

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Плазмонный нанолазер: современное состояние и перспективы

В.И. Балыкин

В последние два десятилетия огромное количество исследовательских работ было направлено на развитие новых лазеров со сверхмалым размером. Наибольший прогресс достигнут с полупроводниковыми лазерами. Принципиально новым подходом в миниатюризации лазеров является подход, основанный на использовании плазмонных полей вместо фотонных. Обзор посвящён актуальной и быстро развивающейся области — физике плазмонных лазеров. Данная область является синтезом плазмоники и лазерной физики, возникшим в связи с необходимостью уменьшения потерь в плазмонных устройствах. Представлены электродинамические, материаловедческие, лазерно-физические и другие аспекты рассматриваемой темы. Проводится сравнение фотонного и плазмонного нанолазеров. Обсуждаются фундаментальные и технические проблемы плазмонных нанолазеров. Показаны их многочисленные применения.

Ключевые слова: наноплазмоника, поверхностные плазмоны, нанолазер, спазер

PACS numbers: 42.50. – p, 42.50.Nn, 42.55. – f, 42.60.By

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.09.038206>

Содержание

1. Введение (935).
2. Резонатор плазмонного нанолазера (936).
 - 2.1. Выбор материала для резонатора плазмонного нанолазера.
 - 2.2. 3D-резонатор для плазмонного нанолазера.
 - 2.3. 2D-резонатор для плазмонного нанолазера.
 - 2.4. 1D-резонатор.
3. Активная среда плазмонного нанолазера (944).
 - 3.1. Оптическое возбуждение.
 - 3.2. Электрическое возбуждение.
4. Характеристики плазмонного нанолазера (946).
 - 4.1. Усиление спонтанной эмиссии и порог генерации.
 - 4.2. Ширина линии излучения плазмонного нанолазера.
 - 4.3. Временные характеристики плазмонного нанолазера.
 - 4.4. Радиационная и нерadiационная составляющие электромагнитного поля плазмонных нанолазеров.
5. 3D плазмонный нанолазер (спазер) — экспериментальная реализация (950).
6. 2D плазмонный нанолазер — экспериментальная реализация (951).
7. 1D плазмонный нанолазер — экспериментальная реализация (953).
 - 7.1. 1D плазмонный нанолазер на основе структуры поверхность раздела металл–диэлектрик.
 - 7.2. 1D плазмонный нанолазер на основе структуры диэлектрик–металлическая наноплёнка–диэлектрик.
 - 7.3. 1D плазмонный нанолазер на основе структуры металл–диэлектрическая наноплёнка–металл.
 - 7.4. 1D плазмонный нанолазер на основе плазмонного кристалла.
8. Сравнение фотонного и плазмонного нанолазеров (957).
 - 8.1. Фотонные нанолазеры.
 - 8.2. Плазмонные нанолазеры.
9. Применения (959).

10. Заключение. Фундаментальные и технические проблемы плазмонных нанолазеров (961).

Список литературы (961).

1. Введение

Прогресс современных технологий в значительной мере обусловлен миниатюризацией. Вследствие этого в электронике оказалось возможным уменьшение основных функциональных устройств до уровня одноэлектронного транзистора [1]. Прогресс в миниатюризации оптических устройств привёл к развитию многих областей исследований и практических применений [2]. Оптические устройства используются для крупномасштабных и высокоскоростных коммуникационных сетей с 1970 г. и стали основой для телевидения высокой чёткости и широкополосного доступа в Интернет. Следующим естественным шагом в развитии фотоники явилось интегрирование оптических устройств. Фундаментальной научной проблемой в интеграции фотонных устройств является проблема локализации света и создание нанолокализованных лазерных источников излучения.

В последние два десятилетия огромное количество исследовательских работ было направлено на развитие новых лазеров со сверхмалым размером. Наибольший прогресс достигнут с полупроводниковыми лазерами [3–6]. Принципиально новым подходом в миниатюризации лазеров является подход, основанный на использовании плазмонных полей вместо фотонных. Плазмоны возникают вследствие взаимодействия колебаний плотности электронов и возбуждающих их электромагнитных полей. Существует два вида плазмонных колебаний и соответствующих им типов плазмонных мод: 1) локализованные поверхностные плазмоны (на поверхности металлических частиц) и 2) распространяющиеся поверх-

В.И. Балыкин, Институт спектроскопии РАН,
ул. Физическая 5, 108840 Троицк, Москва, Российская Федерация
Тел. (495) 851-02-33. Факс (495) 851-08-86
E-mail: balykin@isan.troitsk.ru

Статья поступила 12 июня 2017 г.,
после доработки 1 сентября 2017 г.

ностные плазмоны (на поверхности раздела металл–диэлектрик). Поля, вызванные поверхностными плазмонами, экспоненциально затухают от границы раздела, что позволяет концентрировать свет на размерах, меньших дифракционного предела. Соответственно, электромагнитные эффекты, вызываемые этими полями, происходят в субволновой области вблизи поверхностей, а именно, в нанометровом диапазоне. Поэтому подход, основанный на использовании плазмонных полей вместо фотонных, позволяет преодолеть дифракционное ограничение на размер лазера.

Плазмонный нанолазер является наноразмерным (хотя бы в одном измерении) квантовым генератором нанолокализованных когерентных плазмонных полей. Плазмонный нанолазер, наноскопический во всех трёх измерениях, имеет также другое название: спазер (spaser — Surface Plasmon Amplification by Stimulated Emission of Radiation) [7]. Идея плазмонного нанолазера впервые выдвинута Сударкиным и Демковичем [8]. Теоретическое обоснование возможности создания спазера дано Штокманом и Бергманом в работе [7]. Концепция вынужденного излучения также обсуждалась в работах Лаванди [9] и Проценко с соавторами [10]. Идея плазмонного нанолазера получила дальнейшее развитие в теоретических работах [11–21]. Первая экспериментальная демонстрация спазера осуществлена в работе Ногина с соавторами [22]. К настоящему времени работа плазмонного нанолазера продемонстрирована в многочисленных экспериментальных работах [23–34]. Имеется ряд обзоров, посвящённых плазмонному нанолазеру [35–44].

Основными элементами плазмонного нанолазера, так же как и фотонного лазера, являются активная среда, источник накачки активной среды и резонатор (рис. 1). Активная среда служит для возбуждения плазмонов в моде резонатора. Одним из существенных отличий и преимуществ плазмонного нанолазера по сравнению с другими существующими источниками локализованных полей является то, что плазмонный

нанолазер может работать в режиме так называемых "тёмных" мод, которые слабо связаны с электромагнитными полями в дальней зоне. Иными словами, плазмонный нанолазер генерирует когерентные, сильно локальные поля. Последнее обстоятельство является значительным технологическим преимуществом, поскольку такой источник нанолокализованного электромагнитного поля может оказывать воздействие на квантовые излучатели (атомы, молекулы, квантовые точки) в ближней зоне и осуществлять их эффективное возбуждение.

Использование плазмонных нанолазеров позволяет ускорить синергию между электроникой и фотоникой, поскольку металл является неотъемлемым элементом конструкции плазмонного нанолазера и может быть также использован в качестве электродов и для эффективного теплоотвода в интегральных схемах.

2. Резонатор плазмонного нанолазера

Резонатор *лазера* — это совокупность оптических элементов, формирующих пространственную и спектральную моды для фотонов. Аналогично резонатор *плазмонного нанолазера* — это совокупность металлических/диэлектрических наноструктур, которая формирует пространственную и спектральную моды для плазмонов. Различают два типа плазмонов (см. рис. 1): *локализованные* поверхностные плазмоны (localized surface plasmon, LSP) и распространяющиеся поверхностные плазмоны (surface plasmon polaritons, SPP). Генерация двух типов плазмонов в плазмонном нанолазере реализуется с использованием различных типов резонаторов. Различают три типа резонаторов плазмонных колебаний: 3D-резонатор для *локализованных* поверхностных плазмонов (трёхмерная локализация поля); 2D- и 1D-резонаторы для распространяющихся поверхностных плазмонов (двумерная и одномерная локализации плазмонной волны).

2.1. Выбор материала

для резонатора плазмонного нанолазера

2.1.1. Металлы. Выбор материала для создания плазмонного резонатора является решающим фактором как для достижения генерации спазера, так и для достижения его оптимальных характеристик. Благородные металлы являются в настоящее время основными материалами экспериментальной наноплазмоники в силу их минимальных потерь среди всех известных природных материалов. Потери подразделяют на две группы: 1) потери, обусловленные наличием *свободных* электронов проводимости и 2) потери, обусловленные *связанными* электронами *проводимости*, возникают из-за электрон-электронного взаимодействия, электрон-фононного взаимодействия, а также из-за рассеяния электронов на дефектах решётки и границах зёрен в поликристаллических металлах. Потери, обусловленные *связанными электронами*, возникают при поглощении фотона на межзонном переходе, при котором происходит переход электрона в высоко-возбуждённое состояние. Межзонные переходы являются источником значительных потерь в металлах в оптическом диапазоне длин волн. Потери в металлах в значительной мере ограничивают прогресс в развитии плазмонного нанолазера.

