Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 10, с. 658 – 666

Высокодобротные диэлектрические Ми-резонансные наноструктуры (Мини-обзор)

П. Тонкаев[+1)], *Ю. Кившарь*[+*1)]

[+]*Университет ИТМО, 197101 С.-Петербург, Россия*

[*]*Nonlinear Physics Centre, Australian National University, Canberra ACT 2601, Australia*

Поступила в редакцию 14 октября 2020 г.
После переработки 19 октября 2020 г.
Принята к публикации 19 октября 2020 г.

Новые перспективные технологии, обеспечивающие создание высокопроизводительных линий оптической связи, сверхбыстрых вычислительных устройств и компактных биосенсоров, как ожидается, будут связаны с перестраиваемыми оптическими схемами высокой плотности функциональных элементов, разрабатываемых в рамках современной нанофотоники. Продолжительное время плазмоника рассматривалась как безальтернативная технологическая платформа для нано-оптики, однако стремительно развивающееся новое направление, получившее название *резонансная метафотоника*, позволяет создавать энергоэффективные структуры нано-оптики, функционал которых обеспечен резонансами Ми, возбуждающимися в отдельных элементах, сделанных из материалов с высоким значением диэлектрической проницаемости. Целью настоящего мини-обзора является освещение новых тенденций в физике высокодобротных диэлектрических наноструктур для эффективного управления светом в пространстве и времени благодаря использованию мультипольных резонансов и связанных состояний в континууме. Кроме этого, обсуждается возможность практического применения фундаментальных результатов данного направления для нелинейной оптики, нанолазеров, субволновых сенсоров и волноводов.

DOI: 10.31857/S123456782022005X

Введение. Нанофотоника часто рассматривается как особый раздел оптики, изучающий поведение света на наномасштабах, включая взаимодействие субволновых объектов со светом. Для многих приложений нанофотоники, в том числе для создания компактных оптических схем и сетей, необходимо минимизировать геометрические размеры фотонных элементов, и поэтому традиционно нанофотоника основывалась на металлических компонентах, которые переносят и фокусируют свет с помощью поверхностных плазмонных поляритонов, что позволяет преодолеть дифракционный предел [1]. Однако, как известно, плазмонные компоненты страдают от сильных диссипативных потерь и нагрева. Недавно возникшая новая область – *диэлектрическая резонансная метафотоника* [2] (также называемая "*Mie-tronics*" [3]), направлена на управление оптически-индуцированными электрическими и магнитными резонансами Ми в диэлектрических наноструктурах с высоким показателем преломления. Уникальные преимущества таких диэлектрических резонансных наноструктур по сравнению с их металлическими аналогами - это низкие диссипативные потери, сильное усиление как электрического, так и магнитного полей, которые делают их конкурентоспособной альтернативной для плазмоники оптических наноантенн, биосенсоров и метаповерхностей.

Диэлектрические наноантенны с высоким показателем преломления, поддерживающие мультипольные резонансы Ми, представляют собой новый тип структурных элементов метаматериалов для генерации, управления и модуляции света. Комбинируя как электрические, так и магнитные мультипольные моды, можно не только изменять диаграммы направленности излучения в дальней зоне, но также локализовать электромагнитную энергию в открытых резонаторах, используя физику связанных состояний в континууме (ССК) для достижения деструктивной интерференции двух (или более) утекающих мод [4, 5]. Оптические резонансы Ми в наноантеннах можно охарактеризовать средним временем жизни захваченного света, количественно определяемого значением добротности. Известно, что дипольные моды Ми низшего порядка имеют относительно низкую добротность – порядка десяти. Изменение параметров резонатора, или объединение резонаторов в плоскую геометрию метаповерхностей, позволяет

1)e-mail: pavel.tonkaev@metalab.ifmo.ru; yuri.kivshar@anu.edu.au

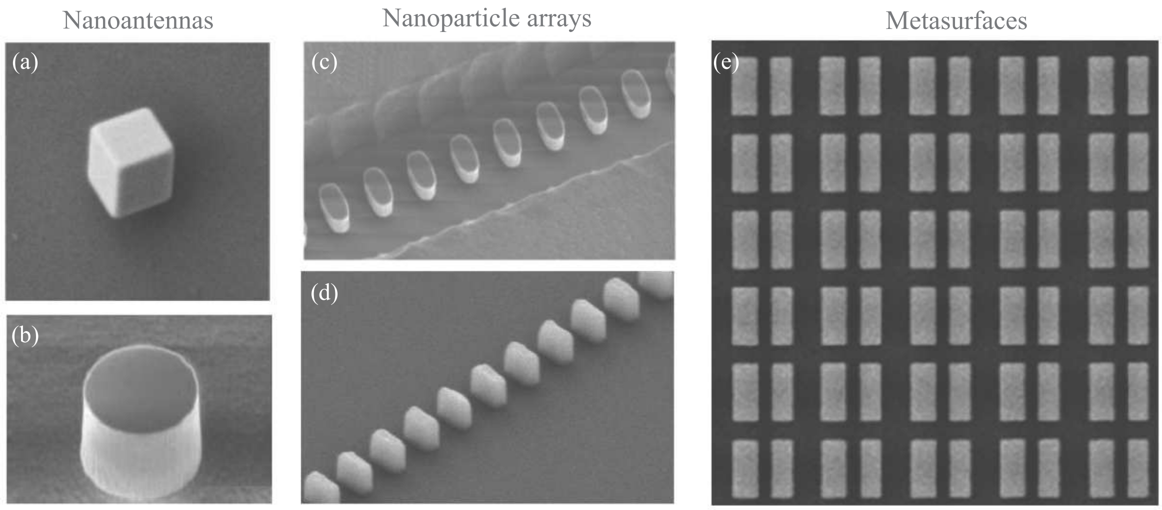

Рис. 1. Основные типы субволновых диэлектрических структур, представленные СЭМ-изображениями изготовленных образцов. (a), (b) – Кубические и цилиндрические оптические наноантенны для лазерной генерации и генерации высших гармоник; (c), (d) – цепочки диэлектрических наночастиц для волноводов, передающих медленный свет; и (e) – диэлектрические метаповерхности, поддерживающие СКК резонансы. Изображения взяты из работ [6–10]

добиться гораздо более высоких значений добротности.

