Современные тенденции развития наноэлектромагнетизма



ANK

Научно-исследовательское учреждение «Институт ядерных проблем» Белорусского государственного университета

FANEM'12

СОВРЕМЕННЫЕ ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ НАНОЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМА

Аналитический обзор

Минск Издательский центр БГУ 2012 Рекомендовано Ученым советом НИУ «Институт ядерных проблем» БГУ 25 апреля 2012 г., протокол № 162

> Составители: Г. Я. Слепян, С. А. Максименко, П. П. Кужир

Современные тенденции развития наноэлектромагнетизма : ана-С56 лит. обзор / НИУ «Ин-т ядерных проблем» БГУ ; сост. Г. Я. Слепян, С. А. Максименко, П. П. Кужир. — Минск : Изд. центр БГУ, 2012. — 71 с. ISBN 978-985-553-042-9.

В данном аналитическом обзоре сформулированы тенденции развития наноолектромагнетизма — новой области науки, представляющей собой синтез классической раднофизики и электродинамики с квантовой теорией твердого тела, статистической физикой, физической кинетикой, квантовой химией, вычислительной математикой. Проанализированы вероятные пути развития наноэлектромагнетизма и будущие приложения его в различных областях науки, техники, медицины. В основу обзора положены ключевые лекции, доклады и дискуссии на Международной научной конференции «Фундаментальный и прикладной наноэлектромагнетизмо» (FANEM'12), (Минск, 22—25 мая 2012 г.).

Адресуется специалистам в области нанотехнологий, физики и химии наноструктур, электродинамики, физики и химии твердого тела, органической химии, радиои напоэлектроники, фотоники, материаловедения, биофизики, а также студентам старших курсов, магистрантам и аспирантам соответствующих специальностей.

> УДК 537.8-022.532 ББК 22.33

14IIN 978 985 553-042-9

© НИУ «Институт ядерных проблем» БГУ, 2012

Оглавление

Международная конференция «Фундаментальный и прикладной
наноэлектромагнетизм» (FANEM'12)
1 лава 1. Наноэлектроника; аналитический обзор
1.1. Вводные замечания
1.2. 1 ипы и характеристики микрорезонаторов
1.5. Наноструктурные линии передачи. Теория длинных линий в
наноэлектронике
1.4. Наноантенны
1 Лава 2. Нанофотоника: аналитический обзор
2.1. Взаимодеиствие света с полупроводниковыми наноструктурами
2.2. Наноэлектронные элементы как структурированные фотонные
22 Данти с стат та
2.5. Гежим сильной связи при взаимодействий света с наноструктурами34
2.4. Голь локальных полеи при взаимодеиствии наноструктур с квантовым
25 Output active manufacture manufacture active act
2.5. Оптические нелинсиности наноструктур
1 лава 5. Синтез наноэлектромагнетизма с другими науками
39
3.2. паноэлектромагнетизм и теоретическая физика
3.2.2. Конценция квазичастиц
3.2.2. Физика открытых квантовых систем
3.2.4. Кракторов торыхочного квантования и нанофотоника
3.2.5. Теория начатой и полотой и полото
5.2.5. Геория неустоя налогистро конструктивности 4/
41 Нанопепи и наноантении
4 1 1 Теорема взаимиости или изиозитети
412 Спектральные уарактеристики ситиалов 40
413 Синтез макросконциеской и микросконциеской отокторания 49
414 Компьютерное монеширование энектромогритерного нона
окрестности ребер и острий
415. Электрические нацонени и напозителни на плоских слову графата
1.1.5. Олоктри юские наноцени и наноантенны на плоских слоях графена.
4.2. Прикцалной наноэлектромагнетизм и нанофотоника
4.2.1. Электромагнитная совместимость в нанофотонике 52
state of the point of the the of the the of the

3

4.2.2. Квантовый компьютинг и квантовая информатика	53
4.2.3. Наноструктуры в оптоэлектронике и солнечной энергетике.	53
4.2.4. Тепловые наноантенны.	54
4.2.5. Раби-волны.	54
4.2.6. Дисперсия фотонных состояний в экситонных композитах	56
4.3. Композитные материалы и неупорядоченные структуры	57
4.3.1. Метаматериалы	57
4.3.2. Синтез неупорядоченных композитных материалов на	основе
углерода	58
4.3.3. Экспериментальное исследование электромагнитного	отклика
полимерных композитов на основе различных форм наноуглерода	в X (8-
12 ГГц), Ка (26-37 ГГц) и W (78-118 ГГц) частотных диапазонах	60
4.4. Наноструктуры в биофизике и медицине	63
Литература	63

СОВРЕМЕННЫЕ ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ НАНОЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМА

Аналитический обзор¹

Г.Я.Слепян, С.А.Максименко, П.П.Кужир НИИ ядерных проблем БГУ

Международная конференция «Фундаментальный и прикладной наноэлектромагнетизм» (FANEM'12)

Быстрый прогресс в синтезе различных наноструктур и их удивительные физические и химические свойства, отличные от свойств макроскопических образцов, привели значительному объемных К И потенциально долговременному росту вложений человеческих и финансовых ресурсов в эту область по всему миру. Никакая другая область материаловедения не объединяет в такой мере прогресс в фундаментальных исследованиях с быстрым предложением реализации в новых приборах и изделиях, имеющих как существенное социальное значение так и значительный коммерческий потенциал. Такой потенциал наноразмерных элементов И наноструктурированных управления контроля материалов ДЛЯ И обусловил новой электромагнитными полями введение недавно исследовательской наноэлектромагнетизма которая, дисциплины концептуально, классической электродинамики является синтезом С современными методами и подходами физики конденсированного состояния. Для того что бы сохраниться в русле главного направления развития нанонауки и нанотехнологий, наноэлектромагнетизм, как и любое новое междисциплинарное исследовательское направление, нуждается В интенсивном обмене знаний между различными научными сообществами: фундаментальный и прикладной электромагнетизм, химия и технология

¹ Обзор подготовлен по результатам прошедшей в БГУ Международной научной конференции "Фундаментальный и прикладной наноэлектромагнетизм" (FANEM'12, 22-25 мая 2012г) и в рамках выполнения проекта FP7-266529 BY-NanoERA 7-ой рамочной программы Евросоюза. Авторы выражают признательность участникам международного консорциума проекта FP7-266529 BY-NanoERA, в частности, профессору А. Хоффману (Технический университет Берлина, Германия), Др. Стефано Белуччи (Национальный институт ядерной физики, Фраскати, Италия) за сотрудничество при подготовке обзора. Авторы благодарны сотрудникам лаборатории электродинамики неоднородных сред НИИ ЯП БГУ Е.Ерчаку, Д.Быченку, О.Поддубской, А.Плющу за помощь в оформлении Обзора.

наноструктур и наноструктурированных материалов, физика наноструктурированных систем, и т.п.

Ожидаемый вклад в научные области, соответствующие тематике конференции:

Целью проведения конференции является обсуждение следующих вопросов:

- **ü** электромагнитные эффекты в наноструктурах: моделирование и эксперимент,
- **ü** углеродные нанотрубки, графен и другие формы наноуглерода в электромагнетизме,
- **ü** нано-резонаторы, -антены, -линии передачи,
- **Ü** оптическая нелинейность на наноуровне,
- **ü** наноструктурированные композиционные материалы и тонкие пленки: синтез и физико-химические свойства,
- **Ü** наноструктурированные композиционные материалы для электромагнитной защиты и защиты от ионизирующих излучений,
- **Ü** упорядоченные наноструктуры и метаматериалы для управления электро-магнитными полями,
- **Ü** биомедицинские применения металлических наночастиц и наноуглерода,
- **ü** манипулирование квантовым светом и однофотонные приборы;

а также обеспечение широких контактов специалистов в различных областях синтеза и применения наночастиц и наноструктурированных материалов с их коллегами, работающими в области электромагнитной теории и прикладного электромагнетизма. Эти обсуждения стимулируют развитие наноэлектромагнетизма и направленны на выработку общего научного языка и формулировку проблем электромагенитизма и фотоники для сообщества специалистов, работающих в области современнного материаловедения. Таким образом, область интересов конференции, - это различные аспекты теории, моделирования, разработки, синтеза, характеризации и применений тонкопленочных наноструктур, коммерческих покрытий ОТ ДО метаматериалов и компонент электрических цепей и наноприборов.

Со-председатели организационного комитета:

Oleg	IVASHKEVICH	Inst. for	Physical-	Chemical	Problems,	BSU	(Minsk,
		Belarus);					
Sergey	MAKSIMENKO	Inst. for	Nuclear Pro	blems, BSU	l (Minsk, Be	elarus);	

Члены организационного комитета:

Marina	DEMIDENKO	Inst. for Nuclear Problems, BSU (Minsk, Belarus);
Ekaterina	KOROLEVA	Belarusian National Technical University (Minsk Belarus);

Polina	KUZHIR	Inst. for Nuclear Problems, BSU (Minsk, Belarus);
Yves	MAISONNY	European Commission Research and Innovation DG - Unit
		D3 - International cooperation projects (Brussels,
		Belgium);
Sergev	MAKSIMENKO	Inst. for Nuclear Problems, BSU (Minsk, Belarus);
Olga	MEEROVSKAYA	Belarusian Institute of System Analysis and Information
8		Support of Scientific and Information Sphere, BelISA
		(Minsk, Belarus);
Lvudmila	MITINA	ISTC (Moscow, Russia);
Ålexander	LOBKO	Inst. for Nuclear Problems, BSU (Minsk, Belarus);
Π		
<u>IIporpamm</u>	<u>ныи комитет:</u> реценост	National Institute of Nuclear Division Fragmenti Italy
Sterano	BELLUUUI	National Institute of Nuclear Physics, Frascati, Italy;
victor	BORISENKO	Mingh Delement
Donal	DIVACIIIZOV	Willisk, Belarus;
Pavel	DIACHKUV	Institute of General and morganic Chemistry RAS,
Common	CADONENIZO	Moscow, Russia,
Sergey	GAPUNENKU	Institut für Eastleärnamhusile TU Darlin, Commony
Axei		Institut für Festkorperphysik, 10 Berlin, Germany;
Maria	KAFESAKI	Institute of Electronic Structure and Laser, Herakilon,
		Crete; Neuropitical State Technical Univ. Neuropitical Dussia.
Oleg	KIBIS VILIN	Novosibirsk State Technical Univ., Novosibirsk, Russia;
Sergel	KILIN KOTSH KOVA	Instit. Of Physics NAS B, Minsk, Belarus;
Rumiana	KOISILKOVA	Central Lab. of Physico-Chemical Mechanics BAS, Sofia,
р и		Bulgaria;
Polina	KUZHIK	Inst. for Nuclear Problems, BSU (Minsk, Belarus);
Vladimir	KUZNEISOV	Institute of Catalysis, Novosibirsk, Russia;
Philippe		Univ. of Namur (Namur, Belgium);
Akhlesh	LAKHTAKIA	Pennsylvania State University, State College, USA;
Giovanni	MIANO	Università degli Studi di Napoli Federico II, Napoli, Italy;
Elena	OBRAZISOVA	General Physics Institute of RAS, Moscow, Russia;
Alexander	OKOTRUB	Inst. of Inorganic Chemistry SB RAS, Novosibirsk,
	GUENDEDOUA	Kussia;
Olga	SHENDEKOVA	Intern. Technology Center, (Raleigh, USA);
Yuri	SHUNIN	Information Systems Management Institute, Riga, Latvia;
Gregory	SLEPYAN	Inst. for Nuclear Problems, BSU (Minsk, Belarus);
Y Uri	SVIKKU	University of Eastern Finland, Finland;
Christian	THOMSEN	Institut für Festkorperphysik, IU Berlin, Germany;
Gintaras	VALUSIS	Semiconductor Physics Institute, Vilnius, Lithuania;
Qun	WU	Harbin Institute of Technology, Harbin;

Наноэлектромагнетизм как исследоватеольская дисциплина и концепция был введен совсем недавно, 6-7 лет назад. И, таким образом, его предмет только начинает привлекать внимание исследовательского сообщества. Особенно такой интерес становится заметным по мере перехода публикаций по наноэлектромагнетизму из физических журналов, таких Physical Review и Journal of Applied physics, в инженерные IEEE журналы. Множество прикладных статей опубликованы по электромагнитным приложениям наноструктур и композитов, но зачастую особенности, обусловленные приставкой нано, игнорируются. Для преодоления этой проблемы был организован целый ряд международных мероприятий, подобных специальным сессиям по наноэлектромагнетизму на ежегодных главных событиях IEEE antenna and propagation society в 2008 и 2010 гг, и т.п. В мае 2011 специальная сессия по наноэлектромагнетизму была организована на международной конференции по физике, химии и применениям наноструктур (Nanomeeting 2011), которая привлекла широкое внимание международного наносообщества. Успех проведенной сессии явился одной из главных мотиваций для организации FANEM'12.

Глава 1. Наноэлектроника: аналитический обзор

1.1. Вводные замечания

Прежде чем приступить к обзору конкретных элементов и устройств наноэлектроники, следует сделать одно замечание общего характера. В течение ряда лет развитие радиофизики шло по пути повышения рабочих частот: от СВЧ-диапазона – к мм- и субмм- волнам. Ввиду ограничений технологического характера реализация пассивных элементов, размеры которых соизмеримы с длиной волны, становилась проблематичной. Это привело к отказу от использования электрических цепей с сосредоточенными постоянными и линий передачи с ТЕМ – волнами. Проблематичной была реализация полых одномодовых волноводов и резонаторов: обработка поверхности с требуемым классом чистоты была невозможной, что приводило к недопустимо высокому уровню тепловых потерь при рассеянии рабочих мод на случайно-нерегулярных поверхностях.

Реально размеры основных элементов существенно превышали длину волны, что приводило к многомодовой природе электромагнитного поля. Это приводило к трудностям при частотной перестройке, ограничениям диапазона рабочих частот, большой чувствительности элементов к погрешностям их настройки. Поэтому радиофизика мм- и субмм- диапазонов заимствовала принципы формирования поля в оптике видимого света. В качестве рабочих полей фигурировали волновые пучки типа Гаусса-Эрмита и Гаусса-Лагерра. Соответственно, в качестве линий передачи использовались линзовые и апертурные линии, а в качестве резонаторов – интерферометры Фабри-Перо с плоскими, либо фокусирующими зеркалами.

Появление нанотехнологий и основанных на них элементов в корне изменило данную тенденцию: в мм-, субмм-, терагерцовой и даже оптической областях появились элементы, размеры которых были значительно меньше длины волны, либо сравнимы с ней. Это изменило тенденцию на противоположную: принципы формирования поля, характерные ДЛЯ низкочастотной радиотехники, стали продвигаться в область более высоких частот. В частности, для терагерцовой и даже оптической области стали возможны одномодовые элементы (фотонные кристаллы, длинные линии, микрорезонаторы) сосредоточенными И элементы с постоянными (электрические конденсаторы, индуктивности, резисторы).

Ниже мы рассмотрим ряд распределенных наноэлементов, структура поля в которых имеет одномодовую природу. При их использовании возникает потенциальная проблема преобразование их рабочих полей (так называемых ближних полей) в свободно распространяющееся электромагнитное излучение, не связанное с действием каких-либо направляющих поверхностей (поле излучения). Такое преобразование выполняется антеннами. В настоящие время развитие нанотехнологий привело к реализации различных типов наноразмерных антенн в терагерцовой и оптической области. Ниже мы также рассмотрим их основные разновидности.

1.2. Типы и характеристики микрорезонаторов.

Все типы микрорезонаторов основаны на способности различных поверхностей с высокой эффективностью отражать электромагнитные волны [1]. К простейшим относятся двухзеркальные резонаторы с фокусирующими зеркалами (Рис. 1.1). Пусть угол падения плоской волны на одиночное зеркало равен Θ , тогда тангенциальная компонента волнового вектора $k_{\perp} = k \cos q$. При наличии двух параллельных зеркал условие резонанса имеет вид: $k_{\perp}L = mp$, где *m*- целое число, L – расстояние между зеркалами. В результате спектр собственных мод определяется частотами

$$w = \frac{mpc/L}{\sqrt{n^2 - \sin^2 q}}, \quad (1.1)$$

п-показатель преломления материала зеркал.



Рис. 1.1 Двухзеркальный резонатор с фокусирующими зеркалами.

Существенная особенность рассматриваемых мод – их дискретный спектр и полная локализация в пространстве между зеркалами. Данная ситуация обусловлена существенной идеализацией задачи (бесконечная протяженность зеркал и абсолютное отражение от них). Реально для возбуждения микрорезонатора одно из зеркал снабжается апертурой и возбуждение резонатора осуществляется сфокусированным волновым пучком, падающим извне на апертуру. Наличие апертуры существенно изменяет структуру спектра: появляются моды, существенно локализованные в окрестности апертуры (Эйри-моды [1]).

Другая возможность реализации планарного микрорезонатора – использование металлических зеркал [1]. Важнейшими физическими характеристиками микрорезонаторов являются добротность заданной моды и разность частот двух соседних мод. Добротность (Q-фактор) определяется как

$$Q = \frac{W_0}{dW_0},\tag{1.2}$$

где ω_0 – резонансная частота, $\delta\omega_0$ – ширина резонансной линии. Плотность частотного спектра резонатора удобно характеризовать безразмерным параметром

$$F = \frac{\Delta W_0}{dW_0},\tag{1.3}$$

где $\Delta\omega_0$ – разность между соседними частотами спектра. Следует заметить, что для микрорезонаторов характерно условие $\Delta\omega_0 \sim \delta\omega_0$, ввиду чего Q~F. Иная ситуация имеет место в объемных СВЧ-резонаторах большого размера, где $\Delta\omega_0 <<\delta\omega_0$ и, соответственно, Q>>F. Для планарных микрорезонаторов с металлическими зеркалами в оптическом диапазоне типичные значения Q~500 (для сравнения укажем, что сверхпроводящие СВЧ-резонаторы могут иметь добротность Q~ 10⁸ - 10⁹).

Еще одна возможность реализации высокоэффективных зеркал – использование брэгговских диэлектрических отражателей [1]. Одиночное зеркало представляет собой планарную структуру из N диэлектрических, либо

полупроводниковых слоев с чередующимися значениями толщины и показателя преломления. В системе возникает эффект брэгговской дифракции (парциальные волны, отраженные от различных слоев складываются синфазно). В результате образуются интервалы частот, в которых имеет место весьма сильное отражение. Использование двух таких отражателей (Рис.1.2) порождает спектр собственных мод. Такие структуры характеризуются величинами $Q\sim10^6$.



Рис. 1.2 Микрорезонатор с брэгговскими отражателями.

Широкий класс микрорезонаторов характеризуется непланарной геометрией – сферические отражатели (Рис. 1.3).



Рис. 1.3 (a,b) Процесс получения золотых сферических зеркал, (c) SEM- и оптические изображения зеркал диаметром 5 мкм.