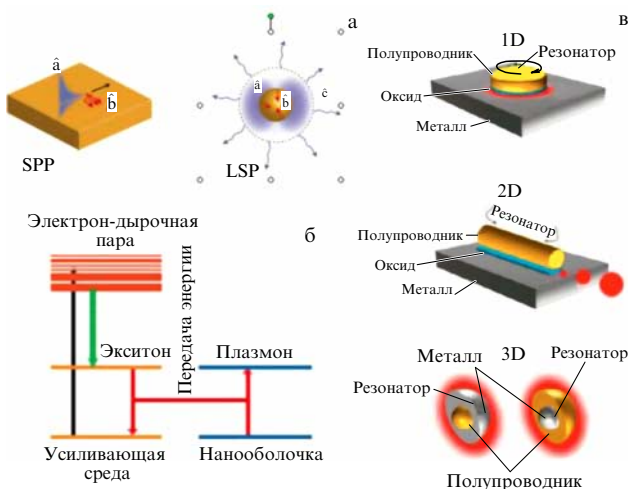


Рис. 1. Схемы плазмонного нанолазера. (а) Два типа плазмонных возбуждений: распространяющиеся поверхностные плазмоны (\hat{a}) и на поверхности металла (\hat{b}) и локализованные поверхностные плазмоны (\hat{a}) вблизи наночастицы (\hat{b}). (б) Схема передача энергии возбуждения от активной среды в плазмонную моду спазера. (в) Три конфигурации плазмонного нанолазера: одномерная (1D), двумерная (2D) и трёхмерная (3D) локализации плазмонного поля.

Серебро как основной плазмонный материал имеет минимальные потери в видимой и ближней инфракрасной областях спектра [45]. Значительного уменьшения потерь можно достичь охлаждением материала до криогенных температур [46]. Например, экспериментально продемонстрировано увеличение длины пробега плазмонных поверхностных волн на 40–60 % при понижении температуры материала до криогенных величин [47].

Многие конфигурации резонаторов для плазмонного нанолазера создаются на основе тонких плёнок металла (серебро, золото). Как правило, при толщине плёнки меньше 30 нм она уже не является сплошной, что приводит к дополнительным потерям резонатора. В наноструктурах из серебра возникают также дополнительные потери из-за взаимодействия поверхности металла с серой и хлором, неизбежно присутствующими в окружающей среде [48].

Следующим за серебром элементом по величине минимальных омических потерь является золото. Технологическим преимуществом золота по сравнению с серебром является его химическая инертность и возможность создания сплошных наноплёнок толщиной 10 нм и менее [49]. Наличие межзонного перехода в золоте вносит значительные потери на длине волны 470 нм. Поэтому золото используется в наноплазмонике в основном в ближней инфракрасной области спектра ($\lambda > 600$ нм) [50].

Другие металлы, например медь и алюминий, также используются в наноплазмонике. Оба материала обладают меньшей стойкостью к окружающей среде по сравнению с благородными металлами. Преимуществом меди является то, что она широко используется в микроэлектронике. Это позволяет рассматривать медь как альтернативный материал в экспериментальной наноплазмонике с точки зрения её возможных практических применений. Из всех металлов медь обладает вторым после золота минимальным электрическим сопротивлением. Её диэлектрическая проницаемость подобна диэлектрической проницаемости золота в спектральном диапазоне $\lambda > 600$ нм [51]. Среди существенных недостатков меди — то, что она легко окисляется на воздухе [52]. Окислы меди существенно ухудшают плазмонные свойства наноструктур.

Алюминий как плазмонный материал превосходит по своим оптическим свойствам серебро и золото в "голубой" и ультрафиолетовой областях спектра [45]. Алюминий является единственным материалом, имеющим отрицательную действительную часть диэлектрической проницаемости при длинах волн, меньших 200 нм, и поэтому рассматривается как перспективный материал ультрафиолетовой наноплазмоники. Алюминий не столь широко используется в наноплазмонике из-за проблем с его окислением на воздухе (образуется слой Al_2O_3 толщиной приблизительно 3 нм) и из-за значительных потерь на межзонных переходах на длине волны 800 нм [53].

Следует также отметить принципиальную возможность использования щелочных металлов для задач наноплазмоники. Эти материалы превосходят по своим оптическим свойствам как серебро, так и золото. Однако чрезвычайно высокая химическая активность таких материалов сильно затрудняет их практическое применение [54].

Несмотря на огромное количество работ, выполненных с использованием металлов в качестве плазмонных

материалов, достаточно большие потери в этих материалах в оптическом диапазоне в значительной мере ограничивают их практическую применимость [55, 56].

2.1.2. Другие плазмонные материалы. Кроме металлов существует много других материалов, которые также обладают металлическими свойствами, имеют малые потери и, соответственно, могут быть использованы для задач наноплазмоники, в том числе для построения резонатора плазмонного нанолазера. К таким материалам можно отнести некоторые полупроводники, прозрачные проводящие оксиды (transparent conducting oxides), нитриды переходных металлов (transition metal nitrides), силициды, германиды и 2D-материалы (такие как графен) [55, 56].

Среди этих материалов особое внимание уделяется прозрачным проводящим оксидам и нитридам переходных металлов как плазмонным материалам с малыми потерями. Было показано, что оксид индия – олова (indium tin oxide) и окись цинка, легированная галлием (gallium doped zinc oxide), проявляют металлические свойства при длинах волн больше 1,3 мкм. Окись цинка, легированная алюминием (aluminum-doped zinc oxide), проявляет металлические свойства при длинах волн больше 1,8 мкм. При этом потери в окиси цинка, легированного алюминием, для этих длин волн в четыре раза меньше, чем в случае серебра [57].

Такие материалы, как нитрид титана (TiN) и нитрид циркония (ZrN), проявляют металлические свойства в видимом диапазоне для длин волн больше 500 нм. Плазмонные свойства TiN сравнимы со свойствами лучших плазмонных металлов (Ag, Au) [58].

Многообещающим в наноплазмонике подходом в поиске материалов с малыми потерями является подход, основанный на *инженерии* плазмонных материалов. Известно, что мнимое значение диэлектрической проницаемости материала ответственно за потери в материале. Известно также, что малого значения мнимой части диэлектрической проницаемости можно достичь либо при малом значении константы релаксации, либо при малой концентрации носителей. Уменьшение константы релаксации охлаждением материала до криогенных температур приводит к значительному уменьшению потерь, однако такие устройства являются непрактичными в применениях [46]. Поэтому подход, основанный на создании требуемой концентрации носителей материала, представляется более перспективным. Здесь рассматриваются две возможности: 1) превращение полупроводника в металл путём его легирования и 2) уменьшение концентрации носителей в металле тем или иным способом. Легирование позволяет изменять концентрацию носителей в полупроводнике. Теоретический анализ показывает [54–56, 59], что для превращения полупроводника в металл путём его легирования необходима концентрация носителя не менее 10^{21} см⁻³. Метод легирования представляется особенно привлекательным для получения кремния с металлическими свойствами [60, 61]. Сильно легированный кремний — это материал с сильно выраженными плазмонными свойствами [62]. Однако достижение плазмонных свойств кремния на телекоммуникационной частоте остаётся до настоящего времени сложной и нерешённой задачей.

Помимо кремния были исследованы также другие материалы с целью превращения их в материалы с

плазмонными свойствами: германий, материалы III–V групп, прозрачные проводящие оксиды, окислы перовскитов (perovskite oxides), нестехиометрические оксиды (non-stoichiometric oxides) и сульфиды (sulfides) [63].

Другой подход к уменьшению оптических потерь в металлах основывается на уменьшении концентрации носителя заряда в металле [64]. Это достигается путём внедрения неметаллических материалов в металл, что и приводит к уменьшению общей концентрации носителей. Однако такой процесс может приводить к изменению первоначальной электронной зонной структуры металла, в результате чего могут возникать оптические межзонные переходы, что, в свою очередь, приводит также к увеличению потерь.

2.1.3. "Идеальный" плазмонный материал. Уменьшение потерь в металле на несколько порядков является ключевой задачей, решение которой позволит перейти от академических исследований в плазмонике к созданию приборов для многочисленных практических применений [65]. Универсальным подходом к решению такой задачи является синтез материалов плазмоники. Как показано в работе [66], уменьшение потерь в металле на несколько порядков возможно, если расстояние между соседними атомами увеличить примерно в два раза по сравнению с расстояниями в естественных металлах. Предложенный в работе [66] подход основывается на внедрении между атомами металла других атомов с замкнутыми электронными оболочками для экранирования электростатического поля. В таких искусственных материалах ожидается уменьшение потерь на несколько порядков.