Этот мини-обзор призван осветить некоторые недавние достижения в области *диэлектрической Ми-резонансной метафотоники*, обусловленные разработкой диэлектрических структур с высокой добротностью для нелинейной нанофотоники, лазерной генерации на наномасштабах и создания эффективных датчиков света.

На рисунке 1a–e показаны примеры СЭМ-изображений (воспроизведены из работ [6–10]) для нескольких типов диэлектрических структур. В частности, субволновые оптические наноантенны, изготовленные из диэлектрических материалов с высоким показателем преломления, могут иметь различную форму, например, куба и цилиндра (см. рис. 1a, b). Они также поддерживают мультипольные электрические и магнитные резонансы Ми, которые можно гибридизировать для реализации квази-ССК резонансов, известных также как суперрезонансные состояния [5], с высокими значениями добротности. Ниже будет обсуждено как такие резонансные наноантенны Ми могут быть использованы для генерации второй гармоники, а также для создания уникальных наноразмерных неплазмонных лазеров, работающих при комнатной температуре. На рисунке 1c, d представлены массивы диэлектрических наночастиц для волноводов, передающих медленный свет. Наконец, создание метаповерхности на основе субволновых резонаторов (см. рис. 1e) позволяет использовать коллективные резонансы, связанные с физикой ССК, и, таким образом, создавать новую платформу для нелинейной оптики.

Важно отметить, что различные степени свободы и геометрии могут быть использованы для проектирования добротности резонансных диэлектрических структур, а также для создания волноводов, поддерживающих распространение так называемого медленного света, на основе резонансов Ми. Возможность получения резонансов с высокой добротностью для метаповерхностей открывает новые пути для создания компактных оптических устройств таких, как, например, биодатчики.

Нелинейные наноантенны. Субволновые диэлектрические наноантенны, изготовленные из материалов с высоким показателем преломления, недавно нашли свое применение в нанофотонике [2, 7, 11]. Однако усиление эффектов ближнего поля для отдельных субволновых резонаторов ограничено низкой добротностью основных резонансов, определяющих оптический отклик. В последних исследованиях был предложен новый подход [7] для получения высокодобротных резонансов в индивидуальных субволновых резонаторах в режиме *суперрезонатора*, используя физику безызлучательных состояний – оптических *связанных состояний в конти-*

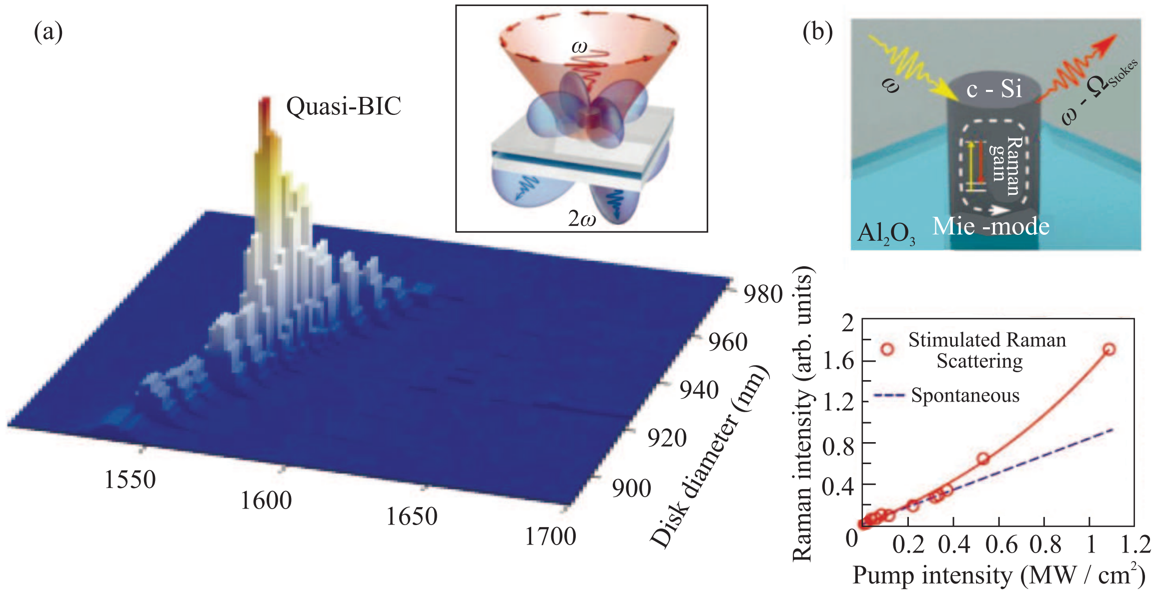

Рис. 2. (Цветной онлайн) Примеры нелинейных эффектов усиленных резонансами Ми. (a) – Генерация второй гармоники за счет квази-ССК резонанса. (b) – Вынужденное комбинационное рассеяние света на c-Si наноцилиндрах усиленное резонансом Ми низкого порядка. Изображения взяты из [7, 11]