Физическая реализация: диэлектрические сферы, микронные пузырьки воздуха в охлажденном стекле и т.д. [1]. Внимание к таким структурам определяется наличием специфических механизмов отражения света от искривленных поверхностей. В частности, для золотых сферических зеркал с радиусом ~ 100 мкм при соответствующем качестве обработки поверхности достижим коэффициент отражения R~ 0.9999984 [1], что отвечает Q~ 10^8 . Для радиусов ~ 1 мкм, – Q~ 10^8 .

Теория сферических микрорезонаторов строится на основе теории Ми дифракции электромагнитных волн на диэлектрическом теле. Задача

дифракции решается методом разделения переменных в сферической системе координат [2]. Искомое решение представляется в виде разложения по присоединенным полиномам Лежандра. В пределе отсутствия стороннего поля задача дифракции также может иметь нетривиальные решения, которые отвечают собственным модам сферического резонатора. Их спектр дискретен, а собственные частоты комплексны даже при отсутствии потерь в среде. Физически это отвечает потерям на излучение.

Из теории Ми следует, что для криволинейных поверхностей также возможен эффект полного внутреннего отражения (схематически геометрия показана на Рис.1.4). Коэффициент отражения при этом определяется выражением

$$\ln(1-R) = -\frac{4pr}{l}h\left[\ln\left(h + \sqrt{h^2 - 1}\right) - \sqrt{1 - \frac{1}{h^2}}\right],$$
(1.4)

где $h=n\cos\alpha$, где α – угол падения на криволинейную поверхность, ρ – радиус кривизны. Из (1.4) следует, что отражение от искривленной поверхности при скользящем падении ($\alpha \ge \pi/2$) для сферы может быть эффективнее, чем для планарной структуры. Скользящее падение отвечает существованию набора специфических мод (так называемых мод «шепчущей галереи»). Для этих мод характерна локализация поля вблизи поверхности и исключительно высокая добротность. Отметим, что моды шепчущей галереи существуют и в двумерных структурах, например, в микрорезонаторах в форме дисков. Так, для дисков диаметром 2 мкм из AlO_x, размещенных в GaAs, получены значения Q>10⁴.



Рис. 1.4 (а) Туннелирование при полном внутреннем отражении, (б) конформное отображение и (в) оптический потенциал

Из других типов микрорезонаторов отметим резонаторы на поверхностных плазмонах. Такие плазмоны существуют в металлических нановолокнах из благородных металлов, распространяются вдоль плоских границ металла с диэлектриком, либо полупроводником. При наличии сильных отражений от неоднородностей, плазмоны порождают резонансные моды. Поле резонансных мод локализуется вблизи поверхности, но природа локализации отличается от волн шепчущей галереи. Для плазмонов локализация не связана с влиянием кривизны, а обусловлена сильным замедлением внутри металла.

В заключение, следует отметить, что известные типы микрорезонаторов отличаются широкими диапазонами физических принципов и технических характеристик. Одним из принципиальных отличий от макросистем является возможность геометрических резонансов даже при размерах полости, малых по сравнению с длиной волны в окружающей среде (или вакууме). Причина – высокая удельная поляризуемость многих типов наноструктур, не свойственная другим материалам и средам.

1.3. Наноструктурные линии передачи. Теория длинных линий в наноэлектронике.

В данном разделе мы рассмотрим наноструктурные линии передачи. Для них характерно большое разнообразие технических решений: металлические проволоки с поверхностными плазмонами [3], полупроводниковые нанопроволоки с экситон-поляритонами [4], одностенные и многостенные углеродные нанотрубки [5, 6] и др. Теоретическим аппаратом для анализа линий передачи в классической радиотехнике является теория длинных линий и телеграфных уравнений. Существенно, что ее удалось распространить на наноструктурные линии, столь различные по своим физическим принципам. В данном разделе мы проиллюстрируем ее на примере одностенных углеродных нанотрубок и отметим наиболее принципиальные особенности.

Необходимо подчеркнуть, что попытка механически распространить опыт классической радиотехники на нанообъекты не оказывается успешной. макроскопические Причина TOM. что проводники проводящие В И взаимодействуют наноэлементы с электромагнитным излучением ПО Действительно, различным законам. макроскопические металлические образцы в сверхчастотном электромагнитном поле ведут себя подобно идеальным проводникам. Это означает, что электромагнитное излучение почти полностью отражается от границ металла. Прошедшее внутрь металла излучение сосредотачивается в тонком приповерхностном слое и потому поглощением взаимодействие характеризуется весьма малым (такое электромагнитного излучения с веществом называется скин-эффектом [7]). В связи с этим при передаче электромагнитного излучения по проводу, либо по линии из двух проводов (двухпроводной линии) движение основной части электромагнитной энергии происходит в свободном пространстве, хотя и направляется проводами. Скорость движения волны близка к c, а волновое сопротивление таких линий передачи близко к $Z_0 = 120p$ Ом, что делает их согласование со свободным пространством сравнительно несложным.

Скин-эффект Лля нанообъектов положение оказывается иным. невозможен в принципе (радиус нанопровода существенно меньше толщины скин-слоя для практически любого материала). В результате распространение волны сопровождается ee сильным замедлением И существенным поглощением. Можно сказать, ЧТО такая волна не является чисто в ее формировании электромагнитной _ существенно участие частиц конденсированной материи (электронов проводимости В металлах, электронно-дырочных полупроводниках). пар В Фактически, В конденсированной среде образуются связанные состояния заряженных частиц и фотонов. Эти состояния имеют квантовую природу; в частности, они характеризуются дискретными значениями энергии (эти состояния часто называются квазичастицами [8]).

Возможность существования квазичастиц различных типов является характерным свойством нанообъектов. В качестве примеров можно отметить плазмоны в нанопроводах из благородных металлов [8] и экситон-поляритоны в полупроводниковых нанопроводах [8]. Подобные квазичастицы существуют и в углеродных нанотрубках. Они представляют собой связанные состояния фотонов и π -электронов атомов углерода.

Рассмотрим проводящую углеродную нанотрубку диаметра d, расположенную над заземленной полуплоскостью параллельно последней на расстоянии а от нее (Рис. 1.5а). Пусть нанотрубка находится под переменным электрическим потенциалом. В результате по нанотрубке течет переменный электрический ток. Если частота приложенного напряжения достаточно велика (составляет величину ~ 100 ÷ 10000 Гц), электромагнитное поле, распространяясь оси нанотрубки, испытывает вдоль существенное запаздывание. Это означает, что между токами (и напряжениями) в различных точках вдоль оси нанотрубки существует фазовый сдвиг, зависящий от частоты.



Рис. 1.5 Углеродная нанотрубка над заземленной плоскостью (а) и эквивалентная схема для одиночной нанотрубки над заземленной плоскостью (б).

Зависимость наводимого тока от приложенного напряжения определяет характеристики нанотрубки как электрического проводника. С различных позиций эта задача рассматривалась в работах [9-18]. Прежде всего, отметим, что проводимость нанотрубки определяется не классическими, а квантовыми законами движения л-электронов. Процесс переноса заряда под действием приложенного напряжения осуществляется по нескольким независимым каналам, имеющим различную квантовую природу. Во-первых, электроны проводимости могут иметь противоположно направленные спины (спиновое вырождение). Далее, для каждой ориентации спина зонная структура нанотрубки в точке уровня Ферми двукратно вырождена. Таким образом, в проводящей нанотрубке имеется четыре параллельных канала, каждый из которых вносит идентичный вклад в полный ток, и это должно учитываться при построении эквивалентной электрической схемы нанотрубки (рис. 1 б). Согласно [11-18], нанотрубка может рассматриваться как бесконечно длинная электрическая цепь, единичный интервал которой характеризуется тремя электрическими параметрами L_k , C_o , C_{EC} , которые называются, кинетической индуктивностью, квантовой соответственно, емкостью и электростатической емкостью. Они имеют различную физическую природу и ниже будут рассмотрены независимо.

Энергия носителей заряда в нанотрубке длиной L_{nt} квантуется. Квант энергии $dE = hu_F / L_{nt}$, где u_F – скорость электронов в Ферми-точке нанотрубки. Кванту энергии dE соответствует величина тока I = 2edE/h [16]. В классической магнитостатике запасенная энергия магнитного поля W связана с протекающим по проводнику током равенством $W = LI^2/2$ [7]. Коэффициент пропорциональности L называется индуктивностью определяется И геометрией проводника и магнитными свойствами материала. Индуктивность характеризует способность системы запасать магнитную энергию. Квант энергии dE, величина тока и кинетическая индуктивность L_k связаны равенством $dE = L_k I^2 / 2$. Величина L_k играет применительно к нанотрубке роль индуктивности *L* для обычного макроскопического проводника. Легко видеть, что кинетическая индуктивность пропорциональна длине нанотрубки, поэтому способность нанотрубки удобно характеризовать запасать энергию посредством удельной кинетической индуктивности, приходящейся на единицу длины:

$$L_k = \frac{L_k}{L_{nt}} = \frac{h}{2e^2 u_F}.$$
(1.5)

Кинетическая индуктивность определяется электронной структурой материала через фермиевскую скорость, но не зависит явно от радиуса нанотрубки. Формула (1.5) относится к одиночному каналу проводимости. Однако, как было сказано выше, имеется четыре параллельных канала. Полная индуктивность при этом отличается от (1.5) фактором 1/4, показанным на Рис. 1.5 б.

Электрическое напряжение, приложенное к нанотрубке, наводит на ней поверхностные заряды, аккумулирующие электрическую энергию. Эта энергия связана с величиной заряда Q равенством $W = Q^2/2C_{EQ}$, где C_{EQ} – коэффициент пропорциональности, называемый электростатической емкостью [7]. Для бесконечно длинной нанотрубки удобно ввести энергию и заряд на единицу длины. Тогда C_{EQ} будет характеризовать способность единичного участка нанотрубки запасать электрическую энергию. Величина C_{EQ} выражается равенством [16]:

$$C_{EQ} \cong \frac{2p}{\ln(a/d)} E_d, \tag{1.6}$$

где E_d – диэлектрическая проницаемость окружающей среды. Равенство (1.6) обеспечивает погрешность ~1% при a > 2d.

Понятие электростатической емкости относится к классическому проводнику, заряд которого (а соответственно, и энергия) может быть изменен на бесконечно малую величину. Нанотрубка является квантовым проводником, энергия которого изменяется квантами величины *dE*. Энергии *dE*

соответствует один электрон с зарядом *e*. Поэтому истинная электрическая емкость нанотрубки представляет собой последовательное соединение электростатической емкости C_{EQ} и квантовой емкости C_Q . Квантовая емкость определяется равенством $e^2/2C_Q = dE$ [16]. Для квантовой емкости на единицу длины получаем:

$$C_{Q} = \frac{8e^2}{hu_F}.$$
(1.7)

Величина (1.7) относится к одиночному каналу проводимости. Учет четырех параллельно соединенных каналов приводит к четырехкратному увеличению полной квантовой емкости, как это показано на Рис. 1.5 б.

Итак, углеродную нанотрубку в сверхвысокочастотном и терагерцовом диапазонах можно рассматривать как линию передачи, эквивалентная схема которой показана на Рис. 1.5 б. Погонные параметры линии передачи определяются выражениями (1.5)-(1.7). Эти утверждения позволяют, ввести погонный заряд Q(z) и погонный ток I(z), которые связаны дифференциальными уравнениями

$$\begin{cases} (jwL_t + R_t)I = -\frac{1}{C_t}\frac{\partial Q}{\partial z} \\ jwQ = -\frac{\partial I}{\partial z} \end{cases}, \tag{1.8}$$

где $L_t = L_k + L_m$, $R_t = \nu L^k$, $C_t^1 = C_e^1 + C_Q^1$, ν – феноменологический параметр, определяющий диссипативные потери в линии и называемый частотой релаксации [19]. Легко видеть, что (1.8) имеют форму обычных телеграфных уравнений. Однако, природа погонных параметров в них существенно отлична от обычных электротехнических параметров, что ведет к ряду кардинальных отличий.

Во-первых, вдоль нанотрубки может распространяться электромагнитная волна с фазовой скоростью

$$\mathbf{u} \approx 1/(L_k C_o)^{1/2} \cong \mathbf{u}_F,$$

причем величина u_F на два порядка меньше скорости света *с* в свободном пространстве. Это кардинально отличает нанотрубку от обычных макроскопических кабелей, используемых в радиотехнике (однопроводных, двухпроводных, коаксиальных, микрополосковых линий, полых волноводов и т.д. [2]). В линиях передачи радиодиапазона фазовая скорость волны близка к *с*, а в полых волноводах превышает ее. Замедление электромагнитной волны нанотрубкой было предсказано в работах [11-15, 18-21]. Следует подчеркнуть, что замедление волны по сравнению со свободным пространством обязательно

сопровождается концентрацией электромагнитного поля внутри нанотрубки и на ее поверхности [11, 12]. Это означает, что нанотрубки могут стать основой наноразмерных электрических цепей с очень высоким уровнем интеграции: близко расположенные провода не будут испытывать существенных паразитных взаимодействий и требовать специальных мер защиты.

Характеристический импеданс электромагнитной волны в углеродной нанотрубке определяется равенством $Z_0 \cong 4 (L_k/C_Q)^{1/2} \cong h/2e^2 = 12.5$ кОм. Это значение характеристического импеданса существенно выше, чем у радиоволноводов классических типов.

Уравнения, аналогичные (1.8), получены в [22] для плазмонных нанопроводов. На первый взгляд, применимость телеграфных уравнений к нанопроводам может показаться неожиданной. Действительно, в классической радиотехнике они применяются к линиям передачи с ТЕМ- и квази-ТЕМ волнами (двухпроводным, коаксиальным, микрополосковым и т.д.). Хорошо известно, что волны в нанопроводах кардинально отличаются наличием продольных значительных компонент. Здесь необходимо сделать характера. Применимость существенное замечание методического телеграфных уравнений вовсе не требует ТЕМ-структуры поля – она требует слабой частотной дисперсии. Электродинамический анализ (см., например, [11]) показывает, что такие моды действительно существуют в нанопроводах в широких частотных диапазонах. Для сравнения укажем, что в рабочих диапазонах полых волноводов (полосах одномодового режима) дисперсия значительна, что и определяет неоднозначность и невозможность корректного введения погонных параметров.

1.4. Наноантенны

Свободное электромагнитное излучение представляет собой поперечное поле, в котором напряженности электрического и магнитного полей Е и Н и единичный вектор направления распространения **m** образуют ортогональную тройку векторов. При этом выполняется равенство $E = Z_0[m, H]$, где величина Z₀ определяет количественную связь между напряженностями электрического и магнитного полей и называется импедансом среды [23]. Для вакуума Z₀ = 120π Ом и представляет собой фундаментальную физическую константу. С другой стороны, электронные приборы с размерами порядка де-бройлевской волны электрона имеют на постоянном токе сопротивление порядка кванта сопротивления $R_{Q} \cong h / e^{2} = 25$ кОм Отношение [24]. этих величин $a = Z_0 / R_o = e^2 / 2phc = 1/137$ (с — скорость света) представляет собой

фундаментальную физическую величину, называемую квантовой В электродинамике постоянной тонкой структуры [25]. Малость этой величины является краеугольных камней современной квантовой ОДНИМ ИЗ Фактически, электродинамики. она означает малость взаимодействия электрон-позитронного и электромагнитного полей (точнее, саму возможность разделения единого квантового поля на электромагнитное и электронпозитронное). Равенство отношения двух характерных импедансов именно этой величине, конечно, не является случайным. Оно означает принципиально разную структуру свободного (т.е. дальнего) и ближнего (т.е. связанного с квантовыми частицами) электромагнитных полей.

свидетельствует что свободного Сказанное 0 TOM. импеданс пространства для электромагнитного излучения и импедансы типичных наноэлектронных цепей оказываются рассогласованными. Поэтому излучение текущих в них токов является малоэффективным. С другой стороны, верна и электромагнитное излучение с малой обратная ситуация: свободное эффективностью возбуждает электрические токи в наноцепях. Поэтому в наноэлектронике необходимо принятие специальных мер по согласованию источников сторонних электродвижущих сил (э.д.с.) с наноцепями и наноцепей со свободным пространством. Проблема такого согласования, вообще говоря, была успешно решена в классической радиотехнике. Элементы, преобразующие ближнее (квазистационарное) поле электрических цепей в дальнее поле электромагнитного излучения носят название передающих антенн [26]. Соответственно, элементы, осуществляющие обратное преобразование, называются приемными антеннами [26] (в ряде случаев для них используется также термин «ректенны»). Элементы, соединяющие различные электрические цепи, называются интерконнекторами.

В настоящее время физика и техника наноантенн превратилась в широкую область исследований с разнообразными перспективами практических приложений. По ним опубликованы фундаментальные обзоры, представляющие предмет с различных сторон (см., например, [16, 27, 28]). Наноантенны охватывают широкий частотный диапазон – от терагерцового до видимого оптического. Для них уже характерно большое разнообразие технических решений (их примеры показаны на рис. 1.6), в дальнейшем мы остановимся на них более подробно.

С концептуальной точки зрения важно отметить, что удалось установить соответствие между теорией наноантенн и макроскопических антенн радиодиапазона.



Рис. 1.6 Примеры IR и оптических антенн изготовленных Бореманном и сотрудниками: а) асимметричная спиральная антенна [29], b) микрополосковая вибраторная антенна [30], c) спирально квадратная антенна [31], d) фазированная антенная решётка [32].

Поле в дальней зоне антенны удобно описывать в сферической системе координат (r, j, q), связанной с центром антенны. Оно характеризуется компонентами

$$E_q = iZ_0 \frac{\exp(ikr)}{4pr} kF(q,j),$$

$$H_j = E_q / Z_0$$
(1.9)

где F(q, j) — фундаментальная характеристика антенны, называемая диаграммой направленности. Для нее в случае вибраторных антенн справедливо равенство [26]:

$$F(q) = \sin q \int_{-L_{tu}/2}^{L_{tu}/2} I(z) \exp(ikz \cos q) dz, \qquad (1.10)$$

где I(z) - распределение поверхностного тока.

Из (1.10) следует, что поле в дальней зоне антенны поляризовано, а структура поля не зависит от расстояния r между антенной и наблюдателем. Диаграмма направленности F(q) (как, впрочем, и все остальные параметры антенны) полностью определяется распределением плотности тока I(z).

Из других параметров, которыми характеризуются антенны, следует указать антенную эффективность (антенный к.п.д.), определяемый как

$$h = \frac{P_{pad}}{P_{pad} + P_{no2n}},\tag{1.11}$$

где P_{pad} , P_{nozn} – соответственно, излучаемая мощность и мощность, поглощаемая в антенне. Еще один существенный параметр, называемый коэффициентом направленного действия (КНД) определяется как

$$D(q,j) = \frac{4p}{P_{pa\partial}} P(q,j), \qquad (1.12)$$

где $P(\theta, \phi)$ – парциальная мощность, излученная в направлении (θ, ϕ). КНД характеризует способность антенны концентрировать энергию излучения в определенном направлении (наряду с (1.12) используется также коэффициент усиления, определяемый как $\eta D(\theta, \phi)$).