2.2. 3D-резонатор для плазмонного нанолазера

3D плазмонный нанолазер (спазер) — это устройство наноплазмоники, которое генерирует локализованные поверхностные плазмоны. В спазере локализованные плазмоны играют роль фотонов в лазере, а металлическая наночастица выполняет роль резонатора спазера.

3D-спазер может быть построен с использованием металлической наночастицы в качестве резонатора с заменой его диэлектрического окружения на усиливающий материал. Процесс плазмонной генерации аналогичен лазерной генерации с тем различием, что вместо фотонов в лазерной моде в процессе участвуют плазмоны в моде спазера. Рисунок 2 иллюстрирует две простейшие и наиболее изученные конфигурации 3D-спазера: а) конфигурацию с усиливающей средой в центре металлической наночастицы (*конфигурацию наноболочки*) [67, 68] и б) конфигурацию с активной средой в виде оболочки металлической наночастицы (*конфигурацию наночастицы*) [11, 69]. Отметим, что возможны другие конфигурации 3D-спазера, например, в виде разомкнутого кольца (split-ring resonator), погружённого в усиливающую среду, а также конфигурации на основе димеров или коротких цепочек из металлических наночастиц.

Присутствие металла вблизи активной среды делает вероятность передачи энергии её возбуждения в плазмонную моду значительно большей по сравнению с испусканием фотона в свободное пространство: происходит возбуждение плазмона в моде. Если следующее возбуждение электрона в активной среде происходит за время, меньшее времени жизни плазмона в моде, то этот плазмон стимулирует передачу возбуждения электрона

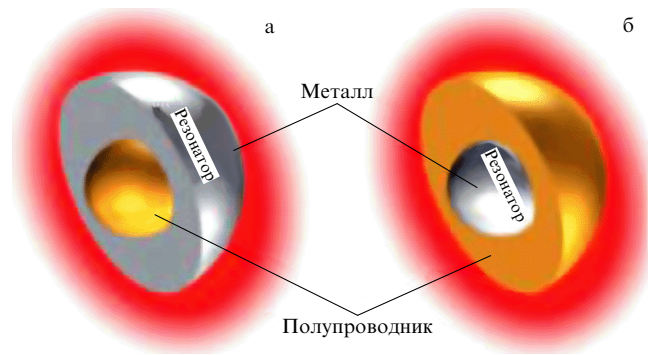


Рис. 2. Две конфигурации 3D-спазера: (а) конфигурация с усиливающей средой в центре металлической наночастицы, (б) конфигурация с активной средой вне металлической наночастицы [22].

в плазмонную моду и возможна аккумуляция плазмонов в данной моде. Функционирование спазера зависит как от электромагнитных свойств резонатора-наночастицы (размера наночастицы, Q -фактора и других её параметров), так и от условий взаимодействия плазмонной моды наночастицы и усиливающей среды. Впервые спазер был экспериментально продемонстрирован в работе [22].

2.2.1. Собственные частоты 3D-резонатора спазера. Простейшим 3D-резонатором для спазера является наночастица из благородного или иного металла. Размер такой частицы должен быть существенно меньше длины волны и находиться в диапазоне значений $l_{nl} \ll R < l_s$, где R — радиус наночастицы, l_{nl} — радиус нелокальности, l_s — величина скин-слоя металла. Радиус нелокальности определяется расстоянием, которое проходит электрон со скоростью Ферми за время периода световой волны $l_{nl} \sim v_F/\omega$. Для большинства плазмонных металлов величина скин-слоя порядка 25 нм. Радиус нелокальности имеет значение $l_{nl} \sim 1$ нм [70]. Таким образом, размер 3D плазмонного резонатора составляет величину от нескольких нанометров до нескольких десятков нанометров [11]. Следует также отметить существование технологического ограничения на размер 3D плазмонного резонатора, которым является неоднородность материала наночастицы. Кроме того, ограничение на минимальный размер возникает также из-за эффекта резкого возрастания потерь при рассеянии электронов на границе металл–диэлектрик при уменьшении размера наночастицы.

Собственные частоты 3D-резонатора спазера определяются резонансами локализованных плазмонов наночастицы, которые, в свою очередь, определяются размером, формой и материальным составом наночастицы и её окружения [71, 72]. Подробное изложение техники создания наночастиц различных форм можно найти в работах [73, 74].

Резонансным коллективным осцилляциям электронов в металлической наночастице сопутствует большая оптическая поляризация с сильным поглощением и рассеиванием излучения. Оптическое поглощение и рассеяние однородной металлической наносферы в однородной диэлектрической среде может быть вычислено по теории Ми [75]. Если диаметр сферы существенно меньше длины волны, то в дипольном приближении выражения для

сечений поглощения σ_a и рассеяния σ_s имеют вид [71]

$$\sigma_a = \frac{18\pi V \varepsilon_m^{3/2}}{\lambda} \frac{\varepsilon_2}{|\varepsilon + 2\varepsilon_m|^2}, \quad (1)$$

$$\sigma_a(\omega) = 9 \frac{\omega}{c} \varepsilon_m^{3/2} V \frac{\varepsilon_2(\omega)}{[\varepsilon_1(\omega) + 2\varepsilon_m]^2 + \varepsilon_2^2(\omega)},$$

$$\sigma_s = \frac{24\pi^3 V^2 \varepsilon_m^2}{\lambda^4} \left| \frac{\varepsilon - \varepsilon_m}{\varepsilon + 2\varepsilon_m} \right|^2, \quad (2)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ — диэлектрическая проницаемость металла и ε_m — диэлектрическая проницаемость окружающей наночастицу среды, V — объём наночастицы. Из выражений (1), (2) следует, что рассеяние пропорционально радиусу частицы в шестой степени, а потери пропорциональны радиусу в третьей степени. Для малых частиц ($2a \ll \lambda$) радиационное затухание плазмонных колебаний становится незначительным и сечение экстинкции полностью определяется дипольным поглощением. Например, для золотой частицы размером 20 нм отношение сечения поглощения к сечению рассеяния составляет $\sigma_a/\sigma_s \approx 100$.

Из выражений для сечений поглощения и рассеяния следует, что их максимальное значение для наносферы достигается при выполнении условия

$$\varepsilon_1(\omega) + 2\varepsilon_m = 0. \quad (3)$$

Это соотношение и определяет резонансную частоту металлической *наносферы* с диэлектрической проницаемостью ε_1 , погружённой в среду с диэлектрической проницаемостью ε_m . [76]. Квазистатическое приближение справедливо только для частиц малых размеров. При больших размерах частиц квазистатическое приближение несправедливо и резонансная частота уже не определяется соотношением $\text{Re}[\varepsilon] = -2\varepsilon_m$, а зависит также от геометрических характеристик наночастиц. Это открывает дополнительные возможности по выбору резонансной частоты 3D-резонатора и, соответственно, частоты генерации спазера.

Современные нанотехнологические методы позволяют создавать большое разнообразие наночастиц многих форм: сфера [77–79], полусфера [80], сфероиды [81], эллипсоиды [82], нанооболочки [83, 84], наночастицы кубической формы [85, 86], треугольные призмы [87], тетраэдры [88], усечённые тетраэдры [89], наностержни [90, 91], трёхмерные пентамеры [92], гексамеры [92], диски [93], наноантенны [94], многогранники [95], нанозвёзды [96], расщеплённые кольцевые резонаторы (split-ring resonators SRR [97, 98], split-hole resonators SHR [99]). Все эти наночастицы также могут служить резонатором для спазера.

К наиболее исследованным и часто используемым несферическим наночастицам относятся наностержни. В случае наностержня появляется простая возможность управлять центральной частотой плазмонного резонанса изменением его длины и, таким образом, настраивать частоту плазмонного резонанса наночастицы в резонанс с частотой излучения квантовых излучателей активной среды спазера.

2.2.2. Спектральная ширина 3D-резонатора спазера. Другой важной характеристикой наночастицы в качестве резонатора спазера является ширина резонанса, которая

определяет добротность резонатора. Спектральная ширина мод 3D-резонатора спазера определяется спектральной шириной плазмонных резонансов, которая, в свою очередь, определяется материалом наночастицы и её геометрией. Для не слишком маленьких металлических частиц диэлектрическая проницаемость достаточно хорошо описывается диэлектрической проницаемостью объёмного материала, которую можно представить как

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{ib} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (4)$$

где ε_{ib} определяется межзонными переходами в материале наночастицы, ω_p — плазменная частота, γ — константа затухания. Экспериментальные данные свидетельствуют о резком увеличении ширины резонанса и смещении его пикового значения с уменьшением размера наночастицы. Размерная часть обусловлена поведением квазисвободных электронов в наночастице при их взаимодействии с поверхностью и нарушением периодичности системы в силу конечного размера наночастицы. Два фактора определяют размерную зависимость константы затухания γ . Первый — это *геометрический* фактор, который определяется исключительно размером частицы. Второй фактор определяется природой границы раздела наночастицы с её *окружением*.