нууме (ССК) [4, 5]. Изучению режима суперрезонатора было посвящено много работ, но экспериментально пронаблюдать его удалось только в этом году. Кошелев и соавторы [7] впервые экспериментально реализовали суперрезонансные моды в отдельных субволновых диэлектрических резонаторах, а также продемонстрировали рекордно высокую эффективность генерации второй гармоники. Исследование показало, что суперрезонансные моды образуются из-за сильной связи двух вытекающих мод, возбуждаемых одновременно в диэлектрическом резонаторе, которые деструктивно интерферируют, что приводит к сильному подавлению радиационных потерь. Эти наблюдения подтвердили, что моды суперрезонатора обусловлены физикой ССК. Результаты работы открывают новые возможности для субволновой диэлектрической метафотоники и нелинейной нанофотоники.

В частности, Кошелев и соавторы [7] рассмотрели цилиндрические резонаторы высотой 635 нм, изготовленные из AlGaAs ($\varepsilon = 11$) и помещенные на кремневую подложку с дополнительным высоколегированным слоем ITO толщиной 300 нм. Этот слой обеспечивает дополнительное увеличение добротности за счет взаимодействия между резонатором и подложкой. Чтобы обнаружить суперрезонансную моду, авторы изменяли диаметр резонатора от 890 до 980 нм, чтобы найти сильное взаимодействие между парой утекающих резонансных мод Ми [7]. Для эффективного возбуждения авторы использовали сильно сфокусированный азимутально-поляризованный векторный пучок с длиной волны от 1500 до 1700 нм. Измеренная добротность составила около 190, что более, чем на порядок выше, чем для обычного магнитного дипольного резонанса Ми. Такое высокое значение добротности обусловливает усиление взаимодействия света с веществом за счет нелинейных эффектов. На рисунке 2a показаны измеренные зависимости интенсивности второй гармоники от диаметра частицы и длины падающей возбуждающей волны структурированной накачки. На вставке показан профиль в дальней зоне испускаемого излучения возбужденной квази-ССК моды.

Комбинационное рассеяние – это эффективный метод для изучения оптических мод. Значительное увеличение сигнала комбинационного рассеяния света соответствует эффективному взаимодействию энергии с модами наночастицы. Комбинационное рассеяние света, усиленное электрическим и магнитным резонансами Ми субволновых частиц [12], может быть использовано в качестве датчика [13] и для нанотермометрии [14]. Однако усиленное спонтанное комбинационное рассеяние света остается относительно слабым эффектом по сравнению с усиленной фотолюминесценцией, наблюдаемой в резонансных наноструктурах [15]. Зограф и соавторы [11] экспериментально пронаблюдали *вынужденное ком-*

бинационное рассеяние на изолированных субволновых c-Si наночастицах, усиленное мультипольными резонансами Ми. В своей работе они исследовали рассеяние на c-Si наноцилиндрах высотой 600 нм и диаметрами от 200 до 1000 нм, изготовленных методом электронно-лучевой литографии на подложке из Al_2O_3 (см. рис. 2b).

Сначала авторы выбрали субволновую наночастицу с наиболее сильным сигналом комбинационного рассеяния света. Для достижения этой цели были проведены измерения конфокального комбинационного рассеяния света от отдельных наночастиц c-Si на длине волны накачки 633 нм. Было обнаружено, что при низкой интенсивности максимальный сигнал комбинационного рассеяния света соответствует диаметру наночастиц 475 нм, поддерживающей магнитную дипольную и магнитную квадрупольную моды на длинах волн 654 и 633 нм, соответственно. Типичные экспериментальные зависимости сигнала комбинационного рассеяния света от интенсивности накачки показаны на рис. 2b. При малых интенсивностях зависимость линейная, и преобладает спонтанное комбинационное рассеяние света. Однако при более высоких интенсивностях (более 0.3 МВт/см^2) для нанодиска диаметром 475 нм наблюдался нелинейный рост сигнала комбинационного рассеяния света, который не обнаруживается для других нанодисков диаметром от 250 до 800 нм. Эта резкая разница характеризует процесс вынужденного комбинационного рассеяния света.

В режиме вынужденного комбинационного рассеяния более сильная накачка передает часть своей энергии более слабому стоксово-сдвинутому рамановскому сигналу за счет взаимодействия с нелинейной средой. В результате накачка может усилить слабый стоксов пучок, связанный с рамановским усилением. Когда фотоны накачки захватываются модой резонатора, комбинационное рассеяние усиливается и генерирует сигнал, который растет экспоненциально с входной интенсивностью.

Диэлектрические нанолазеры. Создание наноисточника когерентного излучения – важная часть в разработке будущих оптических компьютерных систем. До сих пор создание полупроводниковых лазеров ограничивалось несколькими микронами. Дальнейшее уменьшение размеров затруднено изза радиационных потерь. Использование плазмонных материалов может уменьшить радиационные потери и размер лазера, но при этом увеличиваются безызлучательные потери [16]. Недавние исследования продемонстрировали перспективность использования резонансных диэлектрических наноантенн в нанофотонике. Низкие безызлучательные потери диэлектрических частиц позволяют рассматривать их в качестве источников лазерного излучения. Диэлектрические наноантенны уже были использованы для усиления сигнала комбинационного рассеяния [12] и фотолюминесценции материала наноантенн [17].

Галогенидные перовскиты являются перспективные материалами для лазерной генерации. Эти материалы имеют достаточно высокий показатель преломления, что позволяет создавать из них компактные конструкции, поддерживающие резонансы Ми [15, 17]. Кроме того, свинцово-галогенидные перовскиты имеют низкую концентрацию дефектов и высокий квантовый выход фотолюминесценции [18]. Более того, простые химические методы изготовления позволяют создавать оптические резонансные микроструктуры, генерирующие лазерное излучение в оптическом диапазоне частот [19, 20]. Однако создание субволнового резонатора является сложной задачей из-за того, что частицы маленького размера имеют большее отношение поверхности к объему, что увеличивает эффект поверхностной рекомбинации и влияние шероховатостей, которые в свою очередь приводят к более высоким потерям. В недавних исследованиях удалось преодолеть это ограничение и создать нанолазер размером 310 нм на основе свинцово-галогенидного перовскита, который работает при комнатной температуре и имеет соотношение размера к длине волны 0.58 [6]. Наночастица $CsPbBr_3$ была синтезирована химическим путем на подложке из Al_2O_3 (рис. 3a). Разложение по мультиполям частицы, генерирующей лазерное излучение, демонстрирует доминирующий вклад магнитной дипольной моды Ми третьего порядка [6].

Создание резонаторов меньшего размера при сохранении той же длины волны излучения обязательно подразумевает использование мод более низкого порядка, которые обладают более высокими радиационными потерями, что приводит к падению добротности. Мыльников и соавторы [21] предложили использовали цилиндрический наноразмерный резонатор, поддерживающий квази-ССК режим (см. рис. 3b). Использование режима суперрезонансой моды снижает радиационные потери, позволяя компенсировать усиление и потери в наночастицах меньшего размера. В результате авторы продемонстрировали нанолазер на основе GaAs диаметром 500 нм и высотой 330 нм на кварцевой подложке с длиной волны генерации 825 нм и с отношением размера к длине волны 0.6, однако работающий при криогенных температурах [21].

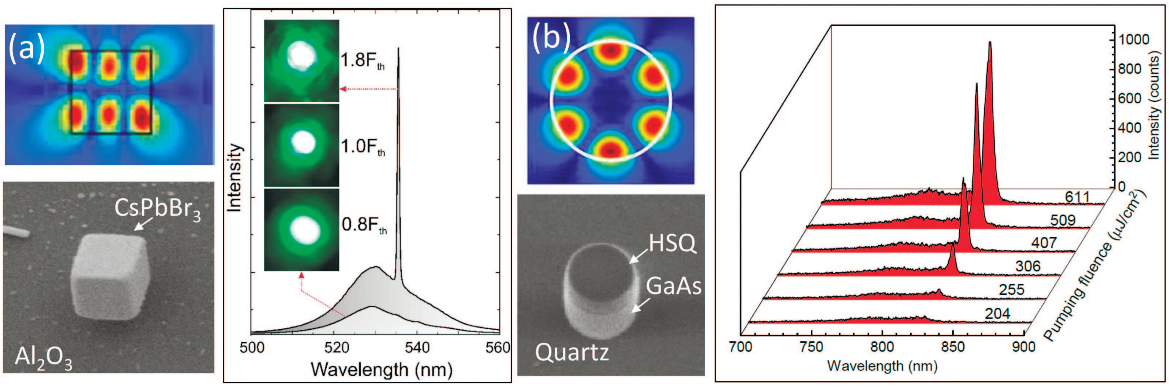

Рис. 3. (Цветной онлайн) Диэлектрические нанолазеры поддерживающие резонансные моды Ми низкого порядка на основе (a) – кубической наночастицы $CsPbBr_3$ и (b) – наноцилиндра GaAs. Изображения взяты из [6, 21]

Волноводы передающие медленный свет. Недавний прогресс в технологии изготовления нанообъектов открывает большие возможности для проектирования субволновых структур на основе метаматериалов со специально разработанными оптическими свойствами, которые, как ожидается, улучшат характеристики фотонных устройств следующего поколения. Субволновые оптические волноводы привлекли большое внимание, поскольку они предоставляют уникальные возможности для миниатюризации технологий оптической связи. В последнее время обсуждаются разнообразные реализации субволновых структур в интегральной оптике для проектирования интегрированных фотонных платформ [22]. Основными целями этих исследований являются дизайн модовой дисперсии и анизотропии волновода и, в частности, достижение режима медленного распространения света. Следующим шагом было бы использование резонансов в таких волноводах медленного света на основе как электрических, так и магнитных мультипольных мод Ми [23].

В общем, распространение света через периодический пластинчатый волновод определяется дисперсией, показанной на рис. 4a (слева), и характеризуется тремя режимами: излучение, брэгговсое рассеяние и субволновые распространение волн [22]. В режиме излучения периодический волновод представляет собой дифракционную решетку, излучающую из волновода в свободное пространство вверх и вниз, как показано на рис. 4a (справа). Для более коротких периодов волновод поддерживает моды Флоке–Блоха, характеризующиеся электрическим полем, модулированным с той же периодичностью, что и волновод. Однако, когда периодичность волновода становится существенно меньше длины волны, волновод можно эффективно аппроксимировать как одноосный кристалл, что позволяет рассчитать его эффективный показатель преломления, как обсуждалось в работе [22]. В результате, волновод оптически эквивалентен однородному волноводу с эффективным показателем, определяемым коэффициентом заполнения (красная линия показывает эффективную дисперсию). Возможность управлять как дисперсией, так и анизотропией волноводов открывает много возможностей для проектирования волновых векторов распространяющихся мод [22].