Для характеристики антенны существенно сопротивление излучения, которое вводится на основании определения

$$R_{\sum} = \frac{2P_{pad}}{\left|I\right|^2},\tag{1.13}$$

где *I* – амплитудное значение в какой-либо фиксированной точке, чаще всего в максимуме распределения. Наряду с (1.13), вводят также входное сопротивление антенны, определяемое как

$$R = \frac{2P}{|I|^2},$$
 (1.14)

где $P = P_{pad} + P_{nozn}$ – полная мощность в антенне.

В классической теории антенн широко используется теорема взаимности [2]. Это позволяет сделать вывод об идентичности всех параметров (1.11)-(1.14) соответственно, для приемной и передающей антенн. Поэтому теория строится для передающих антенн, а на приемные антенны полученные результаты переносятся автоматически. Существенно, что теорема взаимности при достаточно общих предположениях доказана в нанооптике, что позволяет для наноантенн использовать аналогичное соответствие. Тем не менее, к использованию теоремы взаимности для наноантенн следует относится с осторожностью. Она, в своей обычной форме, может нарушаться для полей, имеющих квантовую природу. При этом указанное соответствие между передающими и приемными антеннами не будет иметь места. Детальный анализ данной проблемы является предметом будущих исследований.

В качестве простейшего примера наноантенны оптического диапазона рассмотрим сферическую частицу из серебра или золота, в которой существует поверхностный плазмон [33-37]. Схема эксперимента показана на Рис. 1.7: металлическая частица помещена на острие стеклянной иглы и возбуждается одиночной молекулой (на вставке показано изображение образца, полученное с расстояния 80 нм



Рис. 1.7 Оптическая антенна в виде золотых или серебряных наночатиц помещенных на острие стеклянной иглы.

от золотой частицы при помощи сканирующего электронного микроскопа). Эксперименты показали, что антенный к.п.д. существенно зависит от расстояния между молекулой и частицей, а также от квантового выхода молекулы η_0 . При больших расстояниях *r* взаимодействие между молекулой и антенной быстро уменьшается (как r^{-3}), при малых расстояниях вся энергия При оптимальных расстояниях поглошается В антенне. vвеличение интенсивности составляет величину 10⁴-10⁶. Поиск оптимальных расстояний представляет собой трудную задачу, требующую совместного применения теоретических и экспериментальных методов. Для КНД имеет место зависимость $D(\theta, \phi) = (3/2)\sin^2\theta$ [26]. Это позволяет заключить, что излучательные свойства данной антенны идентичны свойствам идеального электрического диполя.

Управлять радиационными характеристиками можно, меняя геометрию антенны. Так, для антенн данного типа реализованы антенны в виде вытянутых сфероидов и проволок, позволяющие реализовать весьма сложные диаграммы направленности [26]. Антенны в виде кольца дают излучение, близкое к идеальному магнитному излучателю [26]. Еще одна возможность повышения КНД заключается в использовании многоэлементных антенн Удо-Яги (например, трех идентичных соосных вибраторов, ИЗ которых возбуждается только центральный, а два других являются пассивными и корректируют излучение [26]). Антенны, основанные на данном принципе, используются в макроскопической радиотехнике. Они имеют название «волновой канал» [26]: число вибраторов может составлять 10÷12, а длины быть неидентичными.

Для использования в качестве терагерцовых антенн перспективны углеродные нанотрубки. В некоторой степени, антенные свойства нанотрубок аналогичны свойствам макроскопических проволочных антенн радиодиапазона, хотя имеются и ряд существенных качественных отличий. Чтобы обсудить их наглядно, рассмотрим простую схему, предложенную в [15] и приведенную на Рис. 1.8. Поле, излучаемое любой антенной системой, определяется распределением в ней токов и напряжений. На Рис. 1.8.А показана полубесконечная разомкнутая линия из двух нанотрубок. Если токи в каждой трубке равны ПО величине и трубки идентичны, противоположно направлены. Поле в дальней зоне является суперпозицией создаваемых полей. отдельными трубками. Из-за противоположного направления токов эти поля практически полностью компенсируют друг друга, поэтому излучаемая мощность такой структуры близка к нулю.



Рис. 1.8. Полубесконечная разомкнутая линия из двух нанотрубок (А); если края разомкнутых нанотрубок отогнуты, система будет излучать электромагнитную энергию (В); вибраторная антенна (С); обобщенная схема антенны (D). Здесь $_{\lambda_p}$ – длина поверхностной волны, отличная от длины волны в свободном пространстве.

В качестве следующего шага рассмотрим показанную на Рис. 1.8.В структуру, в которой края разомкнутых нанотрубок длины $L_m/2$ отогнуты друг от друга на некоторый угол. Вклады отогнутых отрезков в дальнее поле уже не будут компенсировать друг друга. Это приведет к тому, что система будет излучать электромагнитную энергию. Эффект излучения наиболее ярко выражен, если угол изгиба равен 90° как это показано на Рис. 1.8С. Эта

структура представляет собой простейшую схему вибраторной антенны. Отогнутые отрезки проводов называют плечами вибратора. Если их длины одинаковы, вибратор называется симметричным. Двухпроводная линия подводит электромагнитную энергию к месту изгиба, то есть выполняет для антенны роль источника питания. Электрическое поле в точке изгиба формирует стороннее напряжение. Это поле является ближним в том смысле, что оно формируется и направляется проводами. Сказанное поясняет, в каком смысле антенна преобразует ближнего поля в дальнее и обратно. Токи в плечах вибратора, вызывающие излучение, создаются напряжением в узком зазоре между плечами. При этом излучательные свойства антенны не зависят от того, каким способом это напряжение создано. Двухпроводная линия в качестве питающего кабеля отнюдь не является единственным методом, напряжение может быть создано произвольным источником сторонней электродвижущей силы (э.д.с.). Таким образом, мы приходим к обобщенной схеме антенны, показанной на Рис. 1.8D в ней двухпроводная линия удалена и заменена источником сторонней э.д.с. произвольной физической природы, расположенным непосредственно в зазоре.

Bce сказанное В равной степени относится к обычным макроскопическим антеннам радиодиапазона И наноантеннам. Теперь остановимся на принципиальных отличиях, начиная с физической реализации схемы питания антенны. Для макроантенны роль источника э.д.с. играет задающий генератор (обычно реализуется на транзисторах, полупроводниковых диодах, электровакуумных приборах и т.д.). Некоторые из этих принципов переносятся в наноэлектронику и могут быть использованы в сочетании с наноантеннами. Однако, возможны и другие принципы существенно квантовой природы, не имеющие аналогов в классической радиотехнике. Это лазеры, источники спонтанного излучения и резонансной флуоресценции на атомах, молекулах, полупроводниковых квантовых точках и т.д. В качестве подводящих кабелей могут применяться как углеродные нанотрубки, так и нанопровода других типов, например, полупроводниковые нанопровода с экситонами, металлические плазмонные нанопроволоки.

Плотность электрического тока в плечах вибратора обычно распределяется по осциллирующему закону. Оптимальной с точки зрения эффективности излучения является ситуация, когда длина плеча порядка четверти периода. Действительно, если на плечах антенны укладывается большое число периодов, то токи на отдельных участках антенны оказываются противоположно направленными. При этом их вклады в дальнее поле в значительной степени компенсируют друг друга. В противоположном случае (когда длина плеча много меньше периода) суммарный ток уменьшается из-за укорочения плеча при заданной плотности тока, что ослабляет излучаемую мощность. Если говорить о макроскопических антенных вибраторах, то для них период изменения плотности тока равен длине волны l, т.е. оптимальная длина антенны l = l/2. Для антенн на углеродных нанотрубках период изменения плотности тока равен $2p/\tilde{h}$, где \tilde{h} – волновое число поверхностной волны. Это означает, что оптимальная длина антенны $l \sim l \operatorname{Re}(b)/2$, где b – коэффициент замедления. Таким образом, мы приходим к существенному качественному отличию макроскопических вибраторов и наноантенн: ввиду большой кинетической индуктивности последних оптимальная длина для них существенно (на два порядка!) меньше l/2 [15, 38, 39].

На Рис. 1.9 приведены полученные в [38] результаты расчетов величины F(q) для антенн на углеродных нанотрубках. Они показывают, что излучение наноантенн обладает свойством направленности.



Рис. 1.9. Диаграмма направленности для углеродной нанотрубки (9,0) в видимом диапазоне частот при $\lambda = 432,4$ нм при различных длинах нанотрубки и различных углах падения: a) $L_{nt}=\lambda$, $\theta_0=90^\circ$ б) $L_{nt}=2\lambda$, $\theta_0=90^\circ$, (c) $L_{nt}=\lambda$, $\theta_0=60^\circ$, d) – низкочастотный предел (нанотрубка существенно короче длины волны) [38].

До сих пор при рассмотрении антенных свойств мы пренебрегали тепловыми потерями на нанотрубках. Для их учета кинетическую индуктивность *L_k* в эквивалентной схеме на рис. 1.5 В достаточно заменить

последовательным соединением этой индуктивности и добавочного омического сопротивления. Фактически, это эквивалентно замене *iw* $L_k \rightarrow iw L_{k+} \Re$, где \Re – сопротивление нанотрубки на единицу длины. Величина \Re обычно берется из экспериментальных данных; согласно [15] ее величина составляет ~10 кОм/мкм. Для реализации высокоэффективных антенн необходимо выполнить условие малости потерь, что в нашем случае отвечает неравенству $w L_k >> 4 \Re$. Это соответствует диапазону частот $f > 400 \Gamma \Gamma$ ц, что и определяет диапазон, наиболее перспективный для использования антенн на углеродных нанотрубках.

Расчетам антенного к.п.д *h* посвящены работы [15, 38, 40, 41], и, например, в [38] получены значения $h \sim 10^{-5} - 10^{-6}$. Важно отметить, что эта величина существенно меньше значений *h*, типичных для проволочных макроантенн. В этой закономерности вновь отражается фундаментальное свойство наноантенн: сильное замедление токовых волн, обусловленное большими величинами кинетической индуктивности.

Как и в классической антенной технике, возможно повышение антенного к.п.д. и управление диаграммой направленности при переходе к многоэлементным антеннам. К настоящему времени уже описаны три типа антенн на углеродных нанотрубках, И Рис. многоэлементных 1.10 иллюстрирует возникающие возможности. В частности, для антенны в виде пучка из нанотрубок антенный к.п.д. может достигать величин *h* ~0.1 [40]. Конечно, физика процессов в многоэлементных наноантеннах и в их макроскопических аналогах существенно различается. Причина этого в наличии, наряду с обычным электромагнитным, еще и электронного взаимодействия между различными элементами наноантенны. Например, в антенне на многослойной углеродной нанотрубке возможны туннельные электронные переходы между различными слоями [41]. Иными словами, для каждого р -электрона нанотрубки вероятность быть обнаруженным в любом слое отлична от нуля. Фактически, нельзя объявить отдельный электрон принадлежащим конкретному слою – все электронные состояния в той или иной степени коллективизированы. В результате плотность тока в каждом слое уже не определяется полем, действующим только в данном слое, а зависит от полей и в других слоях. Наряду с собственной проводимостью отдельного слоя в системе возникают взаимные проводимости, быстро убывающие с расстоянием между слоями. Оптический отклик нанотрубки приобретает своеобразную радиальную нелокальность, приводящую к появлению новых типов волн (один из примеров – продольные электростатические волны [41],

существенно отличающиеся от поверхностных). Квантовые механизмы такого типа должны учитываться при проектировании наноантенн: они не имеют аналогов в классических макроантеннах и существенно меняют излучательные свойства.



Рис. 1.10 Бесконечная плоская решетка из углеродных нанотрубок равной длины (а), пучок из нанотрубок (б) и многослойная нанотрубка (в) как примеры многоэлементных наноантенн.

В заключение кратко остановимся на практических применениях наноантенн. Здесь, в первую очередь, следует отметить новые принципы спектроскопии и микроскопии высокого разрешения [42-48]. Эти применения в значительной степени основаны на способности наноантенн концентрировать ближнее поле в ограниченной области пространства (например, в окрестности сильно искривленных участков поверхности).

Глава 2. Нанофотоника: аналитический обзор

2.1. Взаимодействие света с полупроводниковыми наноструктурами

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) представляет собой кристаллы полупроводниковых соединений (CdSe, PbS, GaAs, InGaAs, др.), все

поперечные размеры которых сравнимы с радиусом Бора экситона данного материала. Движение носителей заряда (электронов и дырок) в КТ ограничено во всех направлениях, что приводит к дискретизации их энергетического спектра. Аналогично, если два из трех размеров кристалла сравнимы с радиусом Бора экситона, говорят о квантовой нити (квантовом проводе). Если один из трех размеров сравним с радиусом Бора экситона, говорят о квантовой нити и квантовой стенки также происходит дискретизация энергетического спектра, но в пространствах более низкой размерности.

Оптические свойства наноструктур в настоящее время являются исследований. Это объектом интенсивных связано с возможностью применения этих структур в современных микро- и оптоэлектронных приборах, для создания принципиально новых дисплеев и лазеров, солнечных элементов, устройств для передачи и обработки квантовой информации, в медицине – в качестве маркеров и сенсоров визуализации злокачественных опухолей на ранней стадии. Благодаря своим уникальным оптическим свойствам, нанокомпозиты на их основе находят применение в качестве активных сред лазеров на двойных гетероструктурах, обладающих сверхвысоким дифференциальным усилением. Одним из приоритетных направлений современной физики наноструктур являются исследования КТ в качестве логических элементов применимости ДЛЯ квантовых вычислений. Большие перспективы имеет применение КТ - метаматериалов для создания высокоэффективных солнечных батарей.

2.2. Наноэлектронные элементы как структурированные фотонные резервуары

В классической электронике действие внешних источников сводится к действию сторонних токов и сторонних электродвижущих сил (э.д.с.). При этом полностью отсутствует обратное действие электрической цепи на источник излучения. С математической точки зрения это отражается в том, что источники фигурируют как заданные правые части в уравнениях динамики. В такой ситуации свойства электронных элементов полностью характеризуются матрицами рассеяния (S-матрицами), связывающими комплексные амплитуды падающих отраженных [49]. Ввиду И волн одномодовой природы используемых полей достаточно ограничиться учетом распространяющихся волн, ввиду чего S-матрица имеет порядок 2×2. Другой подход основан на введении матрицы передачи (Т-матрицы), связывающей поля и токи в двух произвольно выбранных сечениях (определенных соответственно как входное

и выходное). Принципиально оба подхода эквивалентны; выбор одного из них в конкретных случаях определяется соображениями удобства.

Иная ситуация возникает в наноэлектронике, т.к. воздействие внешних источников имеет квантовую природу. Оно сопровождается обменом виртуальными частицами через квантовые резервуары и возбуждением квантовых флуктуаций, способных существенно изменить наблюдаемые величины [50]. При этом становятся существенными некоторые другие характеристики элементов. Одна из них – плотность фотонных состояний, которую мы рассмотрим ниже.

Под плотностью фотонных состояний в заданной точке пространства r на частоте ω понимается число фотонных мод в интервале между ω и $\omega + \Delta \omega$, отнесенное к величине $\Delta \omega$ [51]. Можно показать, что эта величина выражается равенством

$$\boldsymbol{r}_{0}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{w}) = \frac{2w}{pc^{2}} \operatorname{Im}\{Tr[\boldsymbol{G}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r};\boldsymbol{w})]\},\qquad(2.1)$$

где *G* - тензор Грина волнового уравнения для электрического поля, *Tr* – след тензора. Наряду с (2.1) вводят также и парциальную плотность фотонных состояний (например, числа мод определенной поляризации и т.д.).

Замечательно то, что в наноэлементах возможен ряд принципиально квантовых эффектов, которые характеризуются величиной $r_0(r,w)$ (ниже мы их мы их рассмотрим подробно). При этом принципиально, что наноэлементы (микрорезонаторы, фотонные кристаллы, наноантенны) способны управлять плотностью фотонных состояний и, в частности, делать ее пространственно неоднородной. Это означает, что указанные элементы относятся к классу структурированных фотонных резервуаров, фундаментальная теория которых представлена в монографии [50].

Рассмотрим произвольную двухуровневую квантовую систему (в дальнейшем для краткости будем называть ее атомом), имеющую два стационарных состояния: низшее (основное) и высшее (возбужденное); разность энергий между двумя состояниями обозначим как $\mathbf{h}w_0$. Пусть в момент времени t = 0, например посредством оптической накачки, атом приведен в возбужденное состояние. При взаимодействии атома с фотонным вакуумом, возбужденное состояние не является стабильным. Вероятность застать атом в возбужденном состоянии уменьшается со временем по закону $W(t) = \exp(-\Gamma t)$, где Γ – постоянное число. Иными словами, атом переходит из возбужденного в основное состояние. В этом заключается явление спонтанного распада [4, 25].

29

При спонтанном распаде избыток энергии hw_0 выделяется в виде фотона частоты w_0 , поэтому данный эффект называется также спонтанным излучением фотона [4]. Величина Г характеризует скорость спонтанного распада, а время $t = \Gamma^{-1}$ интерпретируется как время жизни возбужденного состояния атома, так что время жизни возбужденного состояния определяется вероятностью испускания фотона, которая зависит от плотности фотонных мод, связанных с атомом (под модами, дипольно связанными с атомом, понимаются моды, имеющие отличную от нуля компоненту электрического поля в направлении дипольного момента квантового перехода атома). При этом справедливо равенство [51]:

$$\Gamma = \frac{(2pm)^2 w_0 r_0(w_0)}{3\mathbf{h}},$$
(2.2)

где m — дипольный момент квантового перехода в атоме, характеризующий силу связи атома с электромагнитным полем. Из (2.2) следует, что скорость спонтанного распада пропорциональна плотности фотонных состояний $r_0(w_0)$ на частоте резонансного перехода w_0 .

Как мы уже отмечали, наличие конденсированной материи изменяет плотность фотонных состояний по сравнению с вакуумом. В качестве простейшего примера можно привести любой микрорезонатор, который характеризуется дискретным спектром собственных мод и этим отличается от свободного пространства. В результате плотность фотонных состояний микрорезонатора представляет собой набор узких пиков, расположенных в окрестности резонансных частот. Ширины и амплитуды пиков определяются диссипативными процессами (при отсутствии диссипации они переходят в дельта-функции Дирака).

Таким образом, мы приходим к тому, что скорость спонтанного распада Г возбужденного состояния атома изменяется по сравнению с вакуумом, если атом расположен вблизи или внутри наноэлектронных элементов. Величина Г зависит как от оптических характеристик тел, так и от их конфигурации. Например, если атом расположен в пучности собственной моды микрорезонатора, а частота атомного перехода w_0 близка к его собственной частоте, имеет место оценка

$\Gamma \cong \Gamma_0 Q$,

где параметр Q, называемый добротностью микрорезонатора, характеризует уровень потерь в микрорезонаторе. Фактически Q >> 1 (в реальных ситуациях $Q \cong 10^4 - 10^5$ (см. [1]). В результате время жизни возбужденного состояния

атома внутри микрорезонатора существенно уменьшается по сравнению со случаем вакуума. Именно в этом заключается сущность эффекта Парселла [51, 52], являющегося одним из фундаментальных предметов исследования нанофотоники.