Геометрический фактор может быть учтён как поправка к константе затухания [100] и эта часть константы затухания обратно пропорциональна диаметру D наночастицы:

$$\gamma_g = 2g_s \frac{v_F}{D}, \quad (5)$$

где v_F — скорость Ферми, g_s — константа порядка единицы. Для несферических наночастиц справедливо аналогичное выражение, с заменой диаметра D на эффективный размер локализации электрона. Найдено удовлетворительное объяснение ширины резонансов в наночастицах в форме наностержней на основе предсказаний классической баллистической модели и квантово-механического рассмотрения [101], для частиц иной формы предсказания классической баллистической модели и квантово-механического рассмотрения находятся в противоречии [102].

2.2.3. Q-фактор 3D-резонатора. Важным параметром как фотонного, так и плазмонного резонатора является его добротность (*Q-фактор*). Добротность определяется числом осцилляций поля моды резонатора, происходящих когерентно и в течение которых поле моды резонатора сохраняет фазу и способно аккумулировать энергию из внешнего возбуждающего поля.

Q-фактор резонатора определяется соотношением

$$Q = \frac{\omega}{2\gamma}. \quad (6)$$

Для плазмонных резонансов используется также другое определение:

$$Q = \frac{-\text{Re} \varepsilon_m(\omega)}{\text{Im} \varepsilon_m(\omega)}. \quad (7)$$

Из достаточно общих физических соображений следует, что *Q-фактор* резонатора спазера на основе субвол-

новой наночастицы будет небольшой величиной. Это следует из соотношения между величинами напряжённости электрического и магнитного полей [66] в металлической наночастице. Полная энергия системы состоит из суммы *потенциальной* энергии электронов в электрическом поле и их механической *кинетической* энергии. Половину времени энергия запасена в кинетической энергии движения электронов. Электромагнитная часть энергии поля запасена в основном в её электрической компоненте, а магнитная компонента энергии составляет незначительную часть полной энергии. Скорость потери энергии колебаний электронов в металле определяется в основном электрон-фононным и электрон-электронным рассеянием и составляет величину порядка $\gamma \sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Из закона сохранения полной энергии системы следует, что энергия поля неизбежно диссипирует со скоростью 2γ .

Максимальное значение Q -фактора для частицы из серебра составляет величину порядка 100, а для частицы из золота Q -фактор значительно ниже и не превышает 20. Такие невысокие значения Q -фактора 3D-резонатора накладывают жёсткие требования на параметры активной среды спазера.

Особенностью наночастицы как резонатора спазера является возникновение усиления электромагнитного поля вблизи её поверхности относительно внешнего электромагнитного поля, в котором находится наночастица. Для наночастицы размерами, меньшими скин-слоя, внешнее электрическое поле проникает через всю наночастицу и вызывает сфазированные колебания всех свободных электронов наночастицы. Происходит возбуждение локальных полей вблизи наночастицы, которые по величине превышают внешнее возбуждающее поле в Q раз. Размер области усиленного поля определяется размером наночастицы. Возможно изменение области усиленного поля при использовании гибридной наноструктуры металл–диэлектрик. Наиболее исследованной из наноструктур этого типа является нанооболочка, которая представляется одной из наиболее перспективных геометрических форм наноструктур для спазера. В такой гибридной структуре активная среда может занимать как внутреннюю, так и внешнюю области наночастицы. Нанооболочка нашла широкое применение в нанооптике, в том числе и как 3D-резонатор для спазера.

Серебро превосходит все другие материалы по своим свойствам усиливать электромагнитное поле в голубой области видимого спектрального диапазона. Другие материалы показывают сравнимые характеристики в различных областях видимого и инфракрасного участков спектра [58].

2.3. 2D-резонатор для плазмонного нанолазера

2D-резонатор для плазмонного нанолазера является резонатором для поверхностных плазмонных волн (ППВ), который обеспечивает необходимую обратную связь для работы 2D плазмонного нанолазера. ППВ являются поверхностными волнами, которые распространяются вдоль границы раздела металл–диэлектрик или других металлических структур, таких как металлические плёнки или полоски, металлические частицы различных размеров и форм, отверстия в наноплёнках, щели или неровности поверхности. Поверхностные плазмонные волны являются безызлучательными вол-

нами, локализованными вдоль границы раздела двух сред.

В настоящее время продемонстрированы усиление и генерация поверхностных плазмонных волн в различных оптических системах, состоящих из поверхности раздела металл–диэлектрик, наноплёнок, нанополосок, нановолноводов, которые были интегрированы с усиливающими средами [23, 24, 26, 30, 39, 103–111]. Поскольку свойства поверхностных плазмонных волн сильно зависят от типа металлической поверхности и степени её наноструктурирования, свойства 2D плазмонного нанолазера также определяются в значительной мере типом поверхности.

2.3.1. Конфигурации 2D-резонатора для плазмонного нанолазера. Поверхностные плазмонные волны по своей природе ограничены в *поперечном* направлении на субволновом пространственном размере. Построение 2D-резонатора для поверхностных плазмонных волн сводится к их пространственному ограничению *вдоль* поверхности, при этом размер резонатора в направлении распространения плазмонных волн не может быть меньше значения, определяемого дифракционным пределом. В самом общем виде конфигурация 2D-резонатора для плазмонного нанолазера представляет собой определённый тип металлического волновода, наноструктурированного для создания обратной связи (аналогично лазерному резонатору) для поверхностных плазмонных волн. Металлический волновод в качестве 2D-резонатора характеризуется двумя основными параметрами: потерями при распространении волны и степенью пространственной локализации моды волновода [112, 113]. В общем случае, когда мода сильно локализована, потери волны при распространении высоки. Уменьшение потерь достигается выбором геометрии волновода, при которой значительная часть энергии моды сосредоточена вне металла волновода [114, 115].

Построение резонатора для 2D плазмонного нанолазера состоит из следующих двух этапов: 1) выбор и изготовление металлической поверхности, 2) наноструктурирование металлической поверхности для создания обратной связи для плазмонных волн.

(а) *Металлический волновод для 2D-резонатора.* Из общих физических соображений следует, что длина распространения плазмонных волн увеличивается, когда увеличивается доля объёма плазмонной моды вне металла. Развитие идеи уменьшения доли поля плазмонной моды вне металла привело к структуре в виде тонкой металлической плёнки. В тонкой металлической плёнке возможны два типа плазмонных волн: дальнедействующая плазмонная мода (long range surface plasmon polaritons, LRSPP) и короткодействующая плазмонная мода (short range surface plasmon polaritons, SRSPP). Дальнедействующая плазмонная мода такой плёнки находится в основном вне металла и, как следствие, её потери существенно меньше потерь плазмонной волны на поверхности раздела металл–диэлектрик.

Дальнейшее развитие этой идеи приводит к структуре, представляющей собой ограниченную по ширине тонкую металлическую полоску или металлическую нанопроволоку, которая образует 2D-нановолновод. Следствием уменьшения ширины плёнки (понижение симметрии наносистемы) является более богатая модовая структура плазмонной волны. В ограниченной по ши-

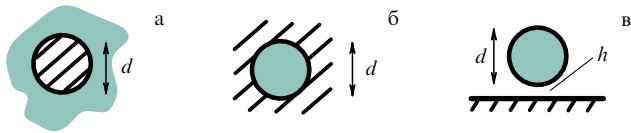


Рис. 3. Три типа металлических волноводов для создания 2D-резонатора плазмонного нанолазера: (а) металлический наноцилиндр, (б) наноканал в металле, (в) гибридный волновод.

рине тонкой металлической плёнке могут возбуждаться как основная мода, так и моды более высоких порядков. Среди них существуют моды с малой константой затухания и большой длиной распространения. В частности, одна из мод не имеет частоты отсечки (cut off frequency). Существенной особенностью этой моды является то, что пространственное распределение электромагнитного поля моды позволяет проводить её возбуждение простой техникой фокусировки лазерного излучения на конец волновода [116]. При уменьшении толщины волновода эта мода эволюционирует в поперечную электромагнитную волну (ТЕМ) диэлектрика, окружающего волновод. Другой интересной с экспериментальной точки зрения особенностью этой моды является её способность поддерживать плазмонную моду утечки (leaky surface plasmon modes) [117]. Мода утечки может быть использована для характеристики как пассивного металлического волновода, так и плазмонного нанолазера, построенного на основе такого волновода.