Однако ситуация кардинально меняется при учете свойств отдельных резонаторов. Теоретические исследования показали [24], что электромагнитную энергию можно эффективно направлять вдоль цепочки наночастиц, когда поле локализовано на размере менее половины длины направляемой волны, что обеспечивает альтернативу плазмонным волноводам. Эта концепция была проверена в микроволновом диапазоне [25] с использованием аналога оптических наноантенн, реализованного для микроволн [26]. Полученные результаты предполагают, что цепочка наночастиц с высоким показателем преломления может направлять свет на расстояния, значительно превышающие расстояния, достижимые с помощью металлических или металл-диэлектрических плазмонных волноводов.

Диэлектрические наночастицы с высоким показателем преломления поддерживающие резонансы Ми, открывают новые возможности для управления светом на наномасштабах, из них также можно создать волновод медленного света в цепочке связанных резонансных наночастиц кремния на телекоммуникационных длинах волн. В недавних исследованиях бы-

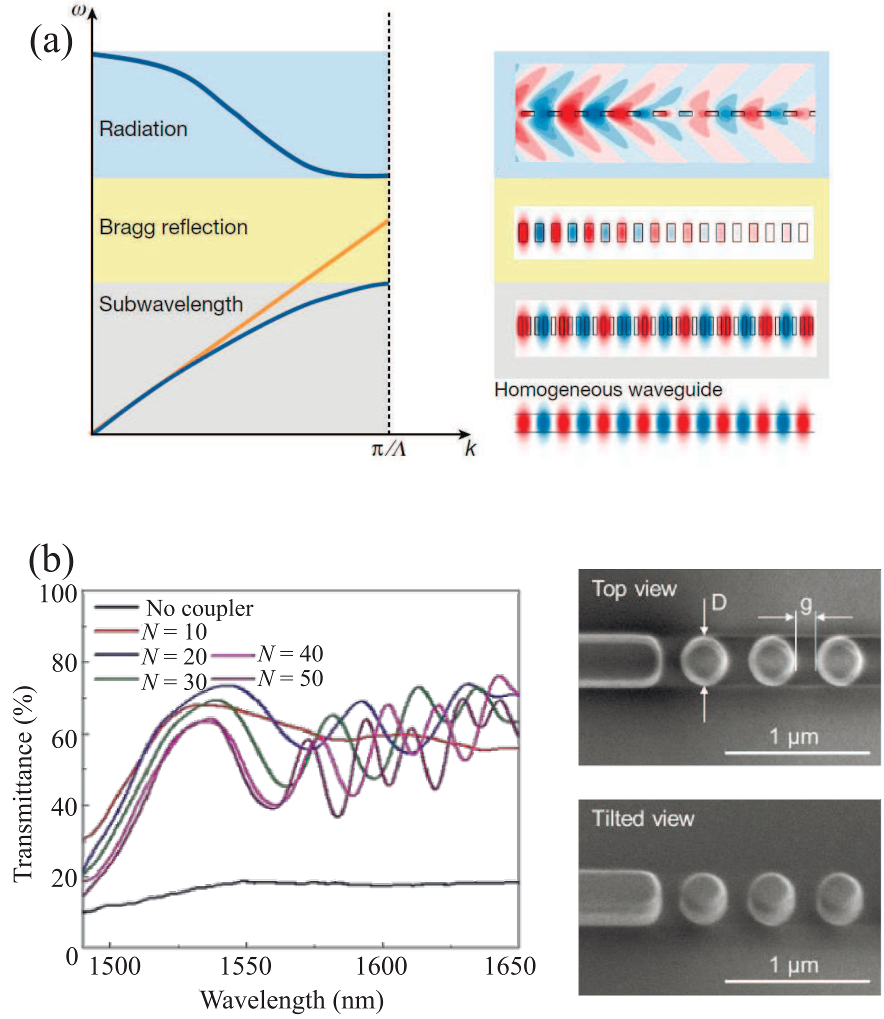

Рис. 4. (Цветной онлайн) Субволновые волноводы. (a) – Схематическая дисперсия (слева) и соответствующие профили электрического поля (справа) периодического пластинчатого волновода для трех режимов: излучения, брэгговского рассеяния и субволнового распространения волн. (b) – Пропускание и СЭМ-изображения волноводных массивов из Ми-резонансных наночастиц кремния. Изображения взяты из [22, 23]

ли экспериментально продемонстрированы возможности и преимущества этих новых типов субволновых волноводов, а также обсуждены их приложения [27, 28].

На рисунке 4b (слева) показано пропускание оптического устройства, основанного на цепочке наночастиц, показанной на рис. 4b (справа), с диаметрами $D = 340$ нм и расстоянием между частицами $g = 150$ нм, как гибридный оптический каплер [23]. Черная кривая – пропускание устройства без каплера для наночастиц, а цветные кривые – для устройств с каплером из различного числа N наночастиц. Можно заметить, что общий коэффициент пропускания через устройство увеличивается с 20 до $\sim 70\,\%$ из-за наночастиц. Кроме того, такие Ми-резонансные массивы могут демонстрировать даже более низкие потери по сравнению с волноводами шириной 400 нм, а групповые скорости направленных мод в таких волноводах снижаются до 0.03 скорости света.