Иным образом эффект Парселла проявляется в фотонных кристаллах [4, 53]. В силу дифракционных эффектов для фотонов определенной энергии такая среда становится непрозрачной при любых направлениях распространения. Иными словами, для фотонов определенных частот возникают запрещенные зоны, плотность фотонных состояний в которых равна нулю. Таким образом, если возбужденный атом расположен внутри фотонного кристалла, а частота оптического перехода находится внутри запрещенной зоны, избыточная энергия hw_0 не может испуститься в виде фотона. Возбужденное состояние атома будет жить бесконечно долго (конечно, бесконечное время энергии – результат идеализации: фотонный кристалл предполагается бесконечным). Из-за конечности его размеров зонная структура размазывается, и плотность фотонных мод в запрещенных зонах становится конечной, хотя и существенно меньшей, чем в свободном пространстве. Время жизни также становится конечным, однако оно на несколько порядков превосходит соответствующую величину для свободного пространства.

Углеродные нанотрубки также способны изменять плотность фотонных состояний (данный эффект был предсказан в [54, 55]). Следует отметить, что речь идет о парциальной плотности мод, поляризованных вдоль оси нанотрубки. Более того, само понятие «плотность фотонных состояний» при наличии нанотрубки требует уточнения. Как уже отмечалось выше, в нанотрубках распространяются сильно замедленные волны, в которых электромагнитное поле сильно связано с электронами проводимости. Строго говоря, эти волны нельзя отнести к фотонам (они не являются строго поперечными, как это имеет место для истинных фотонов). Более того, следует говорить о плотности электромагнитных мод, которая содержит истинную фотонную компоненту и компоненту, связанную с поверхностными волнами. Мы, однако, следуя устоявшейся терминологии, термин «плотность фотонных состояний» будем относить и к полной плотности электромагнитных мод, имея ввиду указанную выше особенность.

В работе [55] рассмотрено спонтанное излучение атома, расположенного внутри или в окрестности углеродной нанотрубки. При этом показано, что в нанотрубке имеет место сильный эффект Парселла. Время жизни возбужденного состояния атома, как и в микрорезонаторе, на несколько порядков уменьшается под действием нанотрубки. Однако, избыточная энергия может быть испущена как в виде истинного фотона, так и в виде кванта поверхностной волны. В последнем случае в [54] говорят о безызлучательном распаде (в противоположность излучательному распаду, связанному с испусканием истинных фотонов). Смысл данной терминологии заключается в том, что поверхностные волны локализованы вблизи нанотрубки и не могут быть зарегистрированы в дальней зоне подобно полю излучения. Величина Г может быть представлена в виде $\Gamma = \Gamma_{rad} + \Gamma_{nonrad}$, где Γ_{rad} и Γ_{nonrad} – компоненты, отвечающие излучательному и безызлучательному распаду, отвечающие излучательному и безызлучательному и спускания кванта поверхностной волны существенно выше вероятность испускания истинного фотона.

Другой фундаментальный эффект, на котором мы хотели бы остановиться, – тепловое излучение наноэлементов. Под черным тепловым излучением понимается электромагнитное излучение, находящееся в тепловом равновесии [56]. Его можно рассматривать как идеальный газ, состоящий из фотонов, в котором фотоны не взаимодействуют друг с другом. Механизм, обеспечивающий установление равновесия, заключается в поглощении и испускании фотонов веществом при конечной температуре. При этом вещество равномерно заполняет пространство, и его температура не зависит от координат.

Влияние наноэлемента на тепловое излучение, в общем случае, определяется двумя различными механизмами. Во-первых, он при конечной температуре генерирует собственное тепловое излучение. Во-вторых, рассеивает черное излучение, существующее в окружающей среде. Если окружающая среда является холодной по сравнению с наноэлементом, второй фактор отсутствует. (При этом наноэлемент, конечно, не находится в тепловом равновесии с окружающей средой).

Спектр теплового излучения $W_w(\vec{r}, w)$ определяется так называемыми флуктуационно-диссипационными теоремами [56]. В нашем случае его удобно записать в виде

$$W_{w}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{w}) = \left[\frac{\mathbf{h}\boldsymbol{w}}{2} + \frac{\mathbf{h}\boldsymbol{w}}{e^{\mathbf{h}\boldsymbol{w}/kT} - 1}\right]\boldsymbol{r}_{0}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{w}), \qquad (2.3)$$

где $r_0(r, w)$ определяется равенством (2.1).

Например, в работе [55] построена теория теплового излучения углеродных нанотрубок в терагерцовом частотном диапазоне. Кратко перечислим ее основные положения. Прежде всего, ввиду анизотропии

высокочастотной проводимости тепловое излучение становится частично поляризованным и направленным. На Рис. 2.1 представлен частотный спектр проводящей нанотрубки конечной длины одновременно в линейном (Рис. 2.1а) и логарифмическом (Рис. 2.1б) масштабах. Для сравнения пунктирной линией на Рис. 2.1б обозначен также планковский спектр абсолютно черного тела.



Рис. 2.1. (а) Спектр теплового излучения металлической углеродной нанотрубки (15,0) в поперечном сечении z0=0 на расстоянии 100 Lnt от оси (пунктирные линии, левая ось ординат) и на расстоянии 0,5Lnt (сплошная линия, правая ось ординат). На вставке представлен частотный спектр поляризуемости нанотрубки. (б) Тепловое излучение от углеродной нанотрубки в ближней зоне (сплошная линия) в сравнении с излучением абсолютно черного тела. Lnt =1мкм, T=300 K. Время электронной релаксации при расчете проводимости нанотрубки $\tau=3\cdot10-12c$.

Можно видеть, что в спектре теплового излучения нанотрубки присутствуют узкие дискретные линии, чем он кардинально отличается от планковского. Появление таких линий связано с характером плотности фотонных состояний в нанотрубке. Конкретно, эти линии соответствуют геометрическим резонансам, уже подробно рассмотренным выше. Интенсивность линии уменьшается с увеличением номера резонанса. Таким образом, тепловое излучение нанотрубки является частично когерентным (концентрируется в узких частотных интервалах). Отмеченная способность нанотрубки управлять спектром теплового излучения определяется ее принадлежностью к классу структурированных фотонных резервуаров. Подобное поведение теплового излучения было предсказано также для фотонных кристаллов и систем с поверхностными плазмонами [57]. С фундаментальной точки зрения существенно заметить, что рассмотренные квантовые эффекты определяются классической характеристикой $r_0(r,w)$ (выражение (2.1) не содержит постоянной Планка). Это показывает, что соответствие между классической и квантовой физикой является существенно более глубоким, чем предельный переход $\hbar \rightarrow 0$ в уравнениях динамики.

2.3. Режим сильной связи при взаимодействии света с наноструктурами

Одним из фундаментальных явлений в квантовой оптике являются осцилляции Раби (ОР) – периодические переходы системы между ее стационарными состояниями под действием внешнего поля (см., например [51, 58]). Теоретически предсказанные И. И. Раби в 1937 [59], ОР впервые экспериментально наблюдались Торри в 1949 на ядерных спинах в радиочастотном магнитном поле [60]. Позднее это явление было открыто во многих других системах, таких как атомы в электромагнитном поле [61], полупроводниковые квантовые точки (КТ) [62, 63], джозефсоновские кубиты [64] и др.

Теоретически OP могут наблюдаться при любой интенсивности внешнего поля, однако реально для их наблюдения частота осцилляций должна быть больше всех характерных скоростей релаксации системы. Если это условие выполняется, то говорят о режиме сильной связи с полем или же о режиме сильного управляющего поля [51].

Так как частота осцилляций пропорциональна амплитуде внешнего поля, то, изменяя ее, возможно осуществлять управление процессами перехода системы между уровнями, т.е. осуществлять элементарные однокубитные операции [62, 63] (логическое НЕ, И, ИЛИ и др.). Поэтому помимо фундаментального интереса к ним, ОР важны как средство реализации бинарной логики и оптического контроля в квантовой информатике и квантовом компьютинге.

Усложнение физических систем, в которых наблюдаются ОР, приводит к появлению новых особенностей, отсутствующих в классической картине [51] явления. В качестве примеров можно качественные изменения картины ОР при взаимодействии с полем, частота которого меняется со временем [65],

фононно-индуцированную дефазировку [66] и эффекты локального поля [67-69]. Новые эффекты появляются в системах с нарушенной инверсной симметрией [70] и в системах из двух связанных Раби-осцилляторов [71-77].

2.4. Роль локальных полей при взаимодействии наноструктур с квантовым светом

Резонансное взаимодействие неклассического света с КТ реализуется через два различных механизма. Первый из них, квазиклассический, связан с макроскопической поляризацией среды во внешнем электромагнитном поле. Этот механизм обеспечивает деполяризационный сдвиг резонансной частоты, голубой для КТ в основном состоянии и красный для возбужденной КТ. Сдвиг экситонного резонанса наблюдается для состояний света, порождающих макроскопическую поляризацию среды, т.е., для классического света и любых других состояний с нефиксированным числом фотонов. Величина сдвига зависит только от геометрии КТ и ее электронных свойств. Второй механизм взаимодействия света КΤ имеет квантово-электродинамическое С происхождение и не может быть проинтерпретирован в рамках классической электродинамики. Этот оставляет резонансную механизм частоту несмещенной и реализуется в полях с заданным числом фотонов, таких как спонтанное излучение и поглощение одиночного фотона. Таким образом, возникает тонкая структура линии экситона в КТ, взаимодействующей с квантовым светом (см. Рис. 2.2). Интенсивности компонент тонкой структуры определяются статистикой квантового света.



Рис. 2.2. Тонкая структура электромагнитного отклика КТ в квантовом свете [78]. Верхний рисунок соответствует случаю поглощения, а нижний – излучения света.

В физике полупроводников сложилось устойчивая концепция экситонного газа как системы свободно движущихся в безграничной полупроводниковой среде квази-частиц – экситонов. В квантовой точке движение экситона ограничено ее размерами. В этих условиях представляется полезным введение концепции экситонного композита [79] – среды из КТ. В обычных композитов, экситонный композит отличие ОТ образован резонансными активными включениями, что и определяет особенности его электромагнитного отклика. При этом большая часть стандартных процедур пространственного усреднения, принятых в теории эффективной среды, остаются применимыми к экситонным композитам. Такой подход позволяет развить электродинамику слоистых гетероструктур с квантовыми точками на основе хорошо известных методов описания квантовых ям [80, 81].

2.5. Оптические нелинейности наноструктур

Линейная и нелинейная оптика соответствуют оптике малой и большой интенсивности света. Линейная оптика описывает распространение света малой интенсивности в прозрачных средах. Законы линейной оптики нарушаются при больших интенсивностях света, которые достигаются использованием излучения лазеров: (например, стандартного импульсного лазера с интенсивностью порядка 10^{10} Bt/cm²). Можно указать на две основные причины различия результатов взаимодействия с веществом света малой и большой интенсивности. Во-первых, помимо однофотонных процессов, определяющих взаимодействие с веществом света малой интенсивности, при большой интенсивности главную роль играют многофотонные процессы, когда в элементарном акте взаимодействия света с веществом поглощается несколько фотонов. Во-вторых, при большой интенсивности возникают эффекты самовоздействия, заключающиеся в изменении исходных свойств вещества под действием распространяющегося в нем света. По этим причинам нарушается принцип суперпозиции [82]: поле, создаваемое независимыми действующими одновременно источниками не равно сумме полей. создаваемых этими источниками в отдельности.

Однако и в этом случае вклад нелинейности зачастую может рассматриваться как возмущение линейного случая, причем поляризация **P**, наведенная в нелинейной среде монохроматическим полем $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \exp(iwt)$ с частотой ω , может быть представлена в виде разложения [82]:

$$\mathbf{P} = c_1 \mathbf{E} + c_2 \mathbf{E} \mathbf{E} + c_3 \mathbf{E} \mathbf{E} \mathbf{E} + \dots, \qquad (2.3)$$

где c_i – тензоры (i+1) -го ранга, которые определяются структурными свойствами среды и называются оптическими восприимчивостями; индекс *i*
называется порядком оптической восприимчивости. Оптические восприимчивости быстро убывают с ростом порядка, и в большинстве сред нелинейности порядка $i \ge 4$ пренебрежимо малы.

Многие типы наноструктур обладают сильно выраженными нелинейнооптическими свойствами, и нелинейная оптика дает высокоэффективный инструмент для исследования их структуры и идентификации. С другой стороны, использование нелинейно-оптических свойств наноструктур открывает новые возможности управления свойствами света для решения задач нанооптики и нанофотоники. Ниже мы проиллюстрируем некоторые общие тенденции на примере углеродных нанотрубок.

Эффекты генерации высших гармоник в углеродных нанотрубках теоретически исследованы в [67, 83-86]. Уникальность нелинейно-оптических свойств нанотрубок обусловлена высокой подвижностью π-электронов и одномерным характером проводимости и заключается в том, что уже при сравнительно невысоких интенсивностях излучения наблюдается сильное взаимодействие нелинейностей различных порядков. Фактически, это означает, что в нанотрубках существенную роль играют гармоники высоких номеров, и в уравнении (2.3) нельзя отбросить нелинейности высших порядков. В общем случае, в спектрах нанотрубок можно наблюдать как нечетные, так и четные гармоники, но в нехиральных нанотрубках типа «зигзаг» и «кресло» имеется центр инверсии, и по этой причине нелинейности четных порядков тождественно равны нулю; при этом низшей оказывается нелинейность третьего порядка, что уже само по себе позволяет различать хиральные и нехиральные нанотрубки. (Появление четных гармоник возможно и в трубках с центром инверсии при добавлении постоянного поля, понижающего симметрию системы).

Ряд недавних теоретических и экспериментальных исследований [83-89] подтвердил, что УНТ являются сильно нелинейными оптическими средами со значительным потенциалом прикладного использования в наноразмерных устройствах контроля и управления оптическим излучением. Для иллюстрации этого утверждения рассмотрим процесс генерации третьей гармоники в УНТ, облучаемой интенсивным электромагнитным импульсом, линейно поляризованным вдоль оси УНТ и имеющим гауссову форму. Для определения плотности аксиального тока, индуцированного в УНТ, выполнено численное решение квантовых кинетических уравнений [87].



Рис. 2.3. Аппроксимация для параметра р в уравнении (2.4) [85].

Генерация третьей гармоники при нерезонансном возбуждении в кристаллах или газах в общем случае может быть описана с помощью поляризуемости третьего порядка даже для достаточно больших интенсивностей, при которых еще не происходит разрушения вещества под действием облучающего поля. Для малых интенсивностей, амплитуда тока N-й гармоники пропорциональна N-й степени амплитуды облучающего поля. Естественно было бы ожидать подобного поведения третьей гармоники в УНТ. Однако, даже для интенсивностей импульса накачки меньших, чем 10^{10} Bt/cm², ожидаемый степенной закон нарушается:

$$j(Nw) \mid \sim E_0^p, \tag{2.4}$$

причем $p \neq N$. Этот факт указывает на то, что происходит насыщение взаимодействия УНТ с интенсивным лазерным импульсами и, следовательно, степенное разложение перестает быть справедливым. Для более детального исследования данного эффекта и его сравнения с экспериментальными данными [85] была вычислена $|j_z|^2$ как функция интенсивности падающего ультракороткого импульса. Было обнаружено, что в узкой зоне низкой интенсивности параметр p в уравнении (2.4) может быть аппроксимирован числом, лежащим в диапазоне от 2.04 до 2.58, для различных типов УНТ (см. Рис. 2.3). Экспериментальные результаты для третьей гармоники [85] подтверждают данное заключение. При более высоких интенсивностях облучающего поля численное моделирование предсказывает еще более значительное отклонение от степенного закона p = N. Рис. 2.4 демонстрирует насыщение третьей гармоники индуцированного тока при увеличении амплитуды импульса накачки в широком диапазоне амплитудных параметров.



Рис. 2.4. Амплитуда тока третьей гармоники как функция интенсивности облучающего поля для различных типов УНТ [85]; $j_0 = eg_0 / 2p^2 \mathbf{h}R_c$.

В случае электромагнитных полей достаточно слабой интенсивности нелинейный отклик УНТ может быть описан кубической восприимчивостью. С этой целью квантовые кинетические уравнения решаются аналитически методом последовательных приближений, что позволяет определить компоненту тензора кубической восприимчивости $c_{zzzz}^{(3)}(-3w;w,w,w)$. Результаты вычислений [87] находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [88, 90]. Сравнение представлено в Таблице 2.1.

$\hbar w (eV)$	$\operatorname{Im}[c^{(3)}]$, esu	$\operatorname{Im}[c^{(3)}]$, esu
	эксперимент [88,90]	теория
0.8	-1.9×10^{-8}	-3.7 ×10 ⁻⁸
1.47	-10 ⁻⁹	-6.5 ×10 ⁻⁹

Таблица 2.1 Сравнение экспериментально измеренных значений кубической восприимчивости [88, 90] с вычисленными теоретически [87].

Глава 3. Синтез наноэлектромагнетизма с другими науками

3.1. Общие замечания

Последние два десятилетия развития науки И технологии ознаменовались быстрым прогрессом синтезе различных В типов обладающих сред материалов, наноразмерной искусственных И структурированностью и свойствами, существенно отличающимися от свойств природных сред. По сути дела, происходит фундаментальный перелом в физике и химии конденсированного состояния, значительно расширяющий наши представления о природе твердых тел и наши возможности управления их свойствами, сделан решительный шаг к созданию материалов, приборов и устройств с новыми уникальными свойствами. Словосочетания с приставкой нано-: наноэлектроника и нанооптика, наномеханика, наносенсорика, наноматериалы, – определяют целые направления в современной физике, химии, материаловедении, приборостроении.

Развитие наноэлектроники – электроники на глубоком суб-микронном уровне, то есть, с линейными размерами элементов цепей меньше 0.1 мкм, – создает предпосылки нового шага в решении проблемы миниатюризации устройств передачи, приема и обработки информации. Термин охватывает как традиционные микроэлектронные устройства и технологии с более высокой степенью миниатюризации, так и последние достижения молекулярной электроники, которая манипулирует одиночными атомами и молекулами. Идет разработка мономолекулярных логических схем, которые могут стать основой для новых поколений компьютеров, отличающихся сверхминиатюрными размерами при уникальной эффективности. Основу для этого создают новые нанотехнологические материалы, такие как фуллерены [5, 6] и углеродные нанотрубки (УНТ) [5, 6] – квазиодномерные макромолекулы углерода, органические полимеры, структуры на основе квантовых ям, квантовых проводов и квантовых точек (КТ) – локализованных наноразмерных включений В полупроводник [91], обеспечивающих пространственное движения носителей заряда или квантование В одном нескольких направлениях. Тем самым, они представляют возможность использования таких структур в качестве активных сред полупроводниковых лазеров. Широкий обзор работ по лазерам на КТ представлен в монографии [91]. Недавние исследования продемонстрировали возникновение гибридных форм углерода – peapods – на основе внедрения в УНТ различных фуллеренов, таких как C_{60} , C_{70} , C_{80} , и C_{84} , и металлофулеренов, например $Gd@C_{82}$ и $Sc_2@C_{84}$. Оптические и электронные свойства КТ привлекают внимание также многообещающими возможностями для хранения, передачи и обработки квантовой информации [92, 93]. В частности, достигнут значительный прогресс в создании однофотонных источников света [94].

