,n'} \quad \text{и} \quad \int_0^L e^{-ik_z z} e^{ik'_z z} dz = L\delta_{k_z, k'_z},$$

усредненную по времени энергию поля плазмонов можно привести к виду

$$\bar{W} = \frac{L}{4} \sum_{k_z, n} S(k_z) [A_{k_z, n}^* A_{k_z, n} + A_{k_z, n} A_{k_z, n}^*], \quad (11)$$

где L – длина нанопроволоки. Здесь через $S(k_z)$ обозначено следующее выражение

$$\begin{aligned} S(k_z) = & \left\{ \frac{d(\omega \varepsilon_m)}{d\omega} + c^2 f^2 \right\} \int_0^R I_n^2(q_m r) r dr + \\ & + \frac{1}{2q_m^2} \left\{ (k_z^2 + \omega^2 f^2) \frac{d(\omega \varepsilon_m)}{d\omega} + \frac{\varepsilon_m^2 \omega^2}{c^2} + c^2 k_z^2 f^2 \right\} \int_0^R (I_{n-1}^2(q_m r) + I_{n+1}^2(q_m r)) r dr \\ & + \frac{k_z \omega f}{q_m^2} \left\{ \omega \frac{d\varepsilon_m}{d\omega} + 2\varepsilon_m \right\} \int_0^R (I_{n-1}^2(q_m r) - I_{n+1}^2(q_m r)) r dr + \\ & + \frac{I_n^2(q_m R)}{K_n^2(q_d R)} \left[\left\{ \varepsilon_d + c^2 f^2 \right\} \int_R^\infty K_n^2(q_d r) r dr + \right. \\ & + \frac{1}{2q_d^2} \left\{ \varepsilon_d (k_z^2 + \omega^2 f^2) + \frac{\varepsilon_d^2 \omega^2}{c^2} + c^2 k_z^2 f^2 \right\} \int_R^\infty (K_{n-1}^2(q_d r) + K_{n+1}^2(q_d r)) r dr + \\ & \left. + \frac{2\varepsilon_d \omega k_z f}{q_d^2} \int_R^\infty (K_{n-1}^2(q_d r) - K_{n+1}^2(q_d r)) r dr \right], \end{aligned} \quad (12)$$

где введено обозначение

$$f = -\frac{nk_z}{\omega R} \left(\frac{1}{q_d^2} - \frac{1}{q_m^2} \right) \left(\frac{1}{q_d} \frac{K'_n(q_d R)}{K_n(q_d R)} - \frac{1}{q_m} \frac{I'_n(q_m R)}{I_n(q_m R)} \right)^{-1}.$$

Заметим, что величина $S(k_z)$ имеет размерность площади и может рассматриваться как область локализации ППП в поперечном сечении нанопроволоки. В квазистатическом приближении $f = 0$, и выражение для $S(k_z)$ существенно упрощается

$$S(k_z) = \frac{R}{k} \frac{\omega_{pl}^2}{\omega_n^2(k)} I_n(kR) (I_{n+1}(kR) + I_{n-1}(kR)). \quad (13)$$

Сделав в (11) замену $A_{k_z, n} \rightarrow \sqrt{2\hbar\omega / (LS(k_z))} \hat{a}_{k_z, n}$, получим энергию поля плазмонов во вторичном квантовании $\bar{W} = \sum_{k_z, n} \hbar\omega (\hat{a}_{k_z, n}^+ \hat{a}_{k_z, n} + 1/2)$, где $\hat{a}_{k_z, n}^+$ и $\hat{a}_{k_z, n}$ – операторы рождения и уничтожения ППП. Указанная замена позволяет записать операторы компонент напряженностей электрического и магнитного полей одномерного поверхностного плазмон-поляритона. А именно, для компонент напряженности электрического поля внутри нанопроволоки имеем

$$\begin{aligned}\hat{E}_r^m &= \sqrt{\frac{2\hbar}{L}} \sum_{k_z, n} \sqrt{\frac{\omega_n(k)}{S(k_z)}} \left(-\frac{ik_z}{q_m} I'_n(q_m r) - \frac{i\omega n f}{q_m^2 r} I_n(q_m r) \right) \hat{a}_{k_z, n} \Phi + \text{э.с.} \\ \hat{E}_\varphi^m &= \sqrt{\frac{2\hbar}{L}} \sum_{k_z, n} \sqrt{\frac{\omega_n(k)}{S(k_z)}} \left(\frac{nk_z}{q_m^2 r} I_n(q_m r) + \frac{\omega f}{q_m} I'_n(q_m r) \right) \hat{a}_{k_z, n} \Phi + \text{э.с.} \\ \hat{E}_z^m &= \sqrt{\frac{2\hbar}{L}} \sum_{k_z, n} \sqrt{\frac{\omega_n(k)}{S(k_z)}} I_n(q_m r) \hat{a}_{k_z, n} \Phi + \text{э.с.}\end{aligned}\quad (14)$$