Высокодобротные диэлектрические метаповерхности. Методы поверхностно-усиленной спектроскопии обычно используются для получения информации о химическом составе, которая тесно связана со структурой и конформацией молекул. Традиционно поверхностно-усиленная спектроскопия основана на использовании металлических наноантенн, поддерживающих плазмонные резонансы, что обуславливает наличие значительных ограничений. Диэлектрические метаповерхности

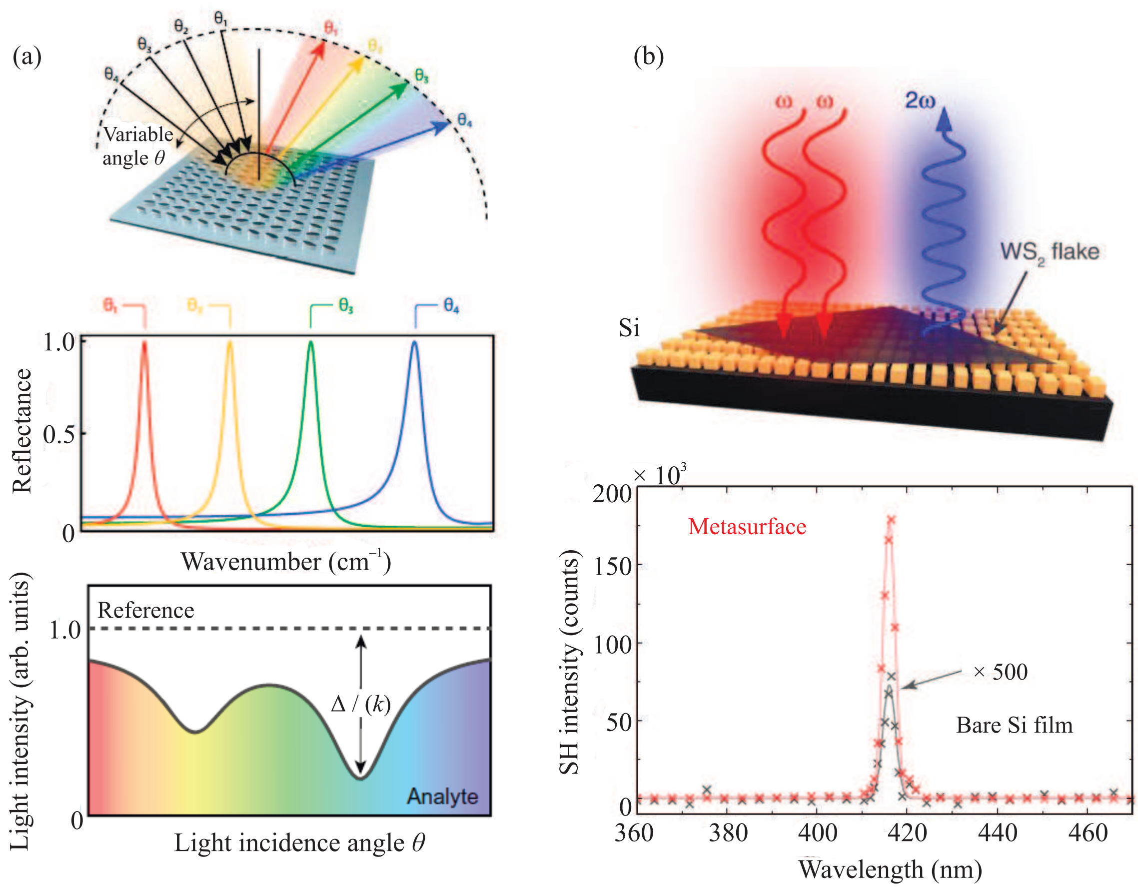

Рис. 5. (Цветной онлайн) Применение высокодобротных диэлектрических метаповерхностей. (a) – Концепция мультиплексирования по углам на основе диэлектрической метаповерхности. (b) – Генерация второй гармоники из монослоя WS_2, помещенного поверх Si метаповерхности, и спектры интенсивности генерируемого сигнала второй гармоники. Изображения взяты из [29, 31]

являются альтернативным подходом к управлению как электрическими, так и магнитными полями с низкими материальными потерями, кроме того, они могут обеспечить совместимость с технологиями для промышленного производства.

Для спектроскопии среднего ИК-диапазона недавно были предложены высокодобротные метаповерхности, которые позволяют регистрировать степень абсорбции молекул через отраженный сигнал от разных пикселей и позволяют считывать информацию с помощью молекулярного штрих-кодирования на основе простых изображений [29]. Резонансы с высокой добротностью создаются за счет использования геометрии резонаторов с нарушенной симметрией, поддерживающих другой тип связанных состояний в континууме [30]. Создавая пиксельную структуру метаповерхности, можно связать различные резонансы с конкретным пикселем, отображая как спектральную, так и пространственную информацию. Степень абсорбции молекул коррелирует с интенсивностью отраженного сигнала от разных пикселей и позволяет считывать информацию с помощью обработки регистрируемого изображения. Такая молекулярная визуализация может быть выполнена с использованием широкополосных источников света и детекторов, что позволяет работать без спектрометра на миниатюрной платформе. Многокомпонентные образцы, содержащие биомолекулы, загрязнители окружающей среды и полимеры, могут быть проанализированы путем сравнения штрих-кода неизвестной смеси с библиотекой эталонных штрих-кодов.

Угловое мультиплексирование – это многообещающая концепция, позволяющая кодировать различные значения оптических параметров. На рисунке 5a показана метаповерхность с мультиплексированием по углам [29], предназначенная для резонансного отражения в узком спектральном диапазоне вокруг частоты для каждого угла падения при освещении широкополосным источником. Оптический отклик обеспечивается высокодобротной диэлектрической метаповерхностью, состоящей из анизотропных массивов германиевых резонаторов на подложке из фторида кальция (CaF_2), которые коллективно взаимодействуют, создавая высокодобротные резонансы при отражении.

Еще одно перспективное направление использования высокодобротных диэлектрических метаповерхностей – это их объединение с атомарно тонкими монослоями дихалькогенидов переходных металлов (TMDC). Собственная нелинейность монослоев TMDC невелика, что ограничивает их применение в нелинейной оптике. Однако эффективная нелинейная восприимчивость TMDC может быть существенно улучшена путем интеграции их с диэлектрическими метаповерхностями, поддерживающими связанные состояния в континууме. Недавно Бернхардт и соавторы [31] продемонстрировали, что монослой WS_2 в сочетании с кремниевой метаповерхностью, поддерживающую ССК-моды, демонстрирует генерацию второй гармоники, усиленную более чем на 3 порядка по сравнению с монослоем WS_2, помещенным поверх плоской кремниевой пленки той же толщины. Эти результаты открывают новые возможности использования диэлектрических метаповерхностей с высоким показателем преломления в качестве гибридных структур для усиления нелинейностей TMDC в нелинейной микроскопии и оптоэлектронике.

На рисунке 5b схематично показана гибридная фотонная структура (вверху) для усиленных нелинейных эффектов, состоящая из монослоя WS_2, помещенного поверх кремниевой метаповерхности, созданной массивом пар квадратных наноструктур. На изображении ниже показаны измеренные спектры интенсивности второй гармоники от монослоев WS_2, помещенных поверх оптимизированной метаповерхности (красный) и поверх эталонной объемной Si-пленки (серая, увеличенная в 500 раз) с длиной волны накачки 832 нм.

Заключение. Субволновые диэлектрические структуры и метаповерхности с низкими потерями, поддерживающие резонансы с высокой добротностью, идеально подходят для применения в нанофотонике для приложений, уже частично обсужденных в "Письмах в ЖЭТФ" [32–34], а также генерации высших гармоник, биосенсоров и квантовых эффектов. Ми-резонансные наноантенны и ССК-резонансные метаповерхности могут усиливать нелинейный отклик гибридных материалов при помещении таких материалов в ближнюю зону резонансов Ми, что приводит к улучшению функциональных возможностей новых двумерных материалов и гибридных структур. Не менее важно, что активные наноантенны, поддерживающие резонансы Ми, могут использоваться в качестве компактных источников света с размерами в несколько раз меньшими, чем длина волны излучения, что делает возможным в перспективе плотную фотонную интеграцию для эффективных встроенных метаустройств.

Новые технологии, основанные на проектировании мультипольных Ми и ССК резонансов, могут существенно улучшить взаимодействие света и вещества, создавая резонансные ширины линий для применения в оптических устройствах. Сочетание преимуществ плоской оптики с диэлектрическими метаповерхностями может позволить реализовать новую стратегию управления фронтами оптических волн с помощью электромагнитного поля. В качестве одного из прорывных приложений хотелось бы упомянуть новый тип оптических биосенсоров и сенсоров хиральности молекул, использующих резонансы с высокой добротностью в пропускающих и отражающих диэлектрических структурах и, таким образом, расширяющих каналы излучения доступные для детектирования, увеличивая как чувствительность устройства, так и возможности мультиплексирования.

Современная интегральная фотоника требует разработки устройств, синтеза материалов, технологий создания наноструктур и техник их характеризации, и сочетание этих усилий будет лежать в основе новых открытий и приложений, начиная от плоских линз и заканчивая квантовыми вычислениями и хранением информации.

Авторы выражают признательность своим коллегам и соавторам за ценное сотрудничество и обсуждения, особенно К. Кошелеву, С. Макарову и М. Рыбину.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект # 20-73-10183), Австралийским Исследовательским Советом (грант DP200101168) и Стратегическим фондом Австралийского национального университета.

1. S. Bozhevolnyi, V. Volkov, E. Devaux, J. Laluet, and T. Ebbesen, Nature **440**, 508 (2006).
2. K. Koshelev and Y. Kivshar, ACS Photonics (2020), in print; https://doi.org/10.1021/acsphotonics.0c01315.
3. R. Won, Nature Photon. **13**, 585 (2019).
4. M. V. Rybin, K. L. Koshelev, Z. F. Sadrieva, K. B. Samusev, A. A. Bogdanov, M. F. Limonov, and Y. S. Kivshar, Phys. Rev. Lett. **119**, 243901 (2017).