Твердотельные наноструктуры представляют собой наноразмерные неоднородности различной природы и конфигурации внутри полупроводниковых и диэлектрических сред. Несмотря на различную физическую природу этих объектов, их объединяют весьма малые размеры в одном или нескольких направлениях, всего на 1 - 2 порядка превышающие характерное межатомное расстояние. При этих условиях длина волны де Бройля электрона оказывается сравнимой с размерами системы, и квантовая природа носителей заряда проявляется в полной мере. В частности, пространственное ограничение движения зарядов приводит к дискретизации энергетического спектра с энергетическими уровнями, определяемыми размером и формой нанообъекта.

Развитие электродинамики всегда тесно увязывалось с практическими проблемами, возникающими при решении задачи приемо-передачи и обработки сигналов теми или иными системами и в тех или иных средах. Так, например, проблема радиолокации привела к развитию методов решения задач рассеяния электромагнитных волн на телах произвольной формы [49], а потребность осуществления дальней радиосвязи привела к созданию теории рассеяния на статистически неоднородных поверхностях [95]. Становление квантовой электроники потребовало создания теории открытых квазиоптических резонаторов [96]. Синтез высококачественных оптических волокон сделал реальной волоконно-оптическую связь, что привело к развитию теории открытых диэлектрических волноводов [97, 98]. Развитие микроэлектроники стимулировало работы электродинамике по микрополосковых и других планарных структур [99]. Современный этап развития электродинамики связан с созданием высокоэффективных методов описания дифракции произвольной пространственной на телах С конфигурацией и диссипацией энергии [49]. Учитывая прогресс технологий синтеза все новых типов наноструктурированных объектов и материалов и потребности их применения в информационных и сенсорных системах, можно уверенностью утверждать, моделирование наноструктур c что U элементов цепей u систем является наноразмерных одним **U**3 магистральных направлений развития современной электродинамики. В связи с этим возникают новые постановки задач, а хорошо известные приемы методы наполняются новым содержанием. Данный процесс можно рассматривать как формирование новой межотраслевой научной дисциплины, которую мы будем называть наноэлектромагнетизмом.

Можно без преувеличения сказать, что наноэлектромагнетизм находится на перекрестке путей развития многих наук. Это определяется многими факторами. Один из них заключается в том, что объектами исследования являются структуры, которые можно отнести к макромолекулам (форма их может существенно различаться: углеродные нанотрубки – макромолекулы сильно вытянутые в одном из направлений; полупроводниковые квантовые точки – макромолекулы квазисферической формы и т.д.). Ввиду сказанного их электронные свойства определяются сложным синтезом квантовых и квазиклассических эффектов.

Помимо эффекта пространственного ограничения движения носителей заряда, присущая наноструктурам пространственная неоднородность создает в них наномасштабные неоднородности электромагнитных полей. Во многих случаях они порождают значительную пространственную дисперсию, которая, как известно играет фундаментальную роль и в классической кристаллооптике [100]. Если первый фактор лежит в фокусе современных физических исследований наноструктур, то роль второго из них часто недооценивается. Поэтому мы будем особенно детально останавливаться на нем в различных разделах данного обзора.

Существенно так же то, что электронные свойства нанообъекта зависят от его конфигурации (например: углеродная нанотрубка в зависимости от свертывания листа графена в цилиндр, может быть как металлической, так и полупроводниковой). Это делает невозможным перенос стандартной макроскопической электродинамики нанообъекты: материальные на уравнения и материальные параметры теряют смысл. Задачу квантовой кинетики и электродинамики надо решать согласованно: движение частиц определяется ими же созданными полями.

В большинстве случаев указанные факторы не сводятся к малым возмущениям. Это порождает ряд сложных математических проблем (краевые задачи для интегро-дифференциальных уравнений в области сложных конфигураций, дифференциальные уравнения со специальными законами нелинейности, обратные задачи математической физики, теория сверхоператоров и т.д.)

Если говорить о практических применениях наноструктур, то к одному из главных направлений следует отнести использование их в процессах передачи, приема и обработки информации. Одна из главных задач при этом – выделение сигнала на фоне случайного шума. Эта проблема в течение многих лет была предметом исследования в классической радиотехнике. Накопленный при этом опыт безусловно полезен для наноэлектроники, но его автоматическое использование не представляется возможным: необходима весьма нетривиальная адаптация на квантовые системы.

Уже эти краткие замечания показывают, насколько велики и разнообразны возможности синтеза наноэлектромагнетизма с другими науками. Ниже мы остановимся на них более детально. Здесь укажем только, что синтез носит взаимосвязанный характер: наноэлектромагнетизм не только

основывается на фундаментальных положениях других наук, но и ставит перед ними новые проблемы, требующие решения в будущем.

3.2. Наноэлектромагнетизм и теоретическая физика

3.2.1. Концепция квазичастиц

Одной из фундаментальных основ наноэлектромагнетизма является квантовая проблема многих тел. Ясно, что ее прямое решение для реальных моделей нанообъектов не представляется возможным. Процессы переноса носителей наноструктурах сопровождаются ИХ взаимодействием, В приводящим к взаимным корреляциям. Эти взаимодействия не сводятся к малым возмущениям – они существенно видоизменяют энергетический спектр. Это означает, что для описания квантового переноса плодотворно понятие квазичастиц – связанных состояний реальных частиц [8]. Взаимные корреляции имеют тенденцию ослабления во времени, в связи с чем квазичастицы характеризуются конечным временем жизни. Уже это означает, что применение к ним уравнений Шредингера не является корректным – в факторы («реальные» последнем отсутствуют релаксации частицы существуют вечно).

Надо заметить, что концепция квазичастиц сложилась в теоретической физике достаточно давно – до появления наноструктур. В качестве примеров отметим куперовские пары в сверхпроводниках, фотоны и ротоны в жидком гелии [8], экситоны Френкеля и экситоны Ванье в кристаллах [8], и т.д. потребовало дальнейшего Появление наноструктур развития физики квазичастиц: появились их новые типы (в качестве примеров укажем поляритоны, плазмоны и д.р.) Наличие взаимодействия между частицами приводит к запутыванию их квантовых состояний. Пусть имеется две частицы 1 и 2, каждая из которых характеризуется квантовыми состояниями $|a_{12}\rangle$ и $|b_{12}\rangle$. Эффект запутывания означает, что ввиду взаимодействия квантовое состояние квазичастицы не сводится к факторизации состояний отдельных частиц волновая функция существует только на двухчастичном базисе:

$$\Psi \rangle = c_1 |a_1 a_2 \rangle + c_2 |a_1 b_2 \rangle + c_3 |b_1 a_2 \rangle + c_4 |b_1 b_2 \rangle, \qquad (3.1)$$

где $c_{1,2,3,4}$ — некоторые коэффициенты, удовлетворяющие условию нормировки.

Фундаментальная значимость запутанных состояний была осознана в теоретической физике (в частности, для квантовых компьютеров и квантовых вычислений [92]). Появление запутанных состояний вначале послужило поводом поставить под сомнение квантовую механику (парадокс Эйнштейна-Подольского-Розена [92]). Появление наноструктур превратило проблему синтеза запутанных состояний в прикладную физическую проблему – нетривиальную, но и не относящуюся к разряду уникальных физических экспериментов.

Важным частным случаем запутанных состояний являются связанные состояния конденсированной материи и фононов – так называемые атомы, одетые излучением [58]. Применение квазичастиц данного типа особенно эффективно для описания взаимодействия света с веществом в режиме сильной связи – проблемы, весьма существенной для наноэлектромагнетизма, на которой мы останавливались в главе 2.

Вообще говоря, квазичастицы следует разделить на два типа. Первые при стремлении взаимодействия к нулю распадаются на отдельные частицы (пример: куперовские пары переходят в свободные электроны). Вторые при стремлении взаимодействия к нулю перестают существовать (пример: фононы в кристаллах). Важнейшей характеристикой квазичастиц обоих типов является их закон дисперсии $\varepsilon(\mathbf{p})$ – зависимость энергии ε от импульса \mathbf{p} . Существенно, что вид этого закона может сильно отличаться от квадратичного – присущего обычным частицам. Знание его позволяет во многих случаях рассматривать нанообъект как идеальный (или близкий к идеальному) газ квазичастиц и применять стандартные методы кинетической теории (уравнение Больцмана [101]).

С точки зрения синтеза наноэлектромагнетизма и теоретической физики замечательным является то, что последняя часто манипулирует с моделями квазичастиц (на первый взгляд, достаточно абстрактными), имеющими универсальный характер и приводящими к проявлению одного и того же механизма в различных физических ситуациях. Ограничимся здесь только одним примером: речь идет о вырожденном почти идеальном бозе-газе. Его теория была развита Н.Н. Боголюбовым в связи с проблемой сверхтекучести жидкого Не и привела к предсказанию Бозе-эйнштейновской конденсации [56]. Закон дисперсии квазичастиц в этой модели имеет вид:

$$\boldsymbol{e}(\boldsymbol{p}) = \sqrt{\frac{U}{m}\boldsymbol{p}^2} + \left(\frac{\boldsymbol{p}}{2m}\right)^2, \qquad (3.2)$$

где *m* – масса электрона, а *U* – параметр связи двухчастичных взаимодействий. При малых *p* (3.2) дает линейных закон $e(p) = U \frac{|p|}{m}$, который при больших \vec{p} переходит в обычный квадратичный закон для свободных частиц. Именно линейный участок e(p) отвечает Бозе-эйнштейновской конденсации и, в принципе описывает сверхтекучесть. Здесь следует указать, что данная модель оказалась недостаточной для описания сверхтекучести жидкого гелия. Однако, это фундаментальная физическая модель, возникающая в различных физических ситуациях. Первое ее успешное применение произошло к поляризованным парам щелочных металлов, удерживаемым в «магнитных ловушках». В настоящее время она используется в наноэлектромагнетизме для описания оптических свойств полупроводниковых квантовых стенок: основой является введение поляритонной бозе-жидкости и представление о сверхтекучести последней [1].

3.2.2. Физика открытых квантовых систем

Основой для синтеза этой теории с наноэлектромагнетизмом является возможность корректного описания затухания в квантовых процессах. Общая идея основана на предположении о том, что рассматриваемый объект связан с некоторой «большой» системой (именуемой резервуаром). Термин «большой» означает наличие в ней многих мод; все эти моды связаны с объектом, и связь для каждой из мод является слабой. Ввиду сказанного, резервуар находится в состоянии термодинамического равновесия: обратное влияние объекта на резервуар пренебрежимо мало. Резервуары могут иметь различную физическую природу. Пример: фотонный резервуар – вакуумное состояние электромагнитного поля, число фотонов котором В равно нулю. Взаимодействие возбужденного объекта с фотонным резервуаром может приводить к спонтанному распаду возбужденного состояния [4].

Формализм описания связи объекта с резервуаром основан на следующих соображениях. Система «объект + резервуар» характеризуется полной матрицей плотности $\rho_{tot}(t)$, представляемой в виде $\hat{r}_{tot}(t) = \hat{r}(t) \otimes \hat{R}_0$, где $\hat{r}(t)$, \hat{R}_0 – парциальные матрицы плотности объекта и резервуара соответственно (причем \hat{R}_0 не зависит от t). Исходным является уравнение Лиувилля для \hat{r}_{tot} , в котором производится усреднение по степеням свободы резервуара (связь объекта с резервуаром описывается в борновском приближении с учетом марковской аппроксимации). Результат – уравнение для \hat{r}_{tot} , имеющее вид

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{r}}}{\partial t} = -\frac{i}{\mathbf{h}} \left[\hat{H}, \, \hat{\mathbf{r}} \right] - \frac{1}{\mathbf{h}} \sum_{n,m} h_{nm} \hat{L}_{nm} + h.c., \qquad (3.3)$$

где \hat{H} – гамильтониан объекта, h_{nm} – постоянные коэффициенты, а \hat{L}_{nm} – специальные операторы (называемые линбладовыми формами – по имени Б. Линблада), имеющие вид $\hat{L}_{nm} = \hat{r}\hat{L}_{n}\hat{L}_{m} + \hat{L}_{n}\hat{L}_{m}\hat{r} - 2\hat{L}_{n}\hat{r}\hat{L}_{m}$, $\hat{L}_{n,m}$ – где некоторые

операторы, характеризующие объект. В простейших случаях \hat{L}_0 , \hat{L}_1 – операторы рождения-уничтожения двух состояний объекта, остальные равны нулю.

Наличие линбладовых форм делает уравнение (3.3) неэрмитовым, что и соответствует диссипации. Замечательным является то, что вид линбладовых форм не зависит от природы объекта и резервуара – меняются только операторы \hat{L}_{nm} и числа h_{nm} . Это означает, что физика открытых квантовых систем дает единообразный подход к описанию процессов затухания в наноэлектромагнетизме. Этот подход позволяет отказаться от привлечения феноменологических моделей, которые часто порождают больше принципиальных вопросов, чем дают реальных ответов.

3.2.3. Принципы вторичного квантования и нанофотоника

Во многих случаях при взаимодействии наноструктур со светом принципиальную роль играет квантование последнего. При этом мы приходим необходимости развития к квантовой оптики наноструктур u наноструктурных композитов. Здесь следует подчеркнуть, что применение к наноструктурам общих принципов квантования электромагнитного поля [1, 4, 25, 101] не является тривиальным. Здесь известны различные способы, причем не всегда они принципиально эквивалентны. Между тем, проблема особенно существенна именно в квантовой оптике: нарушение некоторых общих условий для материальных уравнений сразу же приводит к физическим противоречиям при квантовании поля [76]. Пример: автоматическое применение вторичного квантования в поглощающих средах приводит к затуханию времени корреляторов рождения-уничтожения фотонов. BO Сказанное означает, ЧТО квантовые поля с течением времени при взаимодействии с материей должны превращаться в классические, т.е. исчезать. Ясно, что ничего подобного в эксперименте не наблюдается, что и означает некорректность применяемой техники квантования.

Наиболее оправданный и эффективный путь здесь, по нашему мнению, основан на введении показателя преломления через амплитуду рассеяния одиночного рассеивателя на нулевой угол. Следует подчеркнуть, что этот путь применим не только для фотонов, но и для квантовых частиц иной физической природы (атомов, атомных ядер, нуклонов и т.д.), что позволило положить его в основу ядерной оптики поляризованных сред [102].

3.2.4. Квантовая термодинамика.

Процессы теплопроводности в наноструктурах привлекают к себе большое внимание в связи с их принципиальной и прикладной важностью.

Поглощение электромагнитных волн наноструктурами порождает их нагрев и распространение тепла. На первом этапе в литературе встречались попытки их анализа, вызывающие недоумение. Они основывались на использовании закона Фурье и классического уравнения теплопроводности; специфика нанообъекта отражалась лишь численными значениями его геометрических размеров.

Конечно, ясно, что такие попытки физически несостоятельны. Понятие температуры бессмысленно применительно к отдельному атому, либо системе с недостаточно большим числом частиц. Нетривиален вопрос: где лежит та граница, на которой законы классической термодинамики вступают в силу [103-106]. Резонно предположить, что эта граница лежит именно в нанообласти, где микро- и макрозакономерности переплетаются весьма сложным образом. Корректная термодинамика должна строится на квантовых «больших» [106]; при обычные принципах ДЛЯ систем ЭТОМ термодинамические понятия подлежат пересмотру.

значительной Ввиду сложности квантовой термодинамики привлекательны также и простые феноменологические модели, имеющие четкий физический смысл [103,105]. Их достаточно много; они интенсивно развиваются. В качестве примера отметим [103]: в ряде случаев нанообъект можно считать находящимся в глобальном термодинамическом равновесии и пространственно усредненной температурой. характеризовать Однако локального термодинамического равновесия т.е. существенны нет. пространственные флуктуации температуры. Уравнения теплопроводности включают как температуру, так и коррелятор, описывающий эти флуктуации. В результате получается обобщенное уравнение теплопроводности, которое имеет вид

$$t\frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \frac{\partial T}{\partial t} = a\nabla^2 T, \qquad (3.4)$$

где α – коэффициент диффузии, τ – постоянный коэффициент, описывающий локальные флуктуации. В пределе локального термодинамического равновесия $\tau \to 0$, и (3.4) переходит в классическое уравнение Фурье.

3.2.5. Теория неустойчивостей.

Эта теория берет начало от физики плазмы и электронных пучков [101]. Обычно она применяется к однородным безграничным средам. Рассматриваемое поле представляется как суперпозиция стационарного состояния и малой флуктуации. Ввиду этой малости уравнения для флуктуаций линеаризуются, и находятся их частные решения в виде бегущей волны $\exp(j(hz - wt))$. В результате получается дисперсионное уравнение $\Delta(h, w) = 0$, которое является предметом анализа. Если при действительном ω поле нарастает в пространстве, то говорят о конвективной неустойчивости; если в каждой точке пространства поле экспоненциально растет во времени, говорят об абсолютной неустойчивости. Случай конвективной неустойчивости надо отличать от непропускания встречной волны – для этого существуют специальные критерии [101].

Теория неустойчивостей применительно к наноструктурам наполняется новым содержанием. Пространственная неоднородность нанообъектов приводит к отражению и рассеянию флуктуаций. Эти процессы могут, как подавлять, так и стимулировать развитие неустойчивостей – в зависимости от конкретных свойств матриц рассеяния. Разработка достаточно строгих универсальных критериев – предмет будущих исследований.

Глава 4. Прогноз развития наноэлектромагнетизма.

Проблемы, которые стоят перед данным разделом, можно разделить на фундаментальные и прикладные. Конечно, такое деление является условным, тем более, что развитие их протекает в тесной взаимосвязи. Ниже мы дадим краткую характеристику тех и других, основываясь на анализе современного их состояния, представленном в главах 1,2.

4.1. Наноцепи и наноантенны

4.1.1. Теорема взаимности для наноантенн

Как было отмечено в главе 1, идентичность характеристик данной антенны в режиме «на передачу» и «на прием» вытекает из теоремы о взаимности. Последняя является прямым следствием уравнений Максвелла. В случае квантовых полей она легко доказывается для полевых операторов: $\hat{I}_1\hat{E}_2 = \hat{I}_2\hat{E}_1$, где $\hat{I}_{1,2}$, $\hat{E}_{1,2}$ - операторы, соответственно, тока и поля в двух заданных точках пространства. Однако, характеристики антенн определяются наблюдаемыми величинами. Если речь идет о чистых состояниях, то усреднение полей и токов выполняется независимо и дает теорему взаимности для средних:

$$\langle \hat{\mathbf{I}}_1 \rangle \langle \hat{\mathbf{E}}_2 \rangle = \langle \hat{\mathbf{I}}_2 \rangle \langle \hat{\mathbf{E}}_1 \rangle$$
 (4.1)

где угловые скобки означают усреднение по квантовому состоянию.