(б) *Выбор металлического волновода.* Рассмотрим характеристики плазмонных волн в волноводах трёх наиболее исследуемых в наноплазмонике типов (рис. 3): волновод в виде металлического наноцилиндра в диэлектрике; диэлектрический наноканал в металле; гибридный нановолновод в виде диэлектрического цилиндра, расположенного вдоль металлической поверхности на определённом расстоянии от неё [118–121].

Металлический цилиндр в диэлектрике поддерживает плазмонную моду с субдифракционными пространственными характеристиками в большом диапазоне значений его диаметра [118]. В то же время глубокая субдифракционная локализация моды приводит к её сильному затуханию. Например, при площади моды, равной 10 % от дифракционно-ограниченной площади, длина распространения уменьшается на порядок по сравнению со случаем распространения волны на плоской поверхности диэлектрик–металл. Для случая оболочки из полупроводника выигрыш по величине локализации незначительный, в то время как длина распространения уменьшается на порядок. Такой волновод поддерживает плазмонную моду только вблизи дифракционно-ограниченной площади моды.

Диэлектрический наноканал в металле является дифракционно-ограниченным волноводом и для него существует мода отсечки (cut-off mode) [118]. Для волновода, образованного диэлектрическим наноцилиндром и металлической поверхностью, мода формируется в результате гибридизации фотонной моды наноцилиндра и плазмонной волны плоской поверхности металла. Длина распространения волны в гибридной моде может быть большой при одновременной значительной пространственной локализации поля. Даже при максимальной локализации моды (при малых величинах зазора) её потери не превышают потери плазмонной волны на плоской

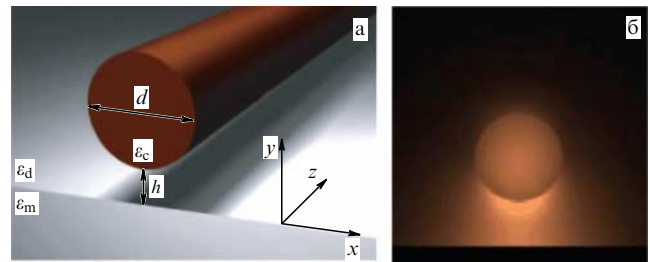


Рис. 4. Схема гибридного нановолновода, состоящего из диэлектрического цилиндра диаметром d , отстоящего от металлической поверхности на наноскопическое расстояние h (а). Распределение поля гибридной моды в зазоре волновода (б). (Из работы [124].)

поверхности металл–диэлектрик [118, 122, 123]. Кроме того, в таком волноводе реализуется дополнительный механизм локализации поля за счёт взаимодействия поверхностного заряда металла и поверхностной поляризации диэлектрика, приводящий к сильной ёмкостной локализации в области зазора.

Использование гибридной моды в конфигурации полупроводниковый цилиндр–металлическая поверхность чрезвычайно привлекательно для построения 2D плазмонного нанолазера, поскольку полупроводниковый цилиндр может также быть и активной средой плазмонного нанолазера (рис. 4).

(в) *Цепочка наночастиц как 2D-резонатор.* Цепочка металлических наночастиц может служить в качестве волновода для электромагнитного поля [125–131]. Результатом взаимодействия отдельной металлической частицы цепочки с излучением является возбуждение коллективного электронного движения — плазмонное возбуждение наночастицы. Если диаметр наночастицы меньше длины волны внешнего электромагнитного поля, то отклик каждой наночастицы достаточно хорошо описывается моделью электрического диполя [71]. Резонансная частота диполя определяется материалом наночастицы, её формой и диэлектрической проницаемостью окружающей наночастицу среды. В результате ближнеполевого взаимодействия дипольное поле одной наночастицы может возбудить плазмонные колебания в соседней наночастице [132]. Если при этом возникает эффективная передача энергии между соседними наночастицами, то такая цепочка наночастиц представляет собой нановолновод.

В зависимости от расстояния между наночастицами в цепочке могут возникать взаимодействия двух типов. Для цепочки с расстоянием между частицами d порядка длины волны возбуждения доминирующим является дальнедействующее взаимодействие, зависящее от расстояния между частицами как d^{-1} [71, 132]. При расстоянии между частицами, существенно меньшем длины волны возбуждения, доминирующим является ближнеполеное взаимодействие, зависящее от расстояния между частицами как d^{-3} . Ближнеполеное взаимодействие приводит к формированию собственных колебаний цепочки наночастиц и возникновению когерентных мод с волновым вектором вдоль цепочки наночастиц. Возникает передача энергии вдоль цепочки, т.е. цепочка является нановолноводом [133, 134].

Важным параметром волновода в виде цепочки металлических наночастиц является длина распространения волны. В плазмонном волноводе потери могут быть

как радиационного характера, так и в виде омических потерь в металле. При размерах частиц, существенно меньших длины волны, радиационные потери пренебрежимо малы по сравнению с омическими потерями. Экспериментальные исследования подтвердили возможность каналирования электромагнитной энергии через ближнеполевое взаимодействие в цепочке металлических наночастиц на расстояние в несколько сотен нанометров [135].

Волноводы, построенные с использованием наночастиц, позволяют создавать сложные плазмонные элементы, имеющие угловые соединения, и расщепители волны без значительных радиационных потерь. Например, при распространении волны через изогнутые (до 90°) участки волновода возможно пропускание участка волновода, близкое к 100 %. Развитие нанотехнологических методов позволило создавать упорядоченные цепочки наночастиц и исследовать их волноводные свойства, в том числе возможность использования цепочки наночастиц для построения резонатора для плазмонного нанолазера.

(г) *Щель и бороздка в металле.* Возможность каналирования плазмонной волны волноводом в виде бороздки (рис. 5), вырезанной на поверхности металла, впервые была рассмотрена в работах [104, 136]. Плазмонная волна вдоль канала бороздки получила название *каналовых поляритонов* (channel polaritons, CP). Каналовые поляритоны обладают свойствами пространственно ограниченной плазмонной волны с субволновым каналированием поля, с относительно малыми потерями в одномодовом режиме и способностью эффективного распространения через изогнутые участки канала. Каналовые поляритоны обладают также способностью к широкополосной передаче сигнала [15, 137, 138]. Как было показано в работе [137], длина распространения плазмонной волны вдоль канала может быть большой, однако меньшей, чем на плоской поверхности металла.

Различают каналы двух типов: в виде щели в металлической плёнке и в виде буквы V на металлической поверхности. Ширина канавки, вырезанной в металле в виде буквы V, монотонно уменьшается в направлении от поверхности металла. Поскольку поле стремится к локализации в области с максимальным эффективным показателем преломления, достаточно глубокие канавки будут поддерживать плазмонные моды вблизи дна



Рис. 5. Бороздка в металле для каналирования плазмонной волны.

канавки, где эффективный показатель преломления максимален [139]. Длина распространения быстро увеличивается при уменьшении глубины канавки. При этом эффективный показатель преломления приближается к значению для воздуха и происходит пространственное увеличение размера моды и её выход за пределы канавки. Длина распространения зависит также от угла канавки: длина увеличивается при увеличении угла канавки. В предельном случае, при угле в 180° , плазмонная волна становится волной на плоской поверхности металла [140].

Для канала в виде щели каналовые поляритоны имеют своё происхождение от двух плазмонных волн в двух полуплоскостях, которые становятся связанными волнами при достаточно малом расстоянии между полуплоскостями [141–143].

2.3.2. Обратная связь в 2D-резонаторе. Для построения 2D плазмонного нанолазера на основе нановолновода необходимо реализовать обратную связь для плазмонных волн вдоль волновода. Локализация поля вдоль волновода достигается ограничением длины волновода нанолазера: использованием резонатора типа Фабри–Перо [23, 144–147] или резонатора коаксиального типа [4]. При использовании волновода в виде металлического стержня [148, 149] длиной резонатора нанолазера является длина металлического наноцилиндра. При использовании полупроводникового наноцилиндра вблизи металлической поверхности (2D плазмонный нанолазер на гибридной моде) длиной резонатора является длина полупроводникового наноцилиндра [124, 150, 151].

Наноцилиндры в плазмонике исследовались достаточно детально как теоретически, так и экспериментально [149, 152, 153]. Плазмонный резонатор в виде металлического наноцилиндра характеризуется общей длиной, длиной цилиндрической части, диаметром и радиусом кривизны его концов. Для наностержня во внешнем электромагнитном поле характерно несколько резонансов. Резонанс на наибольшей длине волны определяет дипольный резонанс, который характеризуется одним узлом в плотности поверхностного заряда [149]. Длина волны дипольного резонанса линейно зависит от общей длины наностержня вплоть до малых значений, когда наностержень принимает форму сферы. При этом длина наностержня всегда существенно меньше, чем $\lambda/2$ [154]. Резонансы более высокого порядка соответствуют более коротким длинам волн.

Помимо схем резонатора типа Фабри–Перо, предложен и реализован ряд других схем для обеспечения обратной связи в 2D плазмонном нанолазере. Например, распределённая обратная связь может быть использована для построения резонатора [28]. Другим подходом является использование полного внутреннего отражения плазмонных волн [24, 25, 155].