Аналогичным образом записываются выражения вне нанопроволоки

$$\begin{aligned}\hat{E}_r^d &= \sqrt{\frac{2\hbar}{L}} \sum_{k_z, n} \sqrt{\frac{\omega_n(k)}{S(k_z)}} \frac{I_n(q_m R)}{K_n(q_d R)} \left(-\frac{ik_z}{q_d} K'_n(q_d r) - \frac{i\omega n f}{q_d^2 r} K_n(q_d r) \right) \hat{a}_{k_z, n} \Phi + \text{э.с.} \\ \hat{E}_\varphi^d &= \sqrt{\frac{2\hbar}{L}} \sum_{k_z, n} \sqrt{\frac{\omega_n(k)}{S(k_z)}} \frac{I_n(q_m R)}{K_n(q_d R)} \left(\frac{nk_z}{q_d^2 r} K_n(q_d r) + \frac{\omega f}{q_d} K'_n(q_d r) \right) \hat{a}_{k_z, n} \Phi + \text{э.с.} \\ \hat{E}_z^d &= \sqrt{\frac{2\hbar}{L}} \sum_{k_z, n} \sqrt{\frac{\omega_n(k)}{S(k_z)}} \frac{I_n(q_m R)}{K_n(q_d R)} K_n(q_d r) \hat{a}_{k_z, n} \Phi + \text{э.с.},\end{aligned}\quad (15)$$

где $\Phi = e^{i(k_z z + n\varphi - \omega_n(k)t)}$.

На рисунке 2 изображена зависимость области локализации $S(k)$ осесимметричного плазмона от продольного волнового числа в квазистатическом приближении (13) и с учетом запаздывания (12). Расчеты проведены для серебряной нанопроволоки радиуса $R = 5$ нм. Как видно из

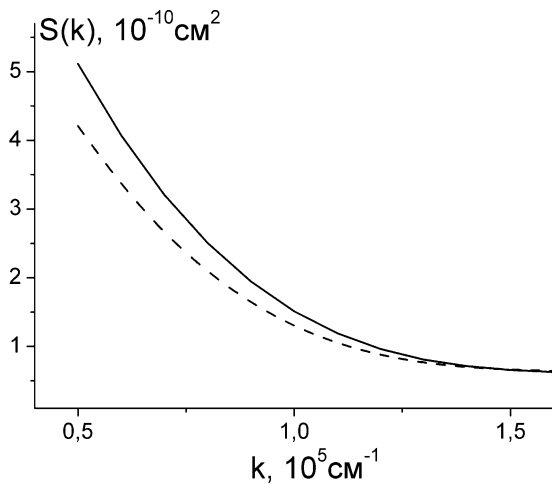


Рис. 2. Зависимость области локализации осесимметричного поверхностного плазмона от волнового числа. Сплошная кривая – учет запаздывания, штриховая кривая – квазистатическое приближение

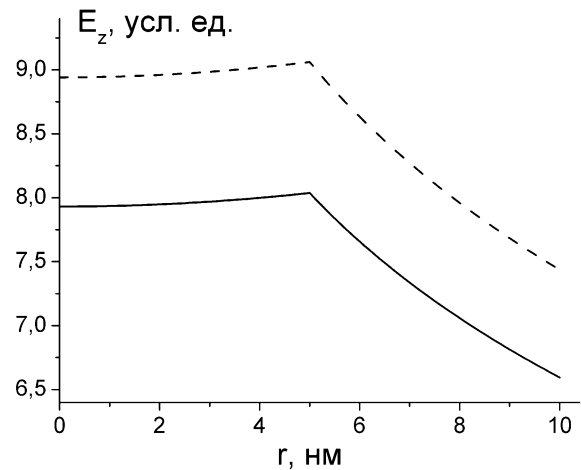


Рис. 3. Радиальная зависимость z-компоненты напряженности электрического поля осесимметричного поверхностного плазмона. Обозначения кривых такие же, как на рис. 2