Для смешанных состояний (4.1) не следует напрямую из соответствующего операторного тождества: среднее произведений не равно произведению средних. Это означает, что квантовые электрон-фотонные корреляции могут приводить к нарушению теоремы взаимности даже при отсутствии оптически невзаимных сред. Поэтому в общем случае связь характеристик приемной и передающей антенны является нетривиальной и требует дополнительного анализа.

4.1.2. Спектральные характеристики сигналов.

В классической радиотехнике проблема является тривиальной: спектр определяется преобразованием Фурье сигнала. В квантовых системах мы имеем дело с флуктуирующими сигналами, и спектр определяется преобразованием Фурье двухвременной корреляционной функции первого порядка $K(t_1,t_2)$ (теорема Винера-Хинчина (ВХ) [51, 56]). Однако, эта теорема верна только для стационарных процессов, когда $K(t_1,t_2) = K(\tau)$, $\tau = t_1 - t_2$. Попытки автоматически перенести ее на общий случай ведут к физическим противоречиям и ошибкам.

Проиллюстрировать ситуацию удобно на примере спонтанного излучения двухуровневого атома. При этом $K(t_1,t_2) \propto e^{jw_0 t}$, где ω_0 – частота перехода. Спектр по ВХ-теореме имеет вид $\delta(x)$ – дельта функция Дирака. Однако, бесконечно узкая спектральная линия нефизична – она является результатом определенной идеализации. Если принять во внимание конечность времени жизни возбужденного состояния при вычислении коррелятора, то получим

$$K(t_1, t_2) \propto e^{jw_0 t} e^{-2\Gamma T}$$
(4.2)

где Γ – частота спонтанного перехода, а $T = (t_1 + t_2)/2$. Зависимость коррелятора от T означает нестационарность процесса, а значит и неприменимость ВХтеоремы. Вероятно, при малых Γ можно вводить понятие «квазистационарности» и модифицировать понятие спектра. Во всяком случае, понятие спектра необходимо корректно ввести, так что проблема относится скорее к принципиальным, чем к вычислительным.

4.1.3. Синтез макроскопической и микроскопической электродинамики.

Макроскопическая электродинамика базируется на усреднении поля по физически бесконечно малому объему. Ясно, что оно справедливо, когда размеры тел значительно превышают размеры атомов и межатомные расстояния. В противном случае теряют смысл материальные уравнения и материальные параметры, становятся неприменимыми макроскопические уравнения Максвелла.

Легко понять, что условия применимости макроскопического усреднения для ряда нанообъектов не выполняются. В качестве примера

укажем структуры для сильной концентрации поля, используемые в прецизионной микроскопии и спектроскопии и имеющие конфигурацию остро заточенных игл. Однако, отказ от макроскопического усреднения и переход к микроописанию сделает задачу чрезвычайно сложной. Поэтому представляется актуальным синтез обоих подходов, который представляет собой весьма не тривиальную проблему.

В принципе, данный синтез может выглядеть следующим образом. Поле окрестности ИГЛЫ описывается микроскопически, без какого-либо В пространственного усреднения. При некотором удалении от края иглы вводится макроскопическое усреднение. Для сопряжения макроскопических уравнений Максвелла микроскопическим описанием потребуется с приближенное описание поля в определенных переходных слоях, либо введение специальных граничных условий. Следует отметить, что данную проблему нельзя отнести к чисто физическим. Можно ожидать, что она приведет к новым типам дифференциальных, либо интегродифференциальных Изучение ИХ математических свойств потребует уравнений. участия прикладной специалистов по фундаментальной математике И (функциональных анализ, теория операторов, численные методы).

4.1.4. Компьютерное моделирование электромагнитного поля в окрестности ребер и острий.

Структуры типа ребер постоянно фигурируют в СВЧ-микроэлектронике: характерный пример – микрополосковые линии передачи [99]. Обычная идеализация – бесконечно тонкая идеально проводящая поверхность. Такая идеализация порождает принципиальную проблему: корректное описание поля в окрестности ребер. Суть дела в том, что на ребре становится неопределенным направление нормали, ввиду чего становятся неприменимыми обычные граничные условия. Фактически, если поместить на ребре произвольный точечный источник, то уравнения Максвелла, граничные не нарушатся, хотя решение условия и условия излучения задачи кардинальным образом изменится.

Сказанное означает, что введение ребер нарушает теорему единственности и требует введения дополнительных условий, позволяющих отбрасывать нефизические решения. Принцип дополнительного условия заключается в том, что энергия поля в любом конечном объеме, содержащем ребро, должна быть конечной. Из этого условия вытекают законы поведения различных компонент поля вблизи ребра [49]. Так, например, плотность тока, текущего вдоль ребра, имеет вид $j \sim x^{-1/2}$, где x – расстояние от ребра до точки

наблюдения. Подобная ситуация возникает для структур типа клина, конуса и т.д. Характер поведения поля на ребре кардинально меняется при введении диссипации [49].

Проблема сохраняется при переходе к наноструктурам – лентам графена, краям углеродных нанотрубок и нанопроволок с поверхностными плазмонами т.д. Ее решение отсутствует, а без него невозможна разработка математически корректных вычислительных алгоритмов расчета полей. Положение осложняется тем, что для наноструктур в связи с потребностями микроскопии особый интерес представляет именно дифференциальная пространственная структура поля, в то время как в микроэлектронике главный интерес представляли его интегральные характеристики (волновые импедансы, элементы матриц рассеяния и т.д.).

Поведение поля вблизи ребра в макроскопической электродинамике исследовалось при помощи двух подходов (и привело к эквивалентным результатам). Первый – анализ точных общих решений модельных задач, получаемых методом Винера-Хопфа-Фока (например, полуплоскости). Другой подход – использование вблизи ребра специальных представлений поля (рядов Мейкснера) [49]. В принципе, оба подхода могут быть применены, например, к полуплоскости графена. Принципиальная проблема, однако, в том, что в макроскопической электродинамике модель идеального проводника (т.е. усредненного поля) экстраполируется в бесконечно малую окрестность ребра. В то же время, описание проводимости графена на основе поверхностной Друде-проводимости вряд ли адекватно в окрестности края без каких-либо поправок, учитывающих его атомную структуру. Таким образом, мы опять сталкиваемся с проблемой синтеза макроскопической и микроскопической электродинамики (см. 4.1.3).

4.1.5. Электрические наноцепи и наноантенны на плоских слоях графена.

Здесь следует отметить, что применение планарных структур в электронике имеет ряд преимуществ по сравнению с объемными. Одна из главных причин – исключительно высокая технологичность планарных структур, возможность интегрализации и миниатюризации. Данная тенденция, вообще говоря, является достаточно общей: классическая СВЧ-радиотехника прошла его (интегральные схемы на микрополосковых линиях передачи [99]).

Возможности монослоя графена (ribbon) в этом отношении в значительной степени определяются его способностью направлять берущие электромагнитные волны определенной пространственной структуры в терагерцовом диапазоне частот. Существует два типа таких волн: первый тип характеризуется структурой поля, распределенного по всей окрестности графенового листа. Для волн второго типа характерна концентрация поля в окрестности ребер. Оба типа волн характеризуются сильным замедлением. Первый тип, до некоторой степени, есть плоский аналог поверхностной волны в углеродной нанотрубке, предсказанной в [11, 12]. Волны второго типа отражают специфику графенового листа и не имеют аналогов в нанотрубках.

В принципе, волны обоих типов пригодны для создания пассивной элементной базы (интерконекторы, согласующие трансформаторы, направленные ответвители и т.д.) терагерцового диапазона. Можно ожидать, что до некоторой степени эти элементы будут аналогичны соответствующим микрополосковым устройствам сантиметрового диапазона. Это означает, что накопленный опыт их проектирования может оказаться полезным и должен быть принят во внимание.

4.2. Прикладной наноэлектромагнетизм и нанофотоника

4.2.1. Электромагнитная совместимость в нанофотонике.

Актуальность проблемы обусловлена тенденцией к достижению нового уровня интеграции в электронике, который становится возможным при переходе к наноразмерным электронным компонентам. При этом становится обязательным проявление новых механизмов взаимного влияния элементов различного назначения, различных диапазонов частот и уровней мощности. Эти механизмы имеют квантовую природу и не имеют аналогов в современной электронике субмикронных масштабов. Эти механизмы будут в значительной степени определять помехоустойчивость радиоэлектронных средств нового поколения. Без их исследования невозможна модификация норм интеграции, установленных в классической электронике, применительно к электронике наноструктурного уровня.

В настоящее время детально разработаны принципы моделирования электромагнитного взаимодействия сосредоточенных и распределенных компонент радиоэлектронных цепей (включая интегральные схемы СВЧдиапазона на микрополосковых линиях и их модификациях). Эти принципы основаны на компьютерном решении краевых задач для уравнений Максвелла в областях сложной геометрии при помощи прямых численных методов (метод конечных элементов, метод конечных разностей, метод интегральных уравнений и т.д.). В настоящее время с связи с развитием наноэлектроники идет интенсивное развитие физики квантового взаимодействия наноэлементов через резервуары различной физической природы (фононный, фотонный, проблемам экситонный Приложение разработок И т.д.). ЭТИХ К

электромагнитной совместимости элементов в субмикронных и наноразмерных интегральных схемах отсутствует.

Результатом приложения нанофотоники к проблемам электромагнитной совместимости в субмикронных и наноразмерных интегральных схем должно стать установление фундаментального предела интеграции, обусловленного квантовомеханическим механизмом взаимовлияния как активных, так и пассивных радиоэлектронных компонент. В связи с этим необходим пересмотр основ теории ЭМС, которого следует ожидать в ближайшем Такая будет опираться уравнения будущем. теория на Максвелла одновременно с многочастичными квантовыми уравнениями движения. Результатом этого пересмотра будет набор рекомендаций по оптимальному с точки зрения ЭМС синтезу наноаппаратуры.

4.2.2. Квантовый компьютинг и квантовая информатика

Это направление имеет большие перспективы развития и может быть отнесено к наиболее обещающим. Речь идет о приложении физики открытых кодированию, хранению, обработке и передаче квантовых систем к информации. Существенно, что это направление будет основываться не только на электромагнитных процессах, но и возбуждениях другой природы (механических, спиновых и др.). Основой здесь являются элементы с двумя устойчивыми состояниями – кубиты. При этом важно, что возбуждения разной природы могут существовать в наноструктурах одновременно; их влияние друг на друга является управляемым фактором. Особая роль здесь отводится запутанным квантовым состояниям, синтез которых представляет собой фундаментальную проблему. Предстоит выявить оптимальные принципы построения кубитов сейчас исследуются сверхпроводящие (джозефсоновские), спиновые, зарядовые и др. Результатом развития данного направления станет создание новых типов ЭВМ, отличающихся повышенной эффективностью при малых размерах и высокой надежности.

4.2.3. Наноструктуры в оптоэлектронике и солнечной энергетике.

Проблема энергетических ресурсов без преувеличения является самой важной для человечества. Большая роль всегда отводилась солнечной энергетике; ее привлекательность помимо экономической эффективности поддерживается экологической чистотой. Применение солнечной энергетики до последнего времени было достаточно узким из-за невысокого к.п.д. солнечных батарей, основанных на обычных p-n переходах в полупроводниках. Кардинального изменения ситуации следует ожидать в связи с развитием физики наноструктур, в частности, плазмонных проводов и углеродных нанотрубок. Благодаря сильной оптической нелинейности структуры типа вертикальных антенных решеток из параллельных нанотрубок, выращенных ортогонально плоской подложке, могут стать основой для приемных фотоэлектрических антенн (ректенн), преобразующих солнечный свет в постоянный ток с к.п.д. 30-50%. При этом солнечная энергетика обещает стать главным источником энергетических ресурсов.

4.2.4. Тепловые наноантенны.

Принадлежность наноструктур к структурированным фотонным резервуарам, как было отмечено выше, открывает возможности управления их тепловым излучением (спектром, направленностью, поляризацией). Данный эффект был предсказан для структур с поверхностными плазмонами и углеродных нанотрубок (см. главу 2). Он открывает возможность возбуждения наноантенн посредством джоулева нагрева – т.е. создания так называемых тепловых наноантенн.

Примечательно, что в настоящее время уже начаты эксперименты с тепловыми наноантеннами на углеродных нанотрубках. Главный результат – существенная трансформация спектра тепловой наноантенны по сравнению со спектром абсолютно черного тела действительно имеет место. Попытка однозначной интерпретации измерений на основе существующей теории оказалась проблематичной – определенные детали экспериментальных данных расходятся с теоретическими предсказаниями. Однако здесь следует принять во внимание, что измерения относятся к массивам нанотрубок, а теория – к одиночным нанотрубкам. Это означает, что необходимо продолжение как теоретических, так и экспериментальных исследований в тесной связи друг с другом. Ввиду исключительного научного и прикладного интереса к данной проблеме, можно не сомневаться, что они будут продолжены.

4.2.5. Раби-волны.

Усложнение физических систем, в которых наблюдаются ОР, приводит к появлению новых особенностей, отсутствующих в классической картине явления. В качестве примеров можно качественные изменения картины ОР при взаимодействии с полем, частота которого меняется со временем, фононно-индуцированную дефазировку и эффекты локального поля. Новые эффекты появляются в системах с нарушенной инверсной симметрией и в системах из двух связанных Раби-осцилляторов.

В пространственно протяженных 3D образцах, содержащих большое число осцилляторов, механизм, вызывающий OP, также приводит к ряду нестационарных когерентных оптических явлений, таких как затухание

свободной индукции, фотонное эхо, самоиндуцированная прозрачность и др. Это связано с тем, что в образцах, размеры которых значительно превышают длину волны, существенными оказываются эффекты распространения. В низкоразмерных системах эффекты распространения также проявляются, однако их характер качественно изменяется.

Предметом ряда работ явилось теоретическое изучение ОР в КТметаматериалах, в первую очередь в одномерном экситонном композите на базе КТ. Была построена теоретическая модель ОР в системе показанной на Рис. 1 и предсказано распространение осцилляций Раби в пространстве (Рабиволны).



Рис. 4.1. Схематическое изображение цепочки КТ, взаимодействующей с одномодовым электромагнитным полем (а) и схема энергетических уровней *p*-й КТ (b).

Для распространения Раби-волн волновой вектор внешнего поля должен иметь ненулевую компоненту вдоль цепочки; характеристики Раби-волн сильно зависят от соотношений между параметром электрон-фотонного взаимодействия, величинами частот туннелирования через потенциальные барьеры для обоих уровней и расстройкой частоты внешнего поля. В случае плоских Раби-волн для каждого значения числа фотонов имеются две собственные моды. Диапазон частот моды ограничен критической величиной, различной для каждой из мод. Композит прозрачен для Раби-волны с частотой, меньшей критической. Критические частоты, так же как и дисперсионные кривые в целом, зависят от числа фотонов в моде.

Каждая из мод представляет собой электрон-фотонное запутанное состояние, вероятностная амплитуда которого осциллирует как во времени, так и в пространстве. Их можно интерпретировать как состояния "одетой" излучением цепочки КТ. Они представляют собой обобщение "одетых" состояний одиночного атома на случай пространственно-распределенных

систем. Качественным отличием данного случая является пространственновременная модуляция параметра "одевания": он распространяется вдоль цепочки по закону бегущей волны $\exp[i(kx - wt)]$. Запутанность и "одевание" обусловлены взаимодействием света с цепочкой КТ.

Фактически речь идет о новом типе волнового движения – волновом распространении квантовых переходов. Здесь следует ожидать дальнейшего развития в направлении пространственно неоднородных структур. При этом будут возникать эффекты отражения и рассеяния Раби-волн. Для их описания необходима формулировка граничных условий к соответствующим волновым уравнениям. В качестве практических приложений следует ожидать создания новых типов наноантенн и микрорезонаторов, имеющих принципиально квантовую природу. Последнее открывает возможность электрического управления их характеристиками, отсутствующую у классических аналогов.

4.2.6. Дисперсия фотонных состояний в экситонных композитах.

Дисперсия света является важнейших эффектов ОДНИМ ИЗ взаимодействия света с веществом. Классический пример – частотная дисперсия: показатель преломления света зависит от частоты. В процессе распространения изменяется частотный спектр света. Диэлектрическая проницаемость среды представляет собой интегральный оператор во времени. Другой пример – пространственная дисперсия [100]: показатель преломления зависит ОТ направления распространения света. В процессе среды распространения трансформируется пространственная структура волнового Диэлектрическая проницаемость пучка. среды представляет собой интегральный оператор в пространстве. Как один из типов дисперсии может рассматриваться анизотропия: показатель преломления зависит OT поляризации света. процессе распространения трансформируется В поляризационная света; диэлектрическая проницаемость структура представляет собой тензор.

В ряде работ предсказан новый тип оптической дисперсии, имеющий место в наноструктурных композитных средах (экситонных композитах) для квантового света. Показатель преломления такового света зависит от квантовой статистики света. При распространении света в данной среде квантовая статистика света трансформируется. Диэлектрическая проницаемость среды представляет собой оператор в пространстве фотонных состояний.

Материальное уравнение экситонного композита для операторов электромагнитного поля имеет вид

$$\hat{\mathbf{D}} = \frac{1}{2} \left(\hat{e} \, \hat{\mathbf{E}} + \hat{\mathbf{E}} \, \hat{e} \right), \tag{4.3}$$

где $\hat{e} = \hat{n}^2$ — диэлектрическая проницаемость. Материальное уравнение (4.3) кардинально отличается от обычных случаев квантовой оптики сплошных сред: оно не совпадает по виду с соответствующим уравнением для средних значений. Оператор \hat{e} не коммутирует с оператором напряженности и неэрмитов даже при отсутствии диссипации (сказанное не является физическим противоречием, т.к. диэлектрическая проницаемость не является наблюдаемой величиной). Легко видеть, что все отмеченные свойства операторной диэлектрической проницаемости обусловлены тонкой структурой электродинамического отклика КТ: при $\Delta w \rightarrow 0$ \hat{e} переходит в С-число, совпадающее с диэлектрической проницаемостью среды из независимых двухуровневых осцилляторов.

Данный эффект дает уникальные возможности управления квантовой статистикой света. Однако использование их требует фундаментальных исследований процессов дифракции на телах из экситонного композита с материальным уравнением (4.3). Это порождает и новые математические проблемы: краевые задачи для операторных уравнений в частных производных с операторными коэффициентами. При этом необходимы как общие теоремы существования решения и его единственности, так и компьютерные методы решения. Можно предполагать, что такие исследования станут в ближайшее время предметом исследования для теоретической и прикладной математики.

4.3. Композитные материалы и неупорядоченные структуры

4.3.1. Метаматериалы

В настоящее процесс искусственного время идет синтеза метаматериалов композитных сред с особыми электрическими -И механическими свойствами. Можно с уверенностью предсказать, что в будущем этот процесс будет интенсивно продолжаться. Можно выделить несколько основных тенденций. Прежде всего, следует различать упорядоченные и неупорядоченные метаматериалы. Упорядоченные среды характеризуются высоким уровнем анизотропии оптических свойств и естественной оптической активностью (зависимостью показателя преломления от направления вращения вектора круговой поляризации). От них можно ожидать высокого уровня прозрачности В определенных частотных диапазонах и определенных направлениях распространения излучения. В качестве элементарного рассеивателя для таких материалов используются металлические частицы с плазмон-поляритонными возбуждениями (пример фотонные кристаллы, Веселаго-среды и др.). От таких сред можно ожидать применений в качестве высокоэффективных экранирующих материалов инфракрасного микроволнового, терагерцового И диапазонов. Неупорядоченные метаматериалы характеризуются рассеянием излучения при его распространении, его пространственной локализацией андерсоновского типа и т.д. Такие материалы могут найти широкое применение как поглощающие среды. Следует ожидать, что такие среды будут отличаться низким уровнем стоимости, малым весом, устойчивостью по отношению к атмосферным воздействиям и т.д. В качестве основы, в частности, могут быть использованы углеродные наночастицы (фуллерены, нанотрубки, карбонанионы и т.д.), внедренные в радиопрозрачную среду (например, резину).

4.3.2. Синтез неупорядоченных композитных материалов на основе углерода.

Структуры на основе углерода играют важную роль при создании покрытий, поглощающих и экранирующих электромагнитные поля [107-128], вследствие их малого веса и особых электрических свойств. В качестве наиболее широко использующихся материалов следует отметить частицы графита, различные сажи и углеродные волокна, получаемые из полимеров.

В настоящее время известно несколько типов наноразмерных углеродных материалов, существенно различающихся по своей структуре. К ним относятся:

---наноалмазы (HA) со средним размером частиц менее 5 нм;

—sp2/sp3 композиты, получаемые путем поверхностной графитизации НА, и представляющие собой алмазные частицы варьируемого размера, покрытые графеновыми чешуйками;

-углерод луковичной структуры (УЛС) [110], основными элементами которого являются вложенные друг в друга замкнутые фуллереноподобные оболочки с варьируемым типом дефектов. УЛС обладает уникальным строением (сильно дефектная оболочка с порами) [111-113] и удовлетворяет критериям иерархического ансамбля. Обнаружены явно выраженная частотная зависимость УЛС [114] проводимости способность поглощать И широкополосное ЭМИ [115-118]. При этом изменения свойств УЛС можно добиться варьированием размера их агрегатов, температуры отжига НА, влияющей на соотношение sp^2/sp^3 форм углерода, а также на тип и количество дефектов [119].

—углеродные нанотрубки (УНТ), представляющие собой свернутые графеновые листы (здесь важно отметить возможность изменения числа слоев, диаметра трубок и их длины, сопровождающиеся существенным изменением их электронных свойств);

—углеродные каталитические волокна (КВУ), в которых изменения свойств можно добиться путем изменения ориентации графеновых слоев относительно оси волокна; варьированием соотношения диаметра к их длине и изменением степени их дефектности.

Для будущих применений необходимо целенаправленно изменять свойства КВУ и УНТ в широких пределах. Можно ожидать, что это достижимо за счет вариации строения. Для волокон это - изменение ориентации графеновых слоев относительно оси волокна, диаметра волокон, изменения степени дефектности путем изменения температуры отжига. Для нанотрубок это изменение числа слоев, для одностенных трубок — фактора хиральности, геометрических параметров (диаметр, соотношение длины и диаметра).





a)



Рис 4.2. НТЕМ изображение УЛС, произведенных при разных температурах отжига (а - 1400,6 – 1650, с - 1800К) [126].

Синтез новых ультрадисперсных наноуглеродных материалов, дизайн на ИХ основе. обладающих уникальными физиконанокомпозитов свойствами, исследование структуры характеристик химическими И полученных наносистем является в настоящее время одним из приоритетных направлений мировой науки и предметом деятельности многих научных центров. В Республике Беларусь это- Институт тепло- и массо-обмена НАН Беларуси, Институт порошковой металлургии НАН Беларуси, Институт физики НАН Беларуси, БГУИР и БГУ, за рубежом: Физико-технический институт им. Академика А.Н. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Институт катализа им. Г.К.Борескова и Институт неорганической химии им. Николаева СО РАН, Новосибирск; Федеральное научно-производственное объединение «Алтай» (Бийск, РФ), Производственный центр «Алмаз» (Санкт-Петербург, РФ), Swiss Federal Institute of Technology, (Лозанна, Швейцария), Gothenburg University and Chalmers University Of Technology (Готенбург, Швеция), Advanced Technologies Centre (Англер, Бельгия), Laboratoire de Physique du Solide, Facultes Universitaires Notre-Dame de la Paix, (Намюр, Бельгия), Pennsylvania State University (University Park, CIIIA), International Technology Center (Ралей, США) и др.

Можно ожидать, что это направление на длительное время останется в числе приоритетных. Важно, что оно требует взаимодействия специалистов различного профиля (физика, химия, технология).

4.3.3. Экспериментальное исследование электромагнитного отклика полимерных композитов на основе различных форм наноуглерода в X (8-12 ГГц), Ка (26-37 ГГц) и W (78-118 ГГц) частотных диапазонах.

В работе [124] проведено экспериментальное исследование электромагнитного отклика полимерных композитов на основе углеродных нанотрубок и аморфного углерода в X (8-12 ГГц), Ka (26-37 ГГц) и W (78-118 ГГц) частотных диапазонах. Проведено восстановление диэлектрической проницаемости композитов по данным рассеяния.

Углеродные нанотрубки, используемые качестве наполнителя, В получены методом CVD Heji компанией (http://www.nanotubeseu.com/nano/products/s4402/ main.html, http://www.nanotubeseu.com/nano/products/M4907/ main.html). Наличие И концентрация примесей в образцах контролировалось спектральными методами. Характеристики образцов углеродных нанотрубок (одностенные -ОУНТ и многостенные - МУНТ) приведены в Таблице 4.1. :

	ОУНТ	МУНТ	
Абсолютная плотность	-	2,1 г/см ³	
Насыпная плотность	0,3 г/см ³ при 25 ⁰ С	0,05 г/см ³	
Длина	10-20 мкм	0.5-200 мкм	
Диаметр внешний	1-2 нм (HRTEM)	20-40 нм	
Диаметр внутренний	0.8-1.6 нм (КР - спектр)	5-15 нм	
Состав	ОУНТ> 90%	MYHT > 95%	

Таблица 4.1. Характеристики образцов нанотрубок.

Аморфный углерод был произведен Evonik Degussa (<u>http://www.evonik.com/</u>). Средний размер частиц составляет 20-30 нм. Полученные образцы углеродных нанотрубок и аморфный углерод добавляли в раствор эпоксидной смолы с отвердителем в ацетоне (EPIKOTETMResin 828) Контроль равномерности диспергирования по объему осуществляли с помощью просвечивающего электронного микроскопа NovaTM NanoSEM 630 (Scanning Electron Microscope). Средняя толщина образцов составила: 0.750 мм у МУНТ/эпоксидная смола, 0.678 мм у ОУНТ/эпоксидная смола, 0.685 мм у аморфный углерод/эпоксидная смола, 0.686 мм у эпоксидной смолы.

Измерение электромагнитных свойств исследуемых образцов в Кадиапазоне частот (26-37.5 ГГц) проводилось с использованием панорамного измерителя коэффициента стоячей волны (КСВ) и ослабления Р2–408 Р, который предназначен для измерения модуля коэффициентов отражения и передачи (S₁₁, S₂₁ соответственно), КСВ и ослабления волноводных СВЧ устройств в диапазоне частот 25.95-37.5 ГГц в сечении волновода 7.2х3.4 мм. Прибор обеспечивает стабильность частот с точностью до 10⁻⁶, уровень мощности излучения 7.0 мВт±10 мкВт.

Измерения в Х-диапазоне (8-12ГГц) и W-диапазоне (78-118ГГц) были проведены в лаборатории измерительной техники миллиметрового диапазона длин волн Белорусского Государственного Университета Информатики и Радиоэлектроники. Лаборатория аккредитована в качестве измерительных и калибровочных лабораторий в белорусской системы аккредитации. Точность обеспечивалась повторными измерениями при другой ориентации образца.

Результаты измерений в СВЧ диапазонах приведены на рисунке 4.3.



Рис. 4.3. Частотная зависимость S_{11} , S_{21} .

Для усиления экранирующей способности композита можно предложить увеличить концентрацию нанотрубок в композите с 0.5 % до 1.5 %. Такое изменение должно уменьшить прохождение электромагнитного сигнала в два раза (см. рис.4.4.)



Рис. 4.4. Прохождение сигнала через образец на основе ОУНТ с концентрацией 0.5 и 1.5 вс.%.

Следует отметить, что нанотрубки полученные CVD методом дешевые, легко вводятся в полимер и являются перспективным материалом для решения проблемы электромагнитной экранировки.

Для улучшения экранирующих свойств можно предложить использование УНТ с металлической проводимостью. В частности, можно использовать химически модифицированные УНТ (допированные бором или азотом) [129].

4.4. Наноструктуры в биофизике и медицине.

В настоящее время можно ожидать широкого внедрения различных типов наноструктур как в научную биофизику, так и практическую медицину. Данный прогноз основывается на ряде их уникальных физических и химических свойств. Так. например, углеродные нанотрубки легко заполняются различными веществами, что может послужить основой для доставки лекарств внутри организма. Другое их качество: возможность высокоэффективного нагрева посредством инфракрасного и терагерцового излучения. Данное качество перспективно в клинической онкологии для теплового уничтожения канцерогенных клеток без повреждения здоровых тканей (внедрение нанотрубок в пораженные клетки с последующим электромагнитным нагревом). Тем не менее, широкое внедрение углеродных наноматериалов в медицинскую практику требует осторожности ввиду их определенной токсичности.

Литература

- 1. A. Kavokin, J. Baumberg, G. Malpuech, and F. Laussy, *Microcavities*. Oxford University Press, 2007.
- 2. Л.А. Вайнштейн, Электромагнитные волны. Радио и связь, 1988.
- 3. M. J. Kelly, *Low-dimensional semiconductors: materials, physics, technology, devices.* Oxford University Press, 1995.
- 4. S. Gaponenko, *Optical Properties of semiconductor nanocrystals*. Cambridge Univ. Press, 1998.
- 5. M. S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, and P. C. Eklund, *Science of fullerenes and carbon nanotubes*. San Diego: Academic Press, 1996.
- 6. M. S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, and P. Avouris, *Carbon nanotubes*. Springer, Berlin, 2001.
- 7. Л. Д. Ландау и Е.М.Лифшиц, Электродинамика сплошных сред. М.: «Наука», 1992.
- 8. Н.Б. Брандт и В.А. Кульбачинсий, *Квазичастицы в физике конденсированного состояния*. М.: «Физматлит», 2005.

- 9. O. Yevtushenko, G. Slepyan, S. Maksimenko, A. Lakhtakia, and D. Romanov, "Nonlinear Electron Transport Effects in a Chiral Carbon Nanotube", *Phys. Rev. Lett.*, 79: 1102–1105, 1997.
- G. Slepyan, S. Maksimenko, A. Lakhtakia, O. Yevtushenko, and A. Gusakov, "Electronic and electromagnetic properties of nanotubes", *Phys. Rev. B* 57: 9485–9497, 1998.
- 11. G. Slepyan, S. Maksimenko, A. Lakhtakia, O. Yevtushenko, and A. Gusakov, "Electrodynamics of carbon nanotubes: Dynamic conductivity, impedance boundary conditions, and surface wave propagation." *Phys. Rev. B* 60: 17136–17149, 1999.
- S. Maksimenko and G. Slepyan, *Electrodynamic properties of carbon nanotubes, in "Electromagnetic Fields in Unconventional Structures and Materials", pp. 217-255;*, O. Singh and A.Lakhtakia, Eds. New York: John Wiley & Sons, Inc., 2000.
- 13. S. Salahuddin, M. Lundstrom, and S. Datta, "Transport effects on signal propagation in quantum wires", *IEEE Trans. Electron Device*. 52: 8, 2005.
- 14. P. Burke, "An RF circuit model for carbon nanotubes," *IEEE Trans on Nanotechnology*, 2(1): 55, 2003.
- 15. P. Burke, S. Li, and Z. Yu, "Quantitative theory of nanowire and nanotube antenna performance," *IEEE Trans. Nanotechnology*, 5: 314–334, 2006.
- 16. C. Rutherglen and P. Burke, "Nanoelectromagnetics: Circuit and Electromagnetic Properties of Carbon Nanotubes", *Small*, 5 (8): 884–906, 2009.
- 17. M. Hagmann, "Isolated carbon nanotubes as high-impedance transmission lines for microwave through terahertz frequencies", *IEEE Trans. on Nanotechnology*, 4 (2): 289, 2005.
- 18. A. Maffucci, G. Miano, and F. Villone, "Performance comparison between metallic carbon nanotube and copper nano-interconnects", *IEEE Trans on Advanced Packaging*, 31 (4): 692, 2008.
- 19. G. Miano, C. Forestiere, A. Maffucci, S. Maksimenko, and G. Slepyan, "Signal propagation in carbon nanotubes of arbitrary chirality," *IEEE Trans. Nanotechnology*, 10(1): 135–148, 2011.
- 20. S. Maksimenko and G. Slepyan, *Nanoelectromagnetics of low-dimensional structures, in "The Handbook of Nanotechnology: Nanometer Structure Theory, Modeling, and Simulation"*, A. Lakhtakia, Ed. SPIE Press, 2004.
- 21. S. Maksimenko, G. Slepyan, K. G. Batrakov, A. Khrushchinsky, P. Kuzhir, A. M. Nemilentsau, and M. V. Shuba, *Electromagnetic waves in carbon nanostructures, in: "Carbon Nanotubes and Related Structures"*, V. Blank and B. Kulnitskiy, Eds. Research Signpost Publisher, 2008.
- 22. K. Song and P. Mazumden, "Equivalent circuit modeling of nonradioactive surface plasmon energy transfer along the metallic nanowire," *IEEE Trans on Nanotechnology*, 2011.
- 23. М. Б. Виноградова, О.В. Руденко и А.П.Сухоруков, *Теория волн.* М.: «Наука», 1990.

- 24. M. Di Ventra, *Electrical transport in nanoscale systems*. Cambridge University Press, 2006.
- 25. В.Б. Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П. Питаевский, Квантовая электродинамика. М.: «Наука», 1989.
- 26. C. Balanis, Antenna theory: analysis and design, 2-nd edition. New York: Wiley, 1997.
- 27. P. Bharawaj, B. Deutsch, and L. Navotny, "Optical antennas", *Advances in Optics and Photonics*, 1: 438–483, 2009.
- 28. L. Navotny and N. van Hulst, "Antennas for light", Nature Photonics, 5: 83–90, 2011.
- 29. C. Fumeaux, G. Boreman, W. Herrmann, H. Rothuizen, and F. Kneubuhl, "Polarization response of asymmetric-spiral infrared antennas," *Appl. Opt.*, 36: 6485–6490, 1997.
- 30. I. Codreanu and G. D. Boreman, "Infrared microstrip dipole antennas—fdtd predictions versus experiment," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, 29: 381–383, 2001.
- 31. J. Alda, J. Rico-Garcia, J. Lopez-Alonso, and G. Boreman, "Optical antennas for nano-photonic applications," *Nanotechnology*, 16: S230–S234, 2005.
- 32. C. Middlebrook, P. Krenz, B. Lail, and G. Boreman, "Infrared phased-array antenna," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, 50: 719–723, 2008.
- 33. P. Anger, P. Bharadwaj, and L. Novotny, "Enhancement and quenching of single molecule fluorescence," *Phys. Rev. Lett.*, 96: 113002, 2006.
- 34. S. Kuhn, U. Hakanson, L. Rogobete, and V. Sandoghdar, "Enhancement of singlemolecule fluorescence using a gold nanoparticle as an optical nanoantenna," *Phys. Rev. Lett.*, 97: 017402, 2006.
- 35. P. Bharadwaj and L. Novotny, "Spectral dependence of single molecule fluorescence enhancement," *Opt. Express*, 15: 14266–14274, 2007.
- 36. T. Kalkbrenner, U. Hakanson, A. Schadle, S. Burger, C. Henkel, and V. Sandoghdar, "Optical microscopy via spectral modifications of a nanoantenna," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, p. 200801, 2005.
- 37. P. Bharadwaj, P. Anger, and L. Novotny, "Nanoplasmonic enhancement of singlemolecule fluorescence," *Nanotechnology*, 18: 044017, 2007.
- 38. G. Y. Slepyan, M. V. Shuba, S. A. Maksimenko, and A. Lakhtakia, "Theory of optical scattering by achiral carbon nanotubes and their potential as optical nanoantennas," *Phys. Rev. B* 73: 195416, 2006.
- 39. G. Hanson, "Fundamental transmitting properties of carbon nanotube antennas," *IEEE Trans. Anten. Propagat.*, 53: 3426, 2005.
- 40. M. Shuba, S. Maksimenko, and A. Lakhtakia, "Electromagnetic wave propagation in an almost circular bundle of closely packed metallic carbon nanotubes," *Phys. Rev. B* 76: 155407, 2007.
- 41. M. Shuba, G. Slepyan, S. Maksimenko, C. Thomsen, and A. Lakhtakia, "Theory of multiwall carbon nanotubes as waveguides and antennas in the infrared and the visible regimes," *Phys. Rev. B* 79: 155403, 2009.
- 42. L. Novotny and S. J. Stranick, "Near-field optical microscopy and spectroscopy with pointed probes," *Annu. Rev. Phys. Chem.* 57: 303–331, 2006.

- 43. L. Novotny and B. Hecht, Principles of Nano-Optics. Cambridge Univ. Press, 2006.
- 44. L. Novotny, "Effective wavelength scaling for optical antennas," *Phys. Rev. Lett.* 98: 266802, 2007.
- 45. A. Hartschuh, M. R. Beversluis, A. Bouhelier, and L. Novotny, "Tip-enhanced optical spectroscopy," *Philos.Trans. R. Soc. London*, Ser.A 362: 807–819, 2003.
- 46. A. Hartschuh, "Tip-enhanced near-field optical microscopy," Angew. Chem., Int. Ed. 47: 8178–8191, 2008.
- 47. E. Bailo and V. Deckert, "Tip-enhanced raman scattering," *Chem. Soc. Rev.* 37: 921–930, 2008.
- 48. E. Fort and S. Gresillon, "Surface enhanced fluorescence," J. Phys. D 41: 013001, 2008.
- 49. Slepyan G. Ya. Ilyinsky A. S. and Slepyan A. Ya. *Propagation, scattering and dissipation of electromagnetic waves. London,* Peregrinus, London, 1993.
- 50. Д.С. Могилевцев and С.Я Килин. *Методы квантовой оптики структурированных резервуаров*. Белорусская наука, Минск, 2007.
- 51. M. O. Scully and M. S. Zubairy. *Quantum Optics*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2001.
- 52. E.M. Purcell. Phys. Rev. 69: 681, 1946.
- 53. E. Yablonovich. "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics", *Phys. Rev. Lett.* 58: 2059, 1987.
- 54. I.V. Bondarev, G.Ya. Slepyan, and S.A. Maksimenko. "Spontaneous decay of excited atomic states near a carbon nanotube", *Phys. Rev. Lett.* 89 (11):115504, 2002.
- 55. A. M. Nemilentsau, G. Ya. Slepyan, and S. A. Maksimenko. "Thermal radiation from carbon nanotube in terahertz range" *Phys. Rev. Lett.* 99:147403, 2007.
- 56. Л.Д. Ландау and Е.М. Лифшиц. Статистическая физика, ч.1. Наука, М., 1982.
- 57. L. Novotny and B. Hecht. Principles of Nano-Optics. Cambridge Univ. Press, 2006.
- 58. C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg. *Atom-Photon Interactions: Basis Properties and Applications*. Chichester: Wiley, 1998.
- 59. I. I. Rabi. "Space quantization in a gyrating magnetic field", Phys. Rev., 51:65, 1937.
- 60. H.C. Torrey. "Transient nutations in nuclear magnetic resonance", *Phys.Rev.*, 76:1059, 1949.
- 61. G.B. Hocker and C.L. Tang. "Observation of the optical transient nutation effect", *Phys. Rev. Lett.* 21:591, 1968.
- 62. T. H. Stievater, X. Li, D. G. Steel, D. Gammon, D. S. Katzer, D. Park, C. Piermarocchi, and L. J. Sham. "Rabi oscillations of excitons in single quantum dots", *Phys. Rev. Lett.* 87:133603, 2001.
- 63. H. Kamada, H. Gotoh, J. Temmyo, T. Takagahara, and H. Ando. "Exciton Rabi oscillation in a single quantum dot", *Phys. Rev. Lett.* 87:246401, 2001.
- 64. A. Blais, R.-S. Huang, A. Wallraff, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf. "Cavity quantum electrodynamics for superconducting electrical circuits: An architecture for quantum computation", *Phys. Rev. A*. 69:062320, 2004.

- 65. C.K. Law and J.H. Eberly. "Arbitrary control of a quantum electromagnetic field", *Phys. Rev. Lett.* 76:1055, 1996.
- 66. J. Forstner, C. Weber, J. Danckwerts, and A. Knorr. "Phonon-assisted damping of rabi oscillations in semiconductor quantum dots", *Phys. Rev. Lett.* 91:127401, 2003.
- 67. G. Ya. Slepyan, A. Magyarov, S.A. Maksimenko, A. Hoffmann and D. Bimberg, Strong light-matter coupling in a quantum dot: local field effects, *phys. stat. sol. C 2* (2): 850–853, 2005.
- 68. E. Paspalakis, A. Kalini, and A.F. Terzis. "Local field effects in excitonic population transfer in a driven quantum dot system", *Phys. Rev. B* . 73:073305, 2006.
- 69. G.Ya. Slepyan, A. Magyarov, S. A. Maksimenko, and A. Hoffmann. "Microscopic theory of quantum dot interactions with quantum light: Local field effect", *Phys. Rev. B* . 76:195328, 2007.
- 70. O.V. Kibis, G.Ya. Slepyan, S. A. Maksimenko, and A. Hoffmann. "Matter coupling to strong electromagnetic fields in two-level quantum systems with broken inversion symmetry", *Phys. Rev. Lett.* 10:023601, 2009.
- 71. Th. Unold, K. Mueller, C. Lienau, Th. Elsaesser, and A. D. Wieck. "Optical control of excitons in a pair of quantum dots coupled by the dipole-dipole interaction", *Phys. Rev. Lett.* 94:137404, 2005.
- 72. J. Gea-Banacloche, M. Mumba, and M. Xiao. "Optical switching in arrays of quantum dots with dipole-dipole interactions", *Phys. Rev. B* 74:165330, 2006.
- 73. L. Saelen, R. Nepstad, I. Degani, and J. P. Hansen. "Optical control in coupled twoelectron quantum dots", *Phys. Rev. Lett.* 100:046805, 2008.
- 74. S. Hughes. "Modified spontaneous emission and qubit entanglement from dipolecoupled quantum dots in a photonic crystal nanocavity", *Phys. Rev. Lett.* 94:227402, 2005.
- 75. J. Danckwerts, K. J. Ahn, J. Forstner, and A. Knorr. "Theory of ultrafast nonlinear optics of coulomb-coupled semiconductor quantum dots: Rabi oscillations and pump-probe spectra". *Phys. Rev. B* . 73:165318, 2006.
- 76. Ho Trung Dung, L. Knoll, and D.-G. Welsch. "Resonant dipole-dipole interaction in the presence of dispersing and absorbing surroundings". *Phys. Rev. A*. 66:063810, 2000.
- 77. A.V. Tsukanov. "Rabi oscillations in the four-level double-dot structure under the influence of the resonant pulse". *Phys. Rev. B* 73:085308, 2006.
- 78. G. Ya. Slepyan, S.A. Maksimenko, A. Hoffmann, and D. Bimberg. "Quantum optics of a quantum dot: Local-field effects", *Phys. Rev. A.*, 66-6:063804(17), 2002.
- 79. G.Ya. Slepyan, S.A. Maksimenko, A. Hoffmann, and D. Bimberg. Excitonic composites. Advances in Electromagnetics of Complex Media and Metamaterials, NATO Sci. Ser.: II: Mathematics, Physics and Chemistry, 89:385–402, 2003.
- 80. G.Ya. Slepyan, S.A. Maksimenko, V.P. Kalosha, A. Hoffmann, and D. Bimberg. "Effective boundary conditions for planar quantum dot structures", *Phys. Rev. B*. 64:125326 (8pp), 2001.

- 81. S.A. Maksimenko and G.Ya. Slepyan. *Quantum Dot Arrays: Electromagnetic Properties In: Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology*. Marcel Dekker, New York, 2004.
- 82. И.Р. Шен. Принципы нелинейной оптики. Наука, М., 1984.
- 83. G.Ya. Slepyan, S.A. Maksimenko, V.P. Kalosha, J. Herrmann, E.E.B. Campbell, and I.V. Hertel. "Highly efficient high harmonic generation by metallic carbon nanotubes", *Phys. Rev. A* 61:R777–R780, 1999.
- 84. G.Ya. Slepyan, S.A. Maksimenko, V.P. Kalosha, A.V. Gusakov, and J. Herrmann. "High-order harmonic generation by conduction electrons in carbon nanotube ropes". *Phys. Rev. A* 63:053808, 2001.
- 85. C. Stanciu, R. Ehlich, V. Petrov, O. Steinkellner, J. Herrmann, I.V. Hertel, G. Ya. Slepyan, A. A. Khrutchinski, S.A. Maksimenko, F. Rotermund, E.E.B. Campbell, and F. Rohmund. "Experimental and theoretical study of third-order harmonic generation in carbon nanotubes". *Appl. Phys. Lett.* 81 (21):4064–4066, 2002.
- 86. G. Ya. Slepyan, A.A. Khrutchinski, A. M. Nemilentsau, S.A. Maksimenko, and J. Herrmann. 'High-order optical harmonic generation on carbon nanotubes: quantum-mechanical approach', *Int. J. of Nanoscience*, 3-4:343–354, 2004.
- 87. A.A. Khrutchinski, S.A. Maksimenko, A.M. Nemilentsau, G.Ya. Slepyan, "Thirdorder optical nonlinearity in single-wall carbon nanotubes", *Carbon*, 44(9):2246–2253, 2006.
- 88. J. S. Lauret, C. Voisin, G. Gassabois, C. Delalande, Ph. Roussignol, O. Jost, and L. Capes. "Ultrafast Carrier Dynamics in Single-Wall Carbon Nanotubes", *Phys. Rev. Lett.* 90-5:057404(4), 2003.
- 89. V.A. Margulis and T.A. Sizikova, Theoretical study of third-order nonlinear optical response of semiconductor carbon nanotubes, *Physica B* 245-2:173–189, 1998.
- 90. J. S. Lauret, C. Voisin, G. Cassabois, C. Delalande, Ph. Roussignol, L. Capes, and O. Jost., "Ultrafast pump-probe measurements in single wall carbon nanotubes", *Physica E* 17 (1):380–383, 2003.
- 91. D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, *Quantum dot heterostructures*, Chichester, John Wiley & Sons, 1999.
- 92. С.Я. Килин, "Квантовая информация", УФН. 169 (5): 507-527, 1999.
- 93. P. Michler (Ed.) *Single quantum dots, Topics of applied physics*, Heidelberg, Springer Verlag, 2003.
- 94. B. Lounis and M. Orrit, "Single-photon sources", *Rep. Prog. Phys.* 68(5): 1129-1180, 2005.
- 95. Ф.Г. Басс, И.М. Фукс, *Рассеяние волн на статистически неровной поверхности*. М., Наука, 1972
- 96. Л. А. Вайнштейн, Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., Сов. Радио, 1966.
- 97. М. Адамс, Введение в теорию оптических волноводов. М., Мир, 1984.
- 98. В. В. Шевченко, Плавные переходы в открытых волноводах. М., Наука, 1969.

- 99. Е. И. Нефедов, А. Т. Фиалковский, Полосковые линии передачи. М., Наука, 1980.
- 100.В.М. Агранович и В.Л. Гинзбург, Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, М. «Наука», 1979.
- 101.Л. Д. Ландау и Е.М.Лифшиц, Физическая кинетика. М.: «Наука», 1979.
- 102.В.Г. Барышевский, *Ядерная оптика поляризованных сред*, М. «Энергоатомиздат», 1995.
- 103.S.G. Volz, "Thermal Insulation Behavior in Crystals at High Frequencies", *Phys. Rev. Lett.* 87: 074301, 2001.
- 104.G. Chen, "Ballistic Diffusive Heat Conducting equations", *Phys. Rev. Lett.* 86: 2297, 2001.
- 105.Y. Dubi and M. Di Ventra, "Heat flow and thermoelectricity in atomic and molecular junctions", *Rev. of Mod. Phys.* 83,131, 2011.
- 106.J. Gemmer, M. Michel and G. Mahler, *Quantum Thermodynamics*, Springer, Berlin, 2004.
- 107.D.D.L. Chung, G. Benedek, P. Milani and V.G. Ralchenko, "Nanostructured Carbon for Advanced Applications", *NATO Science series*. 24: 331, 2001.
- 108. K.J. Vinoy, R.M. Jha, "Trends in radar absorbing materials technology", Sadhana Proc. Indian Academy of Sciences . 20: 815-850, 1996.
- 109.J.-H. Oh K.-S. Oh, C.-G. Kim, C.-S. Hong, "Radar Absorbing Materials from Theory to Design and Characterization", *Composites Part B: Engineering*. 35: 49–56, 2004.
- 110.S.Q. Zhang, C.G. Huang, Z.Y. Zhou, Z. Li, Mater, "Investigation of the microwave absorbing properties of carbon aerogels", *Sci. Engin.* B 90, 38, 2002.
- 111.V.L. Kuznetsov, A.L. Chuvilin, Yu.V. Butenko, I.Yu. Malkov, and V.M. Titov, *Chem. Phys. Lett.* 222: 343, 1994.
- 112.E.D. Obraztsova, M. Fujii, S. Hayashi, V.L. Kuznetsov, Yu.V. Butenko, A.L. Chuvilin, *Carbon*, 36: 821, 1998.
- 113.L.G. Bulusheva, A.V. Okotrub, V.L. Kuznetsov, A.L. Chuvilin, Yu.V. Butenko, and M.I. Heggie, in: S. Komarneni, J.-I. Matsushita, G.Q. Lu, J.C. Parker, R.A. Vaia (Eds), "Topology and Electronic Structure of Onion-Like Carbon and Graphite Diamond Nanocomposites", *Nanophase and Nanocomposite Materials. Mat. Res. Sym. Proc.* 703: 381, 2002.
- 114.A.I. Romanenko, O.B. Anikeeva, A.V. Okotrub, V.L. Kuznetsov, Yu.V. Butenko, A.L. Chuvilin, C. Dong, and Y. Ni, in: S. Komarneni, J.-I. Matsushita, G.Q. Lu, J.C. Parker, R.A. Vaia (Eds), *Nanocomposite Materials. Mat. Res. Sym. Proc.* 703: 259, 2002.
- 115.S.A. Maksimenko, V.N. Rodionova, G.Ya. Slepyan, V.A. Karpovich, O. Shenderova, J.Walsh,V.L. Kuznetsov, I.N.Mazov, S.I.Moseenkov, A.V. Okotrub, Ph. Lambin, *Diamond and Related Materials* 16 (4-7): 1231–1235, 2007.
- 116.I. Mazov, V. Kuznetsov, S. Moseenkov, A. Usoltseva, A. Romanenko, O. Anikeeva, T. Buryakov, P. Kuzhir, S. Maksimenko, D. Bychanok, J. Macutkevic, D. Seliuta, G. Valusis, J. Banys, and Ph. Lambin, Electromagnetic shielding properties of MWNT/PMMA composites in Ka-band, *phys. stat. sol.* B 246 (11): 2662-2666, 2009

- 117.V. Kuznetsov, S. Moseenkov, A. Ischenko, A. Romanenko, T. Buryakov, O. Anikeeva, S. Maksimenko, P. Kuzhir, D. Bychanok, A. Gusinski, O. Ruhavets, O. Shenderova and P. Lambin, Controllable electromagnetic response of onion-like carbon based materials, *phys. stat. sol. B* 245(10): 2051–2054, 2008
- 118.P.P. Kuzhir, D.S. Bychanok, S.A. Maksimenko, A.V. Gusinski, O.V.Ruhavets, V.L. Kuznetsov, S.I. Moseenkov, C. Jones, O. Shenderova, Ph. Lambin, Onion-like carbon based polymer composite films in microwaves, *Solid State Sciences* 11(10): 1762-1767, 2009
- 119.R Langlet, Ph Lambin, A Mayer, S A Maksimenko and P P Kuzhir, Dipole polarizability of onion-like carbons and electromagnetic properties of their composites, *Nanotechnology*, 19 (11): 115706 (8pp), 2008.
- 120.J. Macutkevic, R. Adomavicius, A. Krotkus, D. Seliuta, G. Valusis, S. Maksimenko, P. Kuzhir, K. Batrakov, V. Kuznetsov, S. Moseenkov, O. Shenderova, A.V. Okotrub, R. Langlet and Ph. Lambin, Terahertz Probing of Onion-Like Carbon-PMMA Composite Films, *Diamond and Related Materials* 17: 1608-1612, 2008.
- 121.P. Kuzhir, S. Maksimenko, D. Bychanok, V. Kuznetsov, S. Moseenkov, I. Mazov, O. Shenderova and Ph. Lambin, Nano-scaled onion-like carbon: Prospective material for microwave coatings, *Metamaterials* 3(3-4): 148-156, 2009
- 122.J. Macutkevic, D. Seliuta, G.Valusis, J. Banys, P. Kuzhir, S. Maksimenko, V. Kuznetsov, S. Moseenkov, A. Usolseva, I. Mazov, A. Ischenko, P. Lambin, Dielectric properties of MWCNT based polymer composites close and below percolation threshold, *Phys. Stat. Sol. C* 6(12): 2814–2816, 2009
- 123.J. Macutkevic, P. Kuzhir, D. Seliuta, G. Valusis, J. Banys, A. Paddubskaya, D. Bychanok, G. Slepyan, S. Maksimenko, V. Kuznetsov, S. Moseenkov, O. Shenderova, A. Mayer and Ph. Lambin, Dielectric properties of novel high absorbing onion-like-carbon based polymer composite, *Diamond and Related Materials* 19(1): 91–99, 2010
- 124.P. Kuzhir, A. Paddubskaya, D. Bychanok, A. Nemilentsau, M. Shuba, A. Plusch, S. Maksimenko, S. Bellucci, L. Coderoni, F. Micciulla, I. Sacco, G. Rinaldi, J. Macutkevic, D. Seliuta, G. Valusis, J. Banys, Microwave probing of nanocarbon based epoxy resin composite films: toward electromagnetic shielding, *Thin Solid Films*, 519(12): 4114-4118, 2011
- 125.P. Kuzhir, V. Ksenevich, A. Paddubskaya, T. Veselova, D. Bychanok, A. Plusch, A. Nemilentsau, M. Shuba, S. Maksimenko, S. Bellucci, L. Coderoni, F. Micciulla, I. Sacco, G. Rinaldi, CNT based epoxy resin composites for conductive applications, *Nanosci. Nanotechnol. Lett.*, 3(6): 889-894 (6pp), 2012
- 126.P. P. Kuzhir, A. g. Paddubskaya, S. A. Maksimenko, V. L. Kuznetsov, S. Moseenkov, A. I. Romanenko, O. A. Shenderova, J. Macutkevic, G. Valusis, P. Lambin, Carbon onion composites for EMC applications, *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, 54(1): 6-16, 2012
- 127.J. Macutkevic, D. Seliuta, G. Valusis, R. Adomavicius, A. Krotkus, P. Kuzhir, A. Paddubskaya, S. Maksimenko, V. Kuznetsov, I. Mazov, I. Simonova, Multi-walled carbon nanotubes / PMMA composites for THz applications, *Diamond and Related Materials*, 25: 13–18, 2012

- 128.A. Paddubskaya, D. Bychanok, A. Plyushch, P. Kuzhir, A. Nemilentsau, S. Maksimenko, S. Bellucci, L. Coderoni, F. Micciulla, I. Sacco, G. Rinaldi, Epoxy Resin/SWCNT Shielding Paint for Super-High-Frequency Range, J. Nanoelectronics and Optoelectronics, 7(1): 81-86, 2012
- 129.A.M. Nemilentsau, G. Ya. Slepyan, S. A. Maksimenko, A. Lakhtakia, and S. V. Rotkin, Spontaneous decay of the excited state of an emitter near a finite-length metallic carbon nanotube, *Phys. Rev. B* 82, 235411 (9pp), 2010

Научное издание

СОВРЕМЕННЫЕ ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ НАНОЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМА

Аналитический обзор

Ответственный за выпуск Т. Е. Янчук

Подписано в печать 05.07.2012. Формат 60×84 ¹/₁₆. Бумага офсетная. Ризография. Усл. печ. л. 4,18. Уч.-изд. л. 3,54. Тираж 100 экз. Заказ 510.

Республиканское унитарное предприятие «Издательский центр Белорусского государственного университета». ЛИ № 02330/0494361 от 16.03.2009. Ул. Красноармейская, 6, 220030, Минск.

Отпечатано с оригинала-макета заказчика в республиканском унитарном предприятии «Издательский центр Белорусского государственного университета». ЛП № 02330/0494178 от 03.04.2009. Ул. Красноармейская, 6, 220030, Минск.