Важным параметром 2D плазмонного нанолазера является достижимый минимальный размер. Уменьшение физического размера нанолазера возможно при переходе к частотному диапазону вблизи резонансной частоты поверхностного плазмона (the SP frequency). Если вдали от резонансной частоты дипольная мода наноцилиндра удовлетворяет условию полуволновой длины, то в коротковолновой части спектра дипольный резонанс возникает при меньших длинах наностержня, что и

обеспечивает меньший физический размер резонатора и меньший объём плазмонной моды [148, 156]. В этом случае резонансная частота становится не зависящей от длины наностержня и его радиуса. Размер нанолазера может быть уменьшен до величины в несколько десятков нанометров, как это было продемонстрировано в работе [22].

2.4. 1D-резонатор

Конфигурация 1D-резонатора для плазмонного нанолазера представляет собой металлическую поверхность, наноструктурированную для создания обратной связи для поверхностных плазмонных волн. Построение 1D-резонатора состоит из следующих двух этапов: 1) выбор металла и создание металлической поверхности; 2) наноструктурирование металлической поверхности для обеспечения обратной связи.

2.4.1. Поверхность металл–диэлектрик. Простейшая схема 1D-резонатора основана на использовании поверхности металл–диэлектрик. Плазмонная волна на поверхности раздела сред представляет собой эванесцентную волну, экспоненциально затухающую в обеих средах от границы раздела [76]:

$$\begin{aligned} E(z > 0) &= \\ &= (E_x^0, 0, E_z^d) \exp[i(k_{\text{SPP}}x - \omega t)] \exp\left(-z\sqrt{k_{\text{SPP}}^2 - \varepsilon_d k_0^2}\right), \\ E(z < 0) &= \\ &= (E_x^0, 0, E_z^m) \exp[i(k_{\text{SPP}}x - \omega t)] \exp\left(z\sqrt{k_{\text{SPP}}^2 - \varepsilon_m k_0^2}\right), \end{aligned} \quad (8)$$

где E_x^0 , E_z^d и E_z^m — амплитуды соответствующих компонент электрических полей в диэлектрике и металле, ε_d и ε_m — диэлектрические постоянные диэлектрика и металла, k_{SPP} — волновой вектор плазмонной волны,

$$k_{\text{SPP}}(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_m(\omega)\varepsilon_d}{\varepsilon_m(\omega) + \varepsilon_d}}. \quad (9)$$

Нормальные компоненты поля связаны с тангенциальными компонентами соотношениями

$$E_z^d = \frac{ik_{\text{SPP}}}{\sqrt{k_{\text{SPP}}^2 - \varepsilon_d k_0^2}} E_x^0, \quad (10)$$

$$E_z^m = \frac{ik_{\text{SPP}}}{\sqrt{k_{\text{SPP}}^2 - \varepsilon_m k_0^2}} E_x^0,$$

$$E_z^d = i\sqrt{-\frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_d}} E_x^0, \quad (11)$$

$$E_z^m = i\sqrt{-\frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_m}} E_x^0,$$

E_x^0 — амплитуда компоненты поля на поверхности металл/диэлектрик.

Действительная часть волнового вектора определяет длину плазмонной волны $\lambda_{\text{SPP}} = 2\pi/\text{Re}(k_{\text{SPP}})$, которая всегда меньше длины волны в диэлектрике, $\lambda_{\text{SPP}} < \lambda = \lambda_0/\sqrt{\varepsilon_d}$. Мнимая часть волнового вектора определяет длину распространения $L_{\text{SPP}} = 1/\text{Im}(2k_{\text{SPP}})$. Типичная длина распространения составляет величину порядка нескольких десятков микрометров. Например, длина

распространения плазмонной волны на поверхности золото–воздух на телекоммуникационной длине волны 1,55 мкм составляет величину $L_{\text{SPP}}/\lambda_{\text{SPP}} \approx 220$. Эта величина имеет отношение к верхнему пределу Q -фактора плазмонной волны, который определяется соотношением $Q_{\text{SPP}} = 2\pi L_{\text{SPP}}/\lambda_{\text{SPP}}$.

Когда поверхность металла не идеально плоская, происходит рассеяние плазмонной волны на несовершенствах поверхности, что уменьшает длину её распространения. Суммарная длина распространения l_{tot} определяется выражением

$$\frac{1}{l_{\text{tot}}} = \frac{1}{l_{\text{ohm}}} + \frac{1}{l_{\text{rad}}} + \frac{1}{l_{\text{scat}}}, \quad (12)$$

где l_{ohm} , l_{rad} , l_{scat} — вклады в длину распространения плазмонной волны из-за омических потерь, радиационных потерь и потерь на рассеяние.

2.4.2. Плёнка: диэлектрик–металл–диэлектрик. Как правило, металлы обладают большей величиной диэлектрической постоянной в сравнении с диэлектриком, т.е. $|\varepsilon_m| \gg \varepsilon_d$. Как следствие, усреднённая по периоду электромагнитная энергия внутри металла всегда больше усреднённой по периоду электромагнитной энергии в окружающем металл диэлектрике [157]. Из этого можно сделать вывод, что в тонких металлических плёнках должны быть меньше омические потери по сравнению с поверхностью раздела металл–диэлектрик и, соответственно, тонкие металлические плёнки более предпочтительны для построения резонатора плазмонного нанолазера.

Возможно реализовать две конфигурации плёнок: 1) металл–диэлектрик–металл и 2) диэлектрик–металл–диэлектрик [158]. Для построения резонатора плазмонного нанолазера более практичной является структура диэлектрик–металл–диэлектрик. На каждой поверхности металлической плёнки может существовать своя плазмонная мода. При уменьшении толщины плёнки эти моды могут пространственно перекрываться, что приводит к возникновению двух новых гибридных мод: симметричной и антисимметричной [159–161]. Если диэлектрическая постоянная с обеих сторон плёнки одинакова, то в волноводной симметричной моде поперечная компонента E_z (или H_y) является симметричной компонентой, в то время как продольная компонента E_x антисимметрична. Обратная ситуация наблюдается для антисимметричной моды. В симметричной моде продольная компонента электрического поля изменяет знак в середине металлической плёнки (значение поля равно нулю). А поскольку затухание определяется в основном продольной компонентой электрического поля моды, отсюда следует, что симметричная мода имеет меньшее затухание. Одновременно с уменьшением затухания моды происходит уменьшение степени её локализации [158, 162]. Симметричную моду принято называть дальнедействующей плазмонной модой (LRSPP), антисимметричную — короткодействующей (SRSPP).

В очень тонкой плёнке поле стремится выйти из металла, и её константа затухания приближается к значению в диэлектрике: константа затухания стремится к нулю, а длина распространения — к бесконечности. То есть происходит эволюция дальнедействующей плазмонной моды в чисто фотонную моду [163]. Малое затухание дальнедействующей плазмонной моды позво-

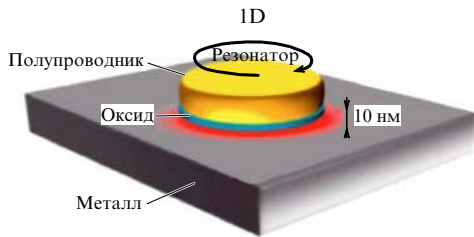


Рис. 6. Конфигурация 1D-резонатора плазмонного нанолазера с обратной связью за счёт полного внутреннего отражения. Нанолазер образован полупроводниковым нанодиском (активная среда), расположенным на расстоянии 10 нм от металлической поверхности.

ляет рассматривать её в качестве моды резонатора плазмонного нанолазера. Следует отметить, что потери дальнедействующей моды сильно возрастают при отсутствии симметрии в диэлектриках с обеих сторон металлической плёнки. Например, для золотой плёнки (10 нм), погружённой в бензоциклобутен (benzocyclobutene), потери возрастают от 0,17 дБ мм⁻¹ в симметричной ситуации до 0,4 дБ мм⁻¹ при разнице в показателе преломления 0,006 между нижней и верхней диэлектрическими средами [164].

Примером тонкой металлической плёнки с малыми потерями является плёнка серебра. При толщине $t = 20$ нм плёнки, погружённой в диэлектрик SiO₂, константа затухания мощности на длине волны $\lambda = 1550$ нм для дальнедействующей плазмонной моды равна $2\alpha = 0,0012$ дБ мкм⁻¹, а для короткодействующей моды равна $2\alpha = 0,45$ дБ мкм⁻¹. Величина константы затухания резко возрастает при уменьшении длины волны [162].

К настоящему времени выполнено значительное количество как теоретических, так и экспериментальных работ по исследованиям усиления и генерации плазмонных волн на тонких металлических плёнках в 1D-конфигурации резонатора [165–174]. Резонатор такого плазмонного нанолазера состоит из ограниченной по размеру тонкой металлической поверхности квадратной или круглой формы [175, 176] (рис. 6). Обратная связь в резонаторе может осуществляться за счёт полного внутреннего отражения на границах наноплёнки (см. рис. 6). Возможна конфигурация резонатора, при которой обратная связь реализуется аналогично фотонному резонатору Фабри–Перо [177].

3. Активная среда плазмонного нанолазера

Аналогично лазеру источником энергии для плазмонного нанолазера является активная среда. По сравнению с макроскопическими лазерами лазеры малых размеров (как фотонные, так и плазмонные) требуют усиливающих сред со значительно большим коэффициентом усиления. Это объясняется тем, что при существенно меньшем объёме активной среды требуется компенсировать потери в зеркалах (которые сравнимы с потерями в макроскопических лазерах), а также внутренние потери, которые часто даже выше, чем в макроскопических лазерах. Кроме того, плазмонные резонаторы, обеспечивающие сильную пространственную локализацию электромагнитного поля, имеют относительно низкую величину Q -фактора (не более 100). Эти два обстоятельства накладывают жёсткие требования на параметры усиливающей среды.

Назначение усиливающей среды — компенсация ослабления электромагнитной волны при её распространении. Если электромагнитная волна

$$E(x, t) = E_0 \exp [i(k_x x - \omega t)] \quad (13)$$

распространяется вдоль оси $+x$, то усиление волны происходит, когда волновой вектор волны k_x имеет отрицательную мнимую часть. Это условие, в свою очередь, реализуется, когда комплексный показатель преломления среды имеет отрицательную мнимую часть, $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'' = n^2$. Оптическое усиление принято выражать через коэффициент усиления мощности γ , связывающий входную I_{in} и выходную I_{out} мощности соотношением $I_{\text{out}} = I_{\text{in}} \exp(\gamma x)$. Коэффициент усиления мощности определяется через действительную и мнимую части показателя преломления усиливающей среды [178] соотношением $\gamma = k_0 \varepsilon'' / \varepsilon'$. В предположении двухуровневой усиливающей среды с населённостями уровней N_1 и N_2 коэффициент усиления имеет следующую зависимость от параметров среды [179]:

$$\gamma(\omega) = A_{21} \frac{\lambda_0^2}{8\pi\varepsilon} g(\omega) \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right), \quad (14)$$

где A_{21} — коэффициент Эйнштейна, g_1 и g_2 — кратности вырождения соответствующих уровней, $g(\omega)$ — функция, определяющая частотную зависимость вероятности спонтанного испускания. При выполнении условия $N_2 - (g_2/g_1)N_1 > 0$ среда усиливает волну в спектральном диапазоне, определяемом функцией $g(\omega)$. Из выражения для коэффициента усиления очевидно, что большое усиление требует большой концентрации эмиттеров и значительной населённости верхнего уровня.

Требуемые величины усиления для достижения режима генерации плазмонного нанолазера зависят от типа плазмонных волн и имеют следующие характерные значения. Для незатухающего распространения *дальнедействующих плазмонных волн* (LRSPP) вдоль тонких (20 нм) металлических плёнок величина коэффициента усиления должна находиться в диапазоне 1–200 см⁻¹; для *короткодействующих плазмонных волн* (SRSPP) эта величина уже существенно больше и находится в диапазоне 1000–2000 см⁻¹; для плазмонных волн вдоль тонких (50 нм) металлических волноводов коэффициент усиления должен быть в пределах 2000–5000 см⁻¹. Для наноразмерных структур, обеспечивающих субдифракционную *трёхмерную* локализацию поля (объём моды поля $V_{\text{mod}} \ll (\lambda/2n)^3$), требования для коэффициента усиливающей среды ещё жёстче: его величина должна быть в диапазоне 10³–10⁵ см⁻¹ [35, 38–44]. Сравнение потерь плазмонного резонатора с коэффициентом усиления активной среды позволяет судить о принципиальной возможности достижения порога генерации в такой системе. Требуемое большое значение коэффициента усиления активной среды и сложности в достижении высокой добротности моды плазмонного нанолазера приводят к возможности возникновения паразитной *фотонной* генерации в резонаторе.

К настоящему времени реализовано два вида возбуждения активной среды плазмонного нанолазера: оптический и электрический.

3.1. Оптическое возбуждение

Выбор активной среды при оптической накачке достаточно ограничен. Это активные среды на основе стекла,

легированного эрбием [180], молекулы красителя [181–183].

Активная среда на основе *стекла, легированного эрбием*, привлекательна с точки зрения построения простых схем резонатор + активная среда путём легирования диэлектрического материала с низким коэффициентом преломления. Однако усиление в таких системах невелико из-за невысокой концентрации квантовых излучателей. Например, в сильно легированном эрбием стекле коэффициент усиления на телекоммуникационной длине волны $\lambda = 1,535$ нм не более нескольких см^{-1} [180].

Использование *молекул красителя* позволяет значительно увеличить коэффициент усиления [169, 182, 184]. Усиление возможно в широком спектральном диапазоне (несколько десятков нанометров) в силу сложной колебательно-вращательной схемы уровней молекул красителя. Накачка молекул осуществляется лазерными источниками. Наличие двойных связей в молекулах обеспечивает поглощение фотонов с длиной волны более 200 нм. Из-за эффекта Франка–Кондона и быстрой внутримолекулярной релаксации испущенные фотоны имеют значительный частотный сдвиг в красноволновую часть спектра (несколько десятков нанометров). Молекулы красителя легко растворяются в соответствующих растворителях, которые являются окружающей средой для молекул. Молекулы красителя также могут быть помещены в твёрдую диэлектрическую среду (например, полимеры или стёкла), которая, в свою очередь, может быть интегрирована с металлическими наноструктурами, формирующими резонатор плазмонного нанолазера.

Существует ряд физических ограничений на максимальную величину коэффициента усиления активной среды на основе молекул красителя [185]. Эти ограничения возникают из-за зависящих от концентрации эффектов, таких как формирование димеров, концентрационное тушение, которые ограничивают максимальную величину концентрации молекул в растворе и, соответственно, ограничивают предельную плотность молекул в диапазоне от 10^{-4} до 10^{-2} моль л^{-1} . Кроме того, схема уровней большинства молекул имеет долгоживущие триплетные состояния, на которые возможен переход возбуждённой молекулы, что уменьшает величину коэффициента усиления. Эти факторы определяют предельно достижимое значение коэффициента усиления: $\gamma \approx 10–100 \text{ см}^{-1}$ [184].

Использование *квантовых точек (КТ)* для активной среды позволяет значительно увеличить коэффициент усиления. Квантовые точки представляют собой нанокристаллы полупроводникового материала с размером нанокристалла, большим постоянной решётки, но сравнимым с характерным пространственным размером волновой функции экситона, электрона или дырки. Хотя КТ состоят из тысяч атомов, их оптические свойства схожи со свойствами отдельных атомов в силу квантового пространственного ограничения электронов на нанометровой шкале.

Особенности оптического спектра поглощения КТ могут быть получены из выражения для вероятности дипольного оптического перехода между состояниями электрон и дырка. Вероятность перехода при энергии перехода $\hbar\omega = E_{nl}^c + E_{nl}^h$ (выше ширины запрещённой

зоны) определяется выражением

$$\alpha(\omega) \sim |p_{cv}|^2 \frac{1}{(4\pi/3)R^3} \sum_{n,l} (2l+1) \delta(\hbar\omega - E_{nl}^c - E_{nl}^h), \quad (15)$$

где $E_{nl}^{c,h}$ — энергии конечного и начального состояний оптического перехода, $|p_{cv}|^2$ — квадрат матричного элемента дипольного перехода. Из данного выражения следует зависимость оптических характеристик КТ от их размеров. При увеличении размера нанокристаллов до значения ~ 40 нм спектр трансформируется в спектр объёмного материала. Спектр нанокристалла КТ характеризуется резкой границей энергетической зоны и близкой к ней серией экситонных состояний.

Спектр ансамбля КТ, как правило, имеет значительное спектральное неоднородное уширение ($\sim 50–100$ нм), превышающее более чем на порядок однородное уширение единичной КТ [186]. Следует также отметить, что при большой энергии фотона возбуждения спектр поглощения КТ становится функцией без особенностей и соответствует спектру поглощения объёмного материала.

Существуют два типа КТ: а) *коллоидные* квантовые точки и б) *эпитаксиальные* квантовые точки. Они различаются способом их приготовления. *Коллоидные* квантовые точки создаются путём химического синтеза нанометровой структуры из раствора и состоят из сердцевины и оболочечки. Такие квантовые точки могут быть помещены в диэлектрическую среду (например, полимеры), которая, в свою очередь, может быть интегрирована с металлическими наноструктурами, образующими резонатор нанолазера. В этом случае диэлектрическая среда оказывает также влияние на спектральные характеристики излучателей и, соответственно, на параметры усиливающей среды [187].