рисунка, учет запаздывания приводит к увеличению области локализации при малых волновых числах. На рисунке 3 представлены результаты расчетов амплитуды z -компоненты напряженности электрического поля осесимметричного плазмон-поляритона с $k = 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. Для сравнения изображена напряженность поля в квазистатическом приближении. Из рисунка следует, что квазистатическое приближение дает несколько завышенные значения напряженности электрического поля, что может приводить к неточностям в дальнейших расчетах энергии взаимодействия молекул с поверхностными плазмонами.

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что при решении задач, связанных с взаимодействием одномерных поверхностных плазмонов с электронными возбуждениями молекул, квантовых точек, и других наноструктур, корректнее использовать выражения для компонент напряженности электрического поля с учетом запаздывания (14) – (15). Особенно это важно при описании гибридных плазмон-экситонных состояний в наноструктурах с J-агрегатами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (Госзадание № 233).

Список литературы

1. Климов, В.В. Наноплазмоника : монография / В.В. Климов. -Москва: Физматлит, - 2009. - 480 с. – ISBN 978-5-9221-1030-3.
2. Новотный, Л. Основы нанооптики : монография / Л. Новотный, Б. Хехт. - М: Физматлит, - 2009. - 484 с. - ISBN 978-5-9221-1095-2.
3. 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. - № 1. - С. 300–306.
4. Кучеренко, М.Г. Процессы с участием электронно-возбужденных молекул на поверхностях твердых адсорбентов : монография / М.Г. Кучеренко, Т.М. Чмерева. – Оренбург: ОГУ, -2010 – 344с. - ISBN 978-5-7410-1137-9.
5. Чмерева, Т.М. Гибридные плазмон-экситонные состояния в плоскостной наноструктуре / Т.М. Чмерева, К.С. Курмангалеев // материалы Международной научной конференции, посвященной 60-летию ОГУ «Наука и образование: фундаментальные основы, технологии, инновации» Оренбург: ООО ИПК «Университет», 2015. –Часть 4. - С. 221-226 ISBN 978-5-4417-0561-5
6. Archambault, A Quantum theory of spontaneous and stimulated emission of surface plasmons / A. Archambault, F. Marquier, J.-J. Greffet, C. Arnold // Phys. Rev. B. – 2010. – V. 82. - P 035411.
7. Стрэттон, Дж.А. Теория электромагнетизма / Дж. А. Стрэттон. – Москва - Ленинград : ОГИЗ. Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1948 . – 540 с. - ISBN 978-5-4458-5502-6 .
8. Chen, Y. N. Quantum-dot exciton dynamics with a surface plasmon: Band-edge quantum optics / Y. N.Chen, G. Y. Chen, D. S. Chuu, T. Brandes // Phys. Rev. A.- 2009.- V. 79. - P. 033815.

ГУМАНИТАРНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ФИЗИКИ

Якупов Г.С.

Оренбургский государственный университет, г. Оренбург

Мы живем в эпоху научно-технического прогресса, а интерес к физике у студентов и школьников неуклонно понижается. Возникает вопрос: с чем это может быть вызвано?

Может быть, надо специализировать обучение физике? Учить ей применительно к будущей профессии? В последнее время эта точка зрения находит все больше сторонников в связи с возросшими перегрузками и распространением специализации. Но было бы неправильно делить учащихся на «гуманитариев» и «естественников» и освободить первых от изучения физики и прочих предметов естественно-математического цикла. Физика должна рассматриваться как один из важнейших предметов, выполняющих не только познавательную, но и развивающую функции. Этот предмет необходим всем - и естественникам и гуманитариям. Другое дело, что в качестве такого предмета физика должна преподаваться иначе.

К физике нельзя подходить как предмету, обслуживающему лишь физико-химические, технические и материаловедческие специальности. Физика, предмет конечно, не гуманитарный предмет. Однако, в ней содержится мощный гуманитарный потенциал, имеющий непосредственное отношение к развитию мышления, формированию мировоззрения, воспитанию эстетического чувства, выработке правильной жизненной позиции. Так что с воспитательной точки зрения физика не менее полезна, чем предметы гуманитарного цикла. Физика это не только производительная сила, но и важнейший источник сведений, позволяющих человеку ориентироваться в окружающей системе культурных ценностей. Эта функция физики не менее важна, чем вклад ещё в материальные богатства общества.

Говоря о роли физики, можно выделить три основных момента. Во-первых, физика является для человека важнейшим источником знаний об окружающем его мире. Во-вторых, физика обеспечивает непрерывное продвижение человека по пути научно-технического прогресса. В-третьих, физика вносит существенный вклад в развитие духовного облика человека, формирует его мировоззрение, учит ориентироваться в шкале культурных ценностей.

Трудно переоценить роль фундаментальных физических исследований в развитии техники. Говоря о связи между развитием физики и научно-техническим прогрессом, следует отметить, что эта связь двухсторонняя. С одной стороны, достижения физики лежат в основе развития техники. С другой - повышение уровня техники создаёт условия для интенсификации физических исследований, делает возможным постановку принципиально новых исследований.

Воздействуя решающим образом на научно-технический прогресс, физика тем самым оказывает существенное влияние и на все стороны жизни

общества, в частности на человеческую культуру. В данном случае имеется виду непосредственное влияние физики на культуру, позволяющее говорить о физике как о компоненте культуры. Иными словами, речь идёт о гуманитарном содержании самого предмета физики, которое связано с развитием мышления, формированием мировоззрения. Имеется ввиду органическая связь физики с развитием общественного сознания, с воспитанием определённого отношения к окружающему миру. Нет необходимости доказывать, что современное миропонимание - важный компонент человеческой культуры. Каждый культурный человек должен хотя бы в общих чертах представлять, как устроен мир, в котором он живёт.

Современную физика вносит существенный вклад в выработку нового стиля мышления, которое можно назвать планетарным мышлением. Помогая ориентироваться в шкале жизненных ценностей, физика способствует в, конечном счёте, в выработке адекватного отношения к окружающему миру и, в частности, активной жизненной позиции: любому человеку нужно знать, что мир в принципе познаваем.

Во-первых, курс физики должен не только служить источником фундаментальных знаний о законах природы и практическом использовании этих законов для целей научно-технического прогресса, но и вносить существенный вклад в развитие обучающегося, воспитывать его, учить ориентироваться в шкале ценностей.

Во-вторых, курс физики должен быть открыт на остальные учебные предметы - не только на математику и информатику, но и на химию, биологию, географию, а также в известной мере на гуманитарные предметы. Вместо обособления, сосредоточения и сугубо физических проблемах необходимо межпредметное взаимодействие, выход за рамки собственно физики.

В-третьих, курс физики должен быть ориентирован не только на научно-технические вопросы, но на всю нашу действительность во всем ещё многообразии на жизненно важные проблемы.

Таким образом, курс физики должен быть перестроен в направлениях, во-первых, гуманитаризации, во-вторых, обеспечения современного методологического уровня, в-третьих, интеграции и решительного приближения к жизни.

В связи с гуманитаризацией образования, под которой понимается поворот образования к проблемам развития личности, воспитания гражданских качеств, развития мышления, приобщение к культурным ценностям, идёт постоянное увеличение в учебных планах числа предметов общественно-гуманитарного цикла. Проблема гуманитаризации образования должна решаться, прежде всего, не перераспределением часов между естественными и гуманитарными предметами в пользу последних, а за счёт усиления гуманитарной направленности всех учебных предметов и прежде всего физики. Для этого надо перестроить преподавание физики таким образом, чтобы выявить и активно использовать ее огромный гуманитарный потенциал.

Что же понимать под гуманитарным потенциалом физики? Во-первых, нравственное начало, которое связывают с понятиями «правда фактов» и

суждений. Физика имеет дело с истинами, не зависящими от моды, традиций и авторитетов. Во-вторых, мировоззренческое начало, священное с пониманием того, как устроен и как развивается мир, какого место человека в нем. Именно физика исследует первоначало вещей и первопричины явлений, вопросы о сущности измерительного акта, методах познания мира. В-третьих, эстетическое начало, связанное с пониманием красоты мира через его единство и гармонию. В-четвёртых, гражданское начало, связанное с воспитанием чувства личной сопричастности всему происходящему в мире, личной ответственности за будущее этого мира. Но гуманитарное содержание физики на этом не исчерпывается. Она самым существенным образом воздействует на мышление человека, активно способствует формированию системы основных концепций общества на данном этапе.