5. M. Rybin and Y. Kivshar, Nature **541**, 164 (2017).
6. E. Tiguntseva, K. Koshelev, A. Furasova, P. Tonkaev, V. Mikhailovskii, E. V. Ushakova, D. G. Baranov, T. Shegai, A. A. Zakhidov, Y. Kivshar, and S. V. Makarov, ACS Nano **14**, 8149 (2020).
7. K. Koshelev, S. Kruk, E. Melik-Gaykazyan, J. H. Choi, A. Bogdanov, H. G. Park, and Y. Kivshar, Science **367**, 288 (2020).
8. L. Ding, D. Morits, R. Bakker, S. Li, D. Eschimese, S. Zhu, Y. F. Yu, R. Paniagua-Dominguez, and A. I. Kuznetsov, ACS Photonics **7**, 1001 (2020).
9. P. Cheben, P. J. Bock, J. H. Schmid, J. Lapointe, S. Janz, D. X. Xu, A. Densmore, A. Delage, B. Lamontagne, and T. J. Hall, Opt. Lett. **35**, 2526 (2010).
10. A. Ndao, L. Hsu, W. Cai, J. Ha, J. Park, R. Contractor, Y. Lo, and B. Kante, Nanophotonics **9**, 1081 (2020).
11. G. P. Zograf, D. Ryabov, V. Rutckaia, P. Voroshilov, P. Tonkaev, D. V. Permyakov, Y. Kivshar, and S. V. Makarov, Nano Lett. **20**, 5786 (2020).
12. P. A. Dmitriev, D. G. Baranov, V. A. Milichko, S. V. Makarov, I. S. Mukhin, A. K. Samusev, A. E. Krasnok, P. A. Belov, and Y. S. Kivshar, Nanoscale **8**, 9721 (2016).
13. I. Alessandri and J. R. Lombardi, Chem. Rev. **116**, 14921 (2016).
14. G. P. Zograf, M. I. Petrov, D. A. Zuev, P. A. Dmitriev, V. A. Milichko, S. V. Makarov, and P. A. Belov, Nano Lett. **17**, 2945 (2017).
15. E. Y. Tiguntseva, G. P. Zograf, F. E. Komissarenko, D. A. Zuev, A. A. Zakhidov, S. V. Makarov, and Y. S. Kivshar, Nano Lett. **18**, 1185 (2018).
16. M. P. Nezhad, A. Simic, O. Bondarenko, B. Slutsky, A. Mizrahi, L. Feng, V. Lomakin, and Y. Fainman, Nature Photon. **4**, 395 (2010).
17. S. Makarov, A. Furasova, E. Tiguntseva, A. Hemmetter, A. Berestennikov, A. Pushkarev, A. Zakhidov, and Y. Kivshar, Adv. Opt. Mater. **7**, 1800784 (2019).
18. J. M. Richter, M. Abdi-Jalebi, A. Sadhanala, M. Tabachnyk, J. P. H. Rivett, L. M. Pazos-Outón, K. C. Gödel, M. Price, F. Deschler, and R. H. Friend, Nat. Commun. **7**, 13941 (2016).
19. A. P. Pushkarev, V. I. Korolev, D. I. Markina, F. E. Komissarenko, A. Naujokaitis, A. Drabavičius, V. Pakštas, M. Franckevičius, S. A. Khubezhov, D. A. Sannikov, A. V. Zasedatelev, P. G. Lagoudakis, A. A. Zakhidov, and S. V. Makarov, ACS Appl. Mater. Interfaces **11**, 1040 (2019).
20. B. Tang, H. Dong, L. Sun, W. Zheng, Q. Wang, F. Sun, X. Jiang, A. Pan, and L. Zhang, ACS Nano **11**(11), 10681 (2017).
21. V. Mylnikov, S. T. Ha, Z. Pan, V. Valuckas, R. Paniagua-Dominguez, H. V. Demir, and A. I. Kuznetsov, ACS Nano **14**, 7338 (2020).
22. P. Cheben, R. Halir, J. H. Schmid, H. A. Atwater, and D. R. Smith, Nature **560**, 565 (2018).
23. D. Lu, Y. F. Yu, D. Morits, M. Yu, A. Y. L. Thomas, H. S. Chu, L. S. Thor, E. P. Ching, R. Paniagua-Dominguez, and A. I. Kuznetsov, Nanoscale (2020), in print; DOI: 10.1039/D0NR05248E.
24. J. Du, S. Liu, Z. Lin, J. Zi, and S. T. Chui, Phys. Rev. A **79**, 051801 (2009).
25. R. S. Savelev, A. P. Slobozhanyuk, A. E. Miroshnichenko, Y. S. Kivshar, and P. Belov, Phys. Rev. B **89**, 035435 (2014).
26. D. S. Filonov, A. E. Krasnok, A. P. Slobozhanyuk, P. V. Kapitanova, E. A. Nenasheva, Y. S. Kivshar, and P. A. Belov, Appl. Phys. Lett. **100**, 201113 (2012).
27. R. M. Bakker, Y. F. Yu, R. Paniagua-Dominguez, B. Luk'yanchuk, and A. I. Kuznetsov, Nano Lett. **17**, 3458 (2017).
28. L. Ding, D. Morits, R. Bakker, S. Li, D. Eschimese, S. Zhu, Y. F. Yu, R. Paniagua-Dominguez, and A. I. Kuznetsov, ACS Photonics **7**, 1001 (2020).
29. A. Leitis, A. Tittl, M. Liu, B. H. Lee, M. B. Gu, Y. Kivshar, and H. Altug, Science Advances **5**, eaaw2871 (2019).
30. K. Koshelev, S. Lepeshov, M. Liu, A. Bogdanov, and Y. Kivshar, Phys. Rev. Lett. **121**, 193903 (2018).
31. N. Bernhardt, K. Koshelev, S. J. U. White, K. W. C. Meng, J. E. Fröch, S. Kim, T. T. Tran, D. Y. Choi, Y. Kivshar, and A. S. Solntsev, Nano Lett. **20**, 5309 (2020).
32. Г. П. Зограф, Й. Ф. Ю, К. В. Барышникова, А. И. Кузнецов, С. В. Макаров, Письма в ЖЭТФ **107**, 732 (2018).
33. E. V. Melik-Gaykazyan, K. L. Koshelev, J.-H. Choi, S. S. Kruk, H.-G. Park, A. A. Fedyanin, and Y. S. Kivshar, Письма в ЖЭТФ **109**, 129 (2019).
34. А. М. Черняк, М. Г. Барсукова, А. С. Шорохов, А. И. Мусорин, А. А. Федянин, Письма в ЖЭТФ **111**, 40 (2020).