Эпитаксиальные квантовые точки (InAs) создаются методом молекулярно-пучковой эпитаксии [188] и их рост основан на небольшом различии в константах кристаллических решёток материалов InAs и GaAs. Когда в процессе роста материал InAs осаждается на поверхность GaAs, вначале формируется двумерный слой из InAs. При достижении определённой толщины слоя происходит переход от двумерного роста к трёхмерному из-за различия в константах кристаллических решёток двух материалов InAs и GaAs. Результатом такого процесса является возникновение нанокристаллов InAs (квантовые точки) на слое смачивающей плёнки из InAs. Нанокристаллы InAs затем покрываются слоем GaAs. Поверхностная плотность созданных квантовых точек составляет величину порядка 10 мкм^{-2} и более. Индивидуальная КТ имеет форму плоской линзы толщиной порядка 3 нм и диаметром 20 нм. Размер КТ и материалы определяют энергетическую структуру КТ и длину волны её излучения. В процессе создания КТ возникает возможность большой вариации их размеров.

Основными преимуществами использования КТ в качестве активной среды плазмонного нанолазера являются 1) высокая радиационная квантовая эффективность КТ; 2) полная совместимость КТ, получаемых эпитаксиальным ростом, с существующей полупроводниковой технологией; 3) возможность помещения КТ внутри резонатора или вблизи наноструктуры для управления их оптическими характеристиками; 4) стабильные оптические свойства эпитаксиаль-

ных квантовых точек: отсутствие эффектов обесцвечивания и/или мерцания.

Активные среды на основе КТ обладают большим усилением. Например, квантовые точки $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ обеспечивают усиление до значения 2000 см^{-1} на длине телекоммуникационной волны $\lambda = 1,5 \text{ мкм}$. Ещё большее значение коэффициента усиления возможно в эпитаксиальных квантовых точках AlAs/GaAs , с которыми наблюдалось усиление до чрезвычайно большой величины 68000 см^{-1} на длине волны $\lambda = 970 \text{ нм}$ [189]. Одним из важных экспериментальных преимуществ использования квантовых точек является то, что они сделаны из полупроводниковых материалов, для которых на протяжении последних десятилетий развито многообразие методов и технологий роста и обработки. КТ могут возбуждаться как оптическим излучением, так и электрическим током.

3.2. Электрическое возбуждение

Плазмонные нанолазеры, использующие в качестве усиливающей среды неорганические полупроводники, в силу возможности создания инверсии населённости электрической накачкой и их конструктивной совместимости с современной полупроводниковой технологией, являются наиболее технологически релевантными наноразмерными источниками электромагнитных полей. Кроме того, полупроводниковые материалы являются конструктивно прочными и, соответственно, создаваемые на их основе оптические устройства обладают большим сроком службы. Полупроводниковый материал может обеспечить компенсацию потерь, превышающую 1000 см^{-1} . К числу недостатков неорганических полупроводников как активных сред следует отнести необходимость в большинстве случаев работать при криогенных температурах.

Наилучшими полупроводниковыми материалами в качестве усиливающих сред являются полупроводники с прямыми переходами, такие как полупроводниковые соединения II–VI групп. Из них полупроводниковое соединение индия нитрида галлия (InGaN , the indium gallium nitride) является перспективной усиливающей средой с широкой полосой усиления. Ширина запрещённой зоны $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($0 \leq x \leq 1$) может изменяться в пределах от инфракрасного диапазона спектра до ультрафиолетового при изменении состава соединения. Полупроводнику InN ($x = 1$) соответствует ширина запрещённой зоны $\Delta E = 0,65 \text{ эВ}$, для полупроводника GaN ($x = 0$) ширина запрещённой зоны $\Delta E = 3,4 \text{ эВ}$. Полупроводник InGaN имеет коэффициент усиления порядка 10^4 см^{-1} [190]. Это делает его перспективным материалом для построения на его основе плазмонного нанолазера [39, 191].

Существуют ограничения на величину максимального коэффициента усиления в полупроводниковых материалах при высокой мощности накачки, которые возникают из-за теплового нагрева материала. При высокой мощности накачки активной среды металлические наноструктуры (образующие резонатор нанолазера) нагреваются и могут быть повреждены [192]. Наноструктуры в большей степени подвержены термическим повреждениям, чем объёмный металл, и микроскопическое термически индуцированное повреждение происходит в них при более низких интенсивностях [193–195].

4. Характеристики плазмонного нанолазера

Исследования последних десятилетий, направленные на минимизацию размеров лазеров, выявили значительные принципиальные физические различия между традиционными макроскопическими лазерами и нанолазерами [196–199]. В *фотонных* микроскопических лазерах существенную роль играет усиленное спонтанное излучение, которое видоизменяет *пороговое* поведение лазера и приводит к увеличению шумовой составляющей излучения. Кроме того, направленность излучения микроскопического лазера существенно ухудшается при приближении его размера к дифракционному пределу. В силу малого размера все эти различия существуют также для *плазмонного* нанолазера и в значительно большей степени. Кроме того, возникают дополнительные особенности в режиме генерации, присущие только этому типу лазеров. К ним относятся а) сильная дисперсия, возникающая в силу необходимости использования большой величины коэффициента усиления для достижения порога генерации, и б) малое время оптического отклика плазмонных лазеров из-за высокого коэффициента усиления и быстрой спонтанной эмиссии. Присутствуют также менее выраженные эффекты, такие как затягивание частоты (frequency pulling), каналирование усиления (gain guiding) и переключение усиления (gain switching) [36–44].

В *фотонных* лазерах режим генерации возникает при достижении определённой величины накачки активной среды (порога генерации лазера), и её появление характеризуется рядом физических эффектов, таких как 1) спектральное сужение выходного излучения, 2) возникновение направленности излучения, 3) возникновение пространственной и временной когерентности. В то время как эти признаки генерации в макроскопических лазерах являются вполне однозначными, в нанолазерах плазмонные наноструктуры изменяют характер спонтанного излучения активной среды и переход к режиму генерации не столь явно выражен. В плазмонных нанолазерах может возникать сужение спектра излучения даже без достижения режима генерации, что может приводить к неверной интерпретации режима функционирования устройства. В случае, когда усиливающая среда поддерживает много мод резонатора нанолазера, отличить изменение скорости спонтанного излучения от истинной генерации существенно проще, поскольку в этом случае в режиме генерации увеличение накачки приводит к сильной конкуренции мод.

В силу наноскопических размеров нанолазера и, как следствие, его малой мощности излучения исследование индивидуального нанолазера является чрезвычайно сложной экспериментальной задачей. По этой причине исследование часто проводится с ансамблями нанолазеров. Но геометрические размеры нанолазеров неодинаковы (как правило), поэтому и их генерационные характеристики различаются. Например, возникает неопределённость в величине порога генерации нанолазера. Кроме того, эффекты, возникающие из-за взаимодействия между индивидуальными спазерами, также могут приводить к дополнительным особенностям в поведении спазеров, которые могут быть неверно интерпретированы как возникновение генерации.

Основные характеристики нанолазера, такие как частота генерации, порог генерации, мощность накачки и

временной отклик, определяются геометрией резонатора, его материалом, квантово-механическими характеристиками хромофоров усиливающей среды, а также методом выведения энергии из резонатора. Исследование характеристик индивидуальных нанолазеров является сложной задачей из-за их наноскопических размеров, а исследование ансамблей нанолазеров (в которых вариации геометрических и иных параметров приводят к размыванию порогового характера возникновения генерации и к уширению спектра излучения) затрудняет сравнение с теоретическими моделями, в которых, как правило, рассматриваются отдельные нанолазеры.

4.1. Усиление спонтанной эмиссии и порог генерации

4.1.1. Локализация поля. На рисунке 7 схематично показаны три типа конфигураций металлических наноструктур, используемых для построения плазмонных нанолазеров. В таких металлических наноструктурах могут существовать поверхностные плазмонные моды с разной степенью их пространственной локализации. Планарная наноструктура (1D-конфигурация) в виде поверхности раздела металл–диэлектрик поддерживает поверхностную плазмонную моду, ограниченную в одном измерении. Структура в виде нанопроволоки (2D-конфигурация) поддерживает плазмонную волну, ограниченную в двух измерениях. Структура в виде металлической наночастицы (3D-конфигурация) ограничивает поле во всех трёх измерениях.

Планарная структура металл–диэлектрик и тонкий металлический нанопровод представляют собой системы с одно- и двумерной локализацией полей. В таких структурах коллективные электронные колебания связаны с металлической поверхностью или металлическим нанопроводом и, соответственно, являются пространственно локализованными в направлении, перпендикулярном поверