Октябрь 2012 г. **Том 182, № 10**

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Плазмоника

Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук, 21 февраля 2012 г.

PACS number: 01.10.Fv DOI: 10.3367/UFNr.0182.201210g.1111

21 февраля 2012 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук РАН "Плазмоника".

Объявленная на web-сайте ОФН РАН www.gpad.ac.ru повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Кукушкин И.В., Муравьёв В.М.** (Институт физики твёрдого тела РАН, г. Черноголовка, Московская обл.). *Терагерцевая плазмоника.*
2. **Лозовик Ю.Е.** (Институт спектроскопии РАН, г. Троицк, Московская обл.). *Плазмоника и магнитоплазмоника на графене и топологическом изоляторе.*
3. **Проценко И.Е.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Дипольный нанолазер.*
4. **Виноградов А.П., Андрианов Е.С., Пухов А.А., Дорофеенко А.В.** (Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва), **Lisyansky A.A.** (Queens College of the City University of New York, USA). *Квантовая плазмоника метаматериалов: перспективы компенсации потерь при помощи спазеров.*
5. **Климов В.В.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Квантовая теория излучения оптически активных молекул вблизи киральных наноматериалов.*

Статьи, написанные на основе докладов 2 – 5, публикуются ниже.

PACS numbers: **71.45. – d**, 73.20.Mf, **73.22. – f**
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201210h.1111

Плазмоника и магнитоплазмоника на графене и топологическом изоляторе

Ю.Е. Лозовик

Плазмоника — одна из наиболее быстро развивающихся междисциплинарных областей физики. С фундаментальной точки зрения плазменные колебания в твёрдых телах — это управляемые кулоновским взаимодействием электронов коллективные колебания плотности электронного газа, закон дисперсии которых определяется в простейшем случае концентрацией электронов в зоне проводимости, диэлектрической проницаемостью среды (кристалла без учёта электронов проводимости) и их эффективной массой. В общем случае, например, для межзонных плазмонов закон дисперсии плазмона зависит от электронной зонной структуры. Затухание плазменных колебаний определяется как одночастичными механизмами рассеяния носителей на примесях и т.п., так и затуханием Ландау, которое на микроскопическом языке соответствует распаду кванта плазменных колебаний — плазмона — на два одночастичных возбуждения — электрон и дырку, а на макроскопическом языке, как показано Гинзбургом, является обратным эффектом Вавилова – Черенкова (ускорением электрона полем плазменной волны). Возбуждение плазмонов, например, с помощью характеристических потерь электронов использовалось для характеризации твёрдых тел (см. [1 – 3] и цитируемую там литературу).

Плазмоника возникла в результате изучения плазмонов в низкоразмерных системах и структурах и разработки их применений. Специфика плазмонов (поверхностных и локальных) в этих системах состоит в том, что частота и затухание плазмонов в них определяется геометрией структуры и диэлектрической проницаемостью окружающей среды, поскольку силовые линии кулоновских полей взаимодействующих электронов проходят и через окружающую среду [4 – 7]. Последнее обстоятельство может быть использовано для создания сверхчувствительных плазмонных сенсоров (см. [8] и приведённые там ссылки). Возбуждение плазмонов широко используется в спектроскопии поверхности [9, 10] , а возбуждение локальных плазмонов — для гигантского усиления комбинационного рассеяния света [11] и различных нелинейных оптических процессов (см., например, [12] и цитируемую там литературу). Интересно было бы создать полный набор управляющих элементов для двумерной, поверхностной плазмонной оптики (плазмонные зеркала, линзы и т.д.). Обсуждалась также возможность реализации плазмонной оптики поверхности с временны́м разрешением, и были сделаны первые успешные шаги в этом направлении [13, 14]. Возбуждение локальных плазмонов на игле сканирующего зондового микроскопа падающим электромагнитным полем можно использовать для создания субволновой области под иглой с резко усиленным полем, которое в свою очередь было использовано для локальной спектроскопии и нанолитографии со сверхвысоким пространственным разрешением, существенно превосходящим рэлеевский предел (см. [15 – 17] и цитируемую там литературу).

Ю.Е. Лозовик. Институт спектроскопии РАН, Москва, РФ, Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская обл., РФ. E-mail: lozovik@isan.troitsk.ru

© Ю.Е. Лозовик 2012

Другим возможным применением плазмонов и плазмонных поляритонов является сверхбыстрая передача информации (например, между элементами чипа), быстрее, чем с помощью импульсов электронного тока. Наконец, интересной возможностью является развитие квантовой плазмоники для задач квантовой информатики и т.п.

Все эти перспективные применения существенно ограничиваются затуханием плазмонов, конечной длиной их свободного пробега. Это затруднение можно преодолеть с помощью активной плазмоники, использования спазеров — плазмонных аналогов лазеров [18 – 20]. В частности, с помощью использования спазера в форме иглы сканирующего зондового микроскопа и измерений индуцированных потерями провалов в его спектре генерации можно реализовать сверхчувствительную спектроскопию со сверхвысоким пространственным разрешением [21], являющуюся в определённом смысле спазерным аналогом селективной лазерной спектроскопии ближнего поля [22]; указанный метод можно использовать и для сверхчувствительной спазерной спектроскопии поверхности [23]. Спазерам посвящены также доклады на данной сессии ОФН РАН [24, 25].

Другой метод преодоления указанной трудности — поиск и использование принципиально новых систем с малым затуханием плазмонов, таких как допированный графен. Ниже мы кратко обсудим коллективные электронные и оптические свойства графена и топологических изоляторов, проанализированные в наших работах.

С фундаментальной точки зрения, огромный интерес к графену — одной изолированной плоскости графита, стабильной даже без подложки (см. обзоры [26 – 35] и цитируемую там литературу), и к недавно открытым (трёхмерным) топологическим изоляторам (см. обзоры [36, 37] и цитируемую там литературу) связан с тем, что в таких совершенно различных материалах, как графен и поверхности топологического изолятора, имеется двумерный электронный газ с эффективной массой, равной нулю, и нулевой щелью между зоной проводимости и валентной зоной. Этот двумерный электронный газ описывается уравнением Дирака с нулевой массой (как для нейтрино!), и поэтому здесь можно провести аналогию с ультрарелятивистской физикой элементарных частиц и кварковой материей. Это приводит к ряду интересных явлений: отсутствию отражения назад от потенциальных барьеров при нормальном падении (клейновскому туннелированию), слабой антилокализации, полуцелому квантовому эффекту Холла (наблюдаемому даже при комнатной температуре!).

Следует подчеркнуть также отличие от физики ультрарелятивистских частиц: в уравнении Дирака для графена вместо скорости света стоит величина, в 300 раз меньшая, и это уравнение справедливо лишь в лабораторной системе отсчёта (поскольку при выводе эффективного уравнения Дирака для графена исходят из галилеевски инвариантного уравнения Шрёдингера).

Надо, конечно, помнить, что уравнению Дирака во внешнем поле подчиняются так называемые огибающие, описывающие медленную по сравнению с периодом решётки модуляцию (за счёт внешних медленно меняющихся полей) блоховских функций, осциллирующих с периодом решётки (при этом используется адиабатическое приближение, приводящее для обычных кристаллов к уравнению Шрёдингера с эффективной массой).

Линейный закон дисперсии графена впервые был установлен [38, 39] с помощью простого расчёта на основе уравнения Шрёдингера, учитывающего симметрию и наличие двух подрешёток в графене, в приближении взаимодействия ближайших соседей. Но этот линейный спектр (справедливый вплоть до энергий порядка 1 эВ), т.е. наличие эффективно дираковских электронов, связан, как можно показать, с симметрией графена, и данное свойство защищено от наличия примесей и прочего симметрией относительно обращения знака времени. Роль спина в уравнении Дирака играет псевдоспин, возникающий вследствие того, что гексагональная решётка в графене может быть представлена в виде двух эквивалентных треугольных решёток, сдвинутых относительно друг друга. Наличие ещё двух компонент в уравнении Дирака для графена связано со существованием двух независимых долин в зоне Бриллюэна для графена (поскольку наличие двух узлов в элементарной ячейке графена приводит к двум узлам в элементарной ячейке обратной решётки).

Интерес к графену, разумеется, подстёгивается перспективой многочисленных применений, связанных с его уникальными свойствами. Графен имеет толщину в один атом, так что в одном из измерений достигнут предельно малый размер для возможного элемента наноэлектроники или оптоэлектроники. Можно сказать, что благодаря открытию графена возник новый класс материалов — устойчивые даже в отсутствие подложки двумерные мембраны. Графен совместим с традиционной плоской технологией создания наноструктур (в отличие, например, от нанотрубок). Он может иметь большую подвижность электронов даже при комнатной температуре, а его теплопроводность существенно выше, чем у меди. Кроме того, прочность графена в 200 раз превосходит прочность стали. Благодаря этим замечательным свойствам перспективны применения графена для создания покрытий солнечных батарей и экранов, новых композиционных наноматериалов, ультраёмкостей, наноэлектронных элементов.

Интересным свойством графена является возможность изменения его транспортных характеристик при адсорбции молекул и т.п., что открывает перспективы для создания сверхчувствительных наносенсоров на его основе.

Важным свойством графена является возможность легко управлять плотностью электронов или дырок с помощью внешних управляющих электродов (или внешнего химического допирования).

Это можно использовать для транзисторов, но лишь аналоговых, а не цифровых, что связано с отсутствием энергетической щели в графене, поскольку невозможно запереть электрический ток в цифровых транзисторах. Однако если щель открыть с помощью геометрического квантования — использования графеновых лент либо биграфена в поперечном электрическом поле, то такие системы можно применять и в цифровых транзисторах. Управление концентрацией с помощью управляемых электродов в системе двух слоёв графена было предложено использовать для создания системы из двух разделённых слоёв дираковских электронов и дырок с равной концентрацией. В этой системе возможны бозе-эйнштейновская конденсация (БЭК) дипольных пар или экситонов в магнитном поле из пространственно разделённых электронов и дырок [40 – 42] (которые в графене из-за

отсутствия отражения электронов назад существуют лишь в магнитном поле) или их спаривание типа Бардина – Купера – Шриффера (БКШ) (см. [43 – 52]) за счёт кулоновского притяжения (аналогичного спариванию в трёхмерном экситонном диэлектрике [53, 54]), что приводит в рассматриваемой системе к существованию незатухающих электрических токов в каждом из слоёв. Отличием бислоя графена от бислоя спаренных электронов и дырок с ненулевой массой [55] является отсутствие обычного кроссовера БЭК – БКШ (без магнитного поля) при уменьшении концентрации спаривающихся частиц и наличии связанного со спинорной природой дираковской волновой функции углового фактора, подавляющего рассеяние назад. Рассмотренную систему можно использовать как бездиссипативную линию передачи информации. Аналогичную систему пространственно разделённых дираковских электронов и дырок, их спаривание и сверхтекучесть можно осуществить независимым допированием с помощью независимых управляющих электродов для противоположных поверхностей сверхтонкой плёнки топологического диэлектрика (см. [56] и приведённые там ссылки). Сильное допирование может привести к возникновению собственной сверхпроводимости в графене (см. [57] и приведённые там ссылки).

Специфика зонной структуры графена приводит к интересным особенностям его диэлектрического отклика — наличию особенности в области низких частот (как и для металла, но более слабой), к очень необычным оптическим свойствам [58] , а также к слабому затуханию квазичастиц в нём. Эти свойства делают весьма перспективным создание фотонных кристаллов на основе графена, имеющего почти не замытую затуханием фотонную щель (в отличие от таковой в металлах) в далёкой инфракрасной области спектра [59].

Возможность управления концентрацией электронов в графене с помощью управляющих электродов открывает широкую перспективу для плазмоники на основе графена [60 – 64]. В частности, можно создавать с помощью специальным образом профилированных покрытий и управляющих электродов на графене плазмонные волноводы и плазмонные переключатели. Важнейшим дополнительным достоинством графена для плазмоники является слабое затухание и большая длина свободного пробега плазмонов в нём, а также и возможность работать в терагерцевой области частот. Слабое затухание открывает возможность создания квантовой плазмоники, "одноплазмоники", базирующейся на графене.

Интересно также управлять плазмонами в графене и основанных на нём метаматериалах с помощью внешнего магнитного поля (см. [62] и цитируемую там литературу). Мы рассмотрели свойства поляритонов в оптической микрополости, в которую погружён графен (рис. 1) и их свойства в терагерцевой области частот [63, 64]. Мы рассмотрели также TE- и TM-моды на графене, который граничит с двумя соседними средами с малым диэлектрическим контрастом между ними. В области частот, где мнимая часть диэлектрической функции мала, свойства системы, как оказалось, критическим образом зависят от малого диэлектрического контраста между средами. Это приводит к утеканию поверхностной волны, что открывает возможность создания сверхчувствительного сенсора на основе этой системы [65].

Интересной также является возможность управления коллективными возбуждениями в графене, а также поляритонами в оптической микрополости, в которую погружён графен, с помощью эффектов кулоновского увлечения током электронов в соседнем с графеном слое двумерного электронного газа в квантовой яме [66].

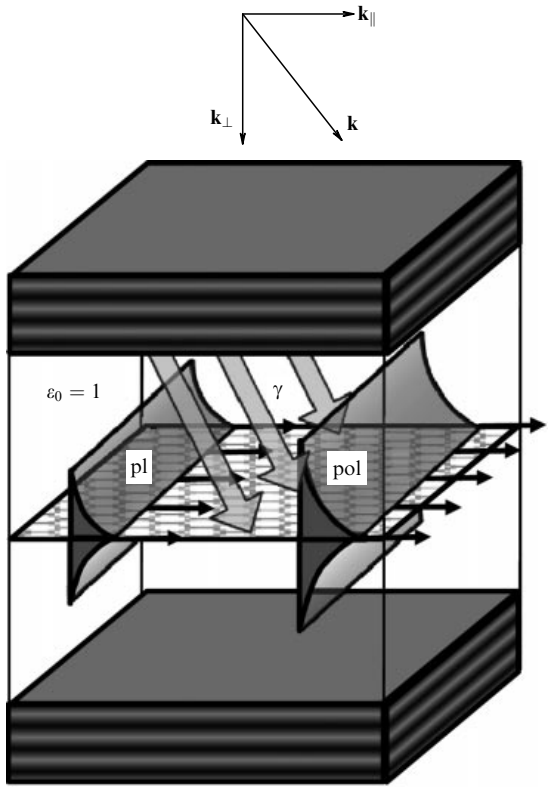

Рис. 1. Поляритон (pol) в оптической микрополости, в которую погружён графен; pl — плазмон, γ — фотон.

Как указывалось выше, дираковские электроны существуют не только в графене, но и на поверхностях недавно открытых новых материалов — трёхмерных топологических диэлектриков [36, 37]. В настоящее время изучены двумерные и трёхмерные реализации топологических изоляторов. Новой парадигмой является то, что топологические изоляторы связаны не с возникновением спонтанного нарушения симметрии в кристалле и связанного в свою очередь с ним параметра порядка (как в случае, например, магнетиков, сегнетоэлектриков и т.п.), а с появлением топологического инварианта в гильбертовом пространстве, определяемого свойствами занятых электронами блоховских состояний. В этом смысле имеется аналогия свойств топологических изоляторов и квантового эффекта Холла, в котором в области плато внутри системы все состояния не являются проводящими, но на границе системы имеются бесщелевые киральные состояния (однонаправленный ток, определяющийся направлением магнитного поля), защищённые от влияния примесей и т.п. наличием топологического инварианта в гильбертовом пространстве. Особенно просто эта картина выглядит в достаточно сильных магнитных полях, в условиях применимости дрейфового приближения для электронов, когда топологический инвариант имеет простой смысл — он характеризует связность дрейфовых траекторий электронов [67]. В трёхмерных (так называемых сильных) топологических изоляторах имеется щель в спектре объёмных состояний,

как и в обычных изоляторах, но на поверхности они из-за наличия топологического инварианта имеют бесщелевые поверхностные электронные состояния с нулевыми эффективными массами электронов и дырок (как в графене), описываемые уравнением Дирака с нулевой массой.

Эти состояния топологически защищены — обычные, немагнитные, примеси в силу наличия топологического инварианта не могут создать щель и локализовать эти состояния. Одним из важных свойств уравнения Дирака с нулевой массой является жёсткая связь направлений импульса и спина электронов (для графена — импульса и псевдоспина).

Вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия электроны на поверхности топологического изолятора имеют жёсткую корреляцию направления спина и импульса — их спин перпендикулярен импульсу, и это свойство подтверждено экспериментально с помощью фотоэлектронной спектроскопии с угловым и спиновым разрешением. Аналогичная жёсткая связь импульса и псевдоспина (а не спина!) имеется и для графена в силу математической эквивалентности уравнений Дирака с нулевой массой для обеих систем, из которой и следует указанная связь.

Эта связь приводит, в частности, к необычным свойствам плазмонов на поверхности топологических изоляторов (см. [68–70]). Плазмон на квантовом языке может быть представлен как когерентная суперпозиция возбуждённых, сдвинутых по импульсам пар электронов и дырок, соответствующих для допированного графена как внутризонным ($\gamma = \gamma'$), так и межзонным ($\gamma \neq \gamma'$) переходам, так что оператор рождения плазмона определяется линейной суперпозицией операторов рождения и уничтожения электронов:

$$Q_{\mathbf{q}}^{+} = \sum_{\mathbf{p}\gamma\gamma'} C_{\mathbf{pq}}^{\gamma'\gamma} b_{\mathbf{p}+\mathbf{q}\gamma'}^{+} b_{\mathbf{p}\gamma}\,,$$

где $\mathbf{p}$ и $\mathbf{q}$ — двумерные импульсы.

Используя соответствующую приближению хаотических фаз линеаризацию уравнений движения для дираковских электронов, можно найти закон дисперсии плазмонов. Применимость приближения хаотических фаз определяется безразмерным квантовым параметром, равным отношению характерной энергии кулоновского

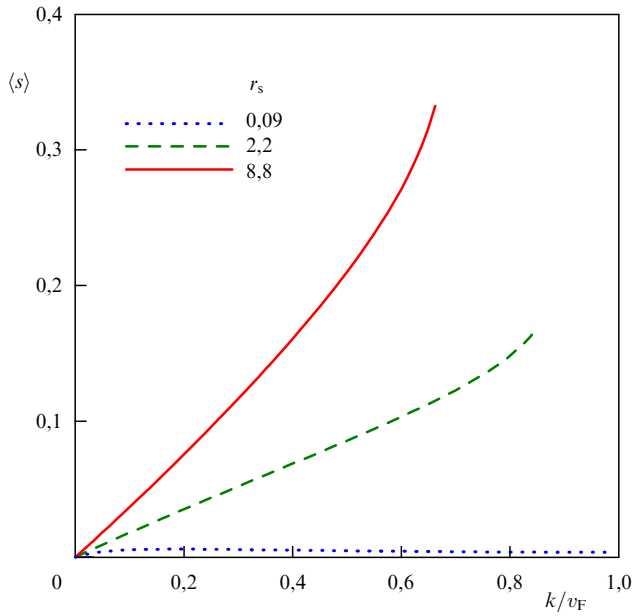

Рис. 2. Среднее значение спина, индуцированного одним плазмоном в двумерном дираковском газе на поверхности топологического изолятора, в зависимости от его волнового вектора, делённого на скорость Ферми. Параметр r_s — безразмерная константа связи дираковских электронов (эффективная постоянная тонкой структуры).

взаимодействия и квантовой кинетической энергии. Это отношение для дираковских электронов с линейным законом дисперсии не зависит о концентрации электронов и равняется эффективной постоянной тонкой структуры, в которой скорость света заменена скоростью электрона, входящей в уравнение Дирака для топологического изолятора (и графена), а квадрат заряда поделён на диэлектрическую проницаемость окружающей среды. Поскольку последняя для топологических изоляторов велика, это обеспечивает применимость приближения хаотических фаз.

С выделенным значением импульса плазмона связана и выделенность импульса электронов и дырок, определяющих оператор рождения плазмона. Вследствие жёсткой связи импульса и спина дираковских электронов

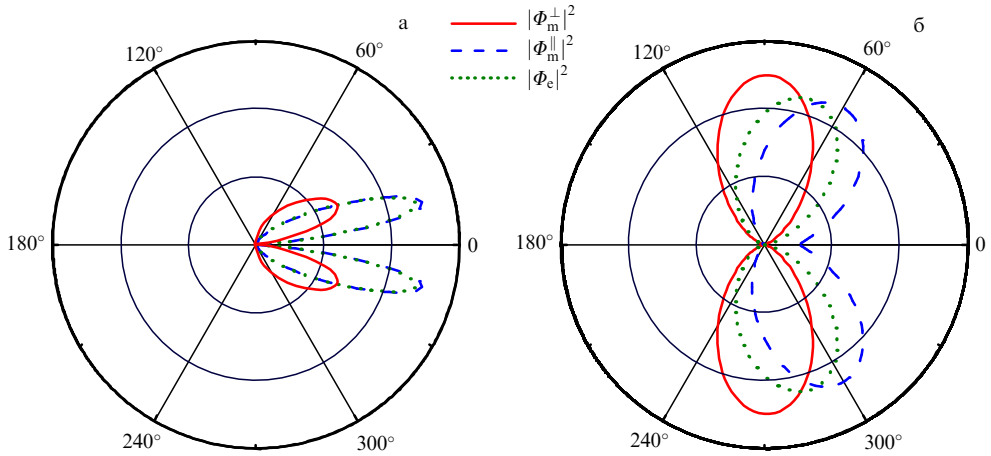

Рис. 3. Угловая диаграмма рассеяния спин-плазмона с импульсом $p = 0{,}2$ (делённым на фермиевскую скорость) на неоднородностях электрического поля (а) и в неоднородном магнитном поле (б). $\Phi_m^{\perp}$, $\Phi_m^{\parallel}$ — магнитные формфакторы, Φ_e — электрический формфактор.

возникает и выделенный спин. Так что плазменная волна в топологическом изоляторе всегда связана со спиновой волной! Более того, при рождении плазмона возникает и нескомпенсированная полная спиновая поляризация (рис. 2). При рассеянии спин-плазмона на неоднородностях электрического или магнитного поля угловая диаграмма оказывается сильно анизотропной, состоящей из двух лепестков (рис. 3).

Интересные эффекты возникают, если на поверхность топологического изолятора нанести слой магнитной примеси или плёнку магнитного материала. Своим внешним обменным взаимодействием с дираковскими электронами (неинвариантным относительно обращения знака времени) этот слой индуцирует щель в спектре дираковских электронов, и топологический изолятор становится квантовым магнитоэлектриком — внешнее электрическое поле индуцирует (помимо обычной электрической поляризации объёма) магнитный момент, а магнитное поле — электрический дипольный момент. Это приводит, в частности, к появлению квантованной недиагональной холловской проводимости, а поэтому и к квантовому эффекту Фарадея и Керра — квантованным поворотам плоскости поляризации проходящей или отражённой электромагнитной волны (в отсутствие внешнего магнитного поля!). Киральные свойства системы приводят и к киральным свойствам экситонов внутри щели топологического диэлектрика (зависимости энергии от знака проекции момента). Поэтому такие киральные экситоны дают резонансный вклад в недиагональную проводимость системы, что может резко усилить эффект Фарадея по сравнению с его квантованным значением (определяемым лишь постоянной тонкой структуры) (см. [71, 72] и приведённые там ссылки).

Электроны над поверхностью топологического изолятора с киральными двумерными (2D) электронами своим кулоновским полем индуцируют такую магнитную поляризацию, которая в силу симметрии задачи эквивалентна наличию магнитных монополей изображения (аналогично зарядам изображения). Для достаточно плотного газа 2D-электронов возникающее суммарное внешнее магнитное поле от всех монополей изображения можно считать однородным и пропорциональным поверхностной плотности внешних электронов и магнитному заряду монополя. Это поле может проявиться в эффекте Холла для внешних электронов и в изменении закона дисперсии их плазменных колебаний. Для разреженной системы внешних электронов они должны проявлять эффект Бома – Ааронова на магнитных потоках, связанных с чужими монополями изображения, и потому являться анионами — частицами с дробной статистикой (см. [73] и приведённые там ссылки).

Работа поддержана грантом РФФИ 11-02-00858.

Список литературы

1. Keldysh L V, Kirzhnitz D A, Maradudin A A (Eds) *The Dielectric Function of Condensed Systems* (Amsterdam: North-Holland, 1989)
2. Киржниц Д А *Полевые методы теории многих частиц* (М.: Госатомиздат, 1963) [Kirzhnits D A *Field Theoretical Methods in Many-Body Systems* (Oxford: Pergamon Press, 1967)]
3. Pines D *Elementary Excitations in Solids* (New York: W.A. Benjamin, 1963) [Пайнс Д *Элементарные возбуждения в твердых телах* (М.: Мир, 1965)]
4. Lozovik Yu E, Klyuchnik A V, in *The Dielectric Function of Condensed Systems* (Eds L V Keldysh, D A Kirzhnitz, A A Maradudin) (Amsterdam: North-Holland, 1989) Ch. 5
5. Климов В В *Наноплазмоника* 2-е изд. (М.: Физматлит, 2010)
6. Shalaev V M, Kawata S (Eds) *Nanophotonics with Surface Plasmons* (Amsterdam: Elsevier, 2007)
7. Bozhevolnyi S I (Ed.) *Plasmonic Nanoguides and Circuits* (Singapore: Pan Stanford Publ., 2009)
8. Zalyubovskiy S J et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **29** 994 (2012)
9. Agranovich V M, Mills D L (Eds) *Surface Polaritons. Electromagnetic Waves at Surfaces and Interfaces* (Amsterdam: North-Holland, 1982) [Агранович В М, Миллс Д Л (Ред.) *Поверхностные поляритоны: электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред* (М.: Наука, 1985)]
10. Agranovich V *Excitations in Organic Solids* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2009)
11. Kneipp K, Moskovits M, Kneipp H (Eds) *Surface-Enhanced Raman Scattering. Physics and Applications* (Berlin: Springer, 2006)
12. Aiboushev A V et al. *Phys. Status Solidi C* **6** (S1) S162 (2009)
13. Lozovik Yu E et al. *Phys. Lett. A* **276** 127 (2000)
14. Lozovik Yu E et al. *Письма в ЖЭТФ* **75** 551 (2002) [*JETP Lett.* **75** 461 (2002)]
15. Лозовик Ю Е, Меркулова С П *УФН* **169** 348 (1999) [Lozovik Yu E, Merkulova S P *Phys. Usp.* **42** 284 (1999)]
16. Lozovik Yu E, Klyuchnik A V, Merkulova S P *Laser Phys.* **9** 552 (1999)
17. Lozovik Yu E et al. *Laser Phys.* **9** 564 (1999)
18. Bergman D J, Stockman M I *Phys. Rev. Lett.* **90** 027402 (2003)
19. Protsenko I E et al. *Phys. Rev. A* **71** 063812 (2005)
20. Lisyansky A A et al. *Phys. Rev. B* **84** 153409 (2011)
21. Lozovik Yu E et al., arXiv:1208.3389, to be published
22. Kolesnikov A A, Lozovik Yu E, Merkulova S P *J. Russ. Laser Res.* **31** 469 (2010)
23. Lozovik Yu E et al., to be published
24. Проценко И Е *УФН* **182** 1117 (2012) [Protsenko I E *Phys. Usp.* **55** (10) (2012)]
25. Виноградов А П и др. *УФН* **182** 1123 (2012) [Vinogradov A P et al. *Phys. Usp.* **55** (10) (2012)]
26. Гейм А К *УФН* **181** 1284 (2011); Geim A K *Rev. Mod. Phys.* **83** 851 (2011)
27. Новосёлов К С *УФН* **181** 1299 (2011); Novoselov K S *Rev. Mod. Phys.* **83** 837 (2011)
28. Castro Neto A H et al. *Rev. Mod. Phys.* **81** 109 (2009)
29. Katsnelson M I *Mater. Today* **10** (1 – 2) 20 (2007)
30. Das Sarma S et al. *Rev. Mod. Phys.* **83** 407 (2011)
31. Kotov V N et al. *Rev. Mod. Phys.* **84** 1067 (2012)
32. Морозов С В, Новоселов К С, Гейм А К *УФН* **178** 776 (2008) [Morozov S V, Novoselov K S, Geim A K *Phys. Usp.* **51** 744 (2008)]
33. Лозовик Ю Е, Меркулова С П, Соколик А А *УФН* **178** 757 (2008) [Lozovik Yu E, Merkulova S P, Sokolik A A *Phys. Usp.* **51** 727 (2008)]
34. Abergel D S L et al. *Adv. Phys.* **59** 261 (2010)
35. Katsnelson M I *Graphene: Carbon in Two Dimensions* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2012)
36. Hasan M Z, Kane C L *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045 (2010)
37. Qi X-L, Zhang S-C *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057 (2011)
38. Wallace P R *Phys. Rev.* **71** 622 (1947)
39. Slonczewski J C, Weiss P R *Phys. Rev.* **109** 272 (1958)
40. Berman O L, Lozovik Yu E, Gumbs G *Phys. Rev. B* **77** 155433 (2008)
41. Lozovik Yu E, Sokolik A A, Willander M *Phys. Status Solidi A* **206** 927 (2009)
42. Berman O L, Kezerashvili R Ya, Lozovik Yu E *Nanotechnology* **21** 134019 (2010)
43. Lozovik Y E, Sokolik A A *Письма в ЖЭТФ* **87** 61 (2008) [*JETP Lett.* **87** 55 (2008)]
44. Bistritzer R et al., arXiv:0810.0331
45. Kharitonov M Yu, Efetov K B *Semicond. Sci. Technol.* **25** 034004 (2010)
46. Lozovik Y E, Sokolik A A *Eur. Phys. J. B* **73** 195 (2010)
47. Lozovik Yu E, Sokolik A A *Phys. Lett. A* **374** 326 (2009)
48. Mink M P et al. *Phys. Rev. B* **84** 155409 (2011)
49. Lozovik Yu E, Ogarkov S L, Sokolik A A *Phys. Rev. B* **86** 045429 (2012)
50. Ефимкин Д К, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **140** 1009 (2011) [Efimkin D K, Lozovik Yu E *JETP* **113** 880 (2011)]
51. Efimkin D K, Kulbachinskii V A, Lozovik Yu E *Письма в ЖЭТФ* **93** 238 (2011) [*JETP Lett.* **93** 219 (2011)]

52. Efimkin D K, Lozovik Yu E *Fullerenes Nanotubes Carbon Nanostruct*. **20** 569 (2012)
53. Келдыш Л В, Копаев Ю В *ФТТ* **6** 2791 (1964) [Keldysh L V, Kopaev Yu V *Sov. Phys. Solid Sate* **6** 2219 (1965)]
54. Козлов А Н, Максимов Л А *ЖЭТФ* **48** 1184 (1965) [Kozlov A N, Maksimov L A *Sov. Phys. JETP* **21** 790 (1965)]
55. Лозовик Ю Е, Юдсон В И *Письма в ЖЭТФ* **22** 556 (1975) [Lozovik Yu E, Yudson V I *JETP Lett*. **22** 274 (1975)]
56. Efimkin D K, Lozovik Y E, Sokolik A A *Phys. Rev. B* (in print); arXiv:1207.1817
57. Lozovik Yu E, Sokolik A A *Phys. Lett. A* **374** 2785 (2010)
58. Фальковский Л А *УФН* **178** 923 (2008) [Falkovsky L A *Phys. Usp*. **51** 887 (2008)]
59. Berman O L, Kezerashvili R Ya, Lozovik Yu E *Phys. Lett. A* **374** 3681 (2010)
60. Mikhailov S A, Ziegler K *Phys. Rev. Lett*. **99** 016803 (2007)
61. Koppens F H L, Chang D E, Javier García de Abajo F *Nano Lett*. **11** 3370 (2011)
62. Berman O L, Gumbs G, Lozovik Yu E *Phys. Rev. B* **78** 085401 (2008)
63. Kotov O V, Lozovik Yu E *Phys. Lett. A* **375** 2573 (2011)
64. Kotov O V, Lozovik Yu E *Fullerenes Nanotubes Carbon Nanostruct*. **20** 563 (2012)
65. Kotov O V, Lozovik Yu E, to be published
66. Berman O L, Kezerashvili R Ya, Lozovik Yu E *Phys. Rev. B* **82** 125307 (2010)
67. Апенко С М, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **89** 573 (1985) [Apenko S M, Lozovik Yu E *Sov. Phys. JETP* **62** 328 (1985)]
68. Efimkin D K, Lozovik Yu E, Sokolik A A *Nanoscale Res. Lett*. **7** 163 (2012)
69. Tse W-K et al. *Phys. Rev. Lett*. **105** 057401 (2010)
70. Efimkin D K, Lozovik Yu E, Sokolik A A *J. Magn. Magn. Mater*. **324** 3610 (2012); arXiv:1107.4695
71. Efimkin D K, Lozovik Yu E *Phys. Rev. B*, submitted; arXiv: 1208.3320
72. Raghu S et al. *Phys. Rev. Lett*. **104** 116401 (2010)
73. Лозовик Ю Е, to be published

PACS numbers: 42.55.Ah, 42.70.Nq, 78.67.Bf
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201210i.1116

Теория дипольного нанолазера

И.Е. Проценко

1. Введение
В статье теоретически исследуется когерентная генерация дипольного момента металлической наночастицы при возбуждении в ней локализованного плазмонного резонанса с помощью генератора (атома, квантовой точки и т.п.), в котором обеспечивается инверсная населённость электронных состояний. Генератор и наночастица взаимодействуют между собой через ближнее поле. Данная наноразмерная система — "дипольный" нанолазер (ДНЛ) — при выполнении пороговых условий излучает когерентное электромагнитное поле. Выводятся базовые и упрощённые уравнения ДНЛ, обсуждаются пороговые условия генерации, особенности ДНЛ, связанные с некогерентной генерацией дипольного момента, некоторые приборы на основе ДНЛ: широкополосные оптические модуляторы, высокоэффективные светоизлучающие устойства, а также возможные схемы ДНЛ и дальнейшие направления их теоретического исследования.

И.Е. Проценко. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ; ООО "Плазмоника", Москва, РФ
E-mail: protsen@sci.lebedev.ru, protsenk@gmail.com

Исследования резонансного взаимодействия электромагнитного излучения с металлическими частицами имеют давнюю историю [1 – 3]. Сейчас эти исследования переживают подъём, появился новый раздел физики — наноплазмоника [4], что связано как с развитием нанотехнологий, так и с новыми практическими задачами: по управлению светом в оптоэлектронике [5, 6], увеличению эффективности солнечных элементов с помощью металлических наночастиц [7] и т.д. Металлические наночастицы, обладающие локализованными плазмонными резонансами (ЛПР), могут использоваться как антенны оптического или ближнего инфракрасного диапазонов [8], в том числе при создании наноразмерных лазеров. Метод генерации когерентного излучения и дипольный нанолазер на его основе были предложены в [9], соответствующая теория, которая была развита в [10 – 17], использовалась, например, в [18, 19]. Независимо и практически одновременно с [9] в работе [20] были предложены метод генерации поверхностных плазмонов и устройство спазер (от англ. аббревиатуры SPASER — Surface Plasmon Amplification by Stimulated Emission of Radiation), близкое к ДНЛ. Теория спазера разрабатывалась в [21] и в других работах. Исследовалась также возможность компенсации потерь в активных средах с металлическими наночастицами [22] — эта компенсация потерь имеет место и в ДНЛ, и в спазере. Проведён ряд экспериментов с близкими к ДНЛ устройствами, работающими как ниже [23, 24], так и выше [25, 26] порога генерации; полную библиографию исследований ДНЛ и спазера трудно изложить в короткой статье.

Целью настоящей статьи является краткое изложение теории ДНЛ и рассмотрение некоторых её новых особенностей. Теория ДНЛ основывается на известных уравнениях одномодового лазера [27], в которых мода электромагнитного поля заменяется дипольным моментом, возникающим в результате резонансных колебаний электронной плотности наночастицы. Квант линейных колебаний электронной плотности является бозоном, как и квант электромагнитного поля (ЭМП), поэтому возможна когерентная (лазерная) генерация колебаний электронной плотности, аналогичная когерентной генерации бозонов ЭМП. Возможность лазерной генерации не только квантов ЭМП, но и других бозонов, например бозе-конденсатов атомов в ловушках [28], отмечалась ранее. Базовые уравнения ДНЛ обосновывают возможность не только когерентной генерации дипольного момента и излучения, но и других лазерных эффектов в системах, аналогичных ДНЛ. Развитие базовых уравнений приводит ко всё более реалистичным моделям ДНЛ и связанных с ним устройств. При этом можно использовать известные подходы как лазерной теории, например, при описании спонтанного излучения в моду [29, 30], так и классической электродинамики, например, при описании мод ДНЛ [3]. Часто оказывается, что эффекты, малосущественные в "классической" лазерной теории, оказываются весьма важными для ДНЛ, как, например, беспороговая лазерная генерация [30] или эффекты локального поля [31]. Развитие базовых уравнений ДНЛ приводит к моделям, отличным от их аналогов в лазерной теории; например, уравнения для ДНЛ во внешнем поле с учётом спонтанного излучения в моду [17] существенно отличаются от уравнений для обычного лазера с внешним сигналом [27]. Теория ДНЛ является весьма интересной, так как естественным образом совме-

© И.Е. Проценко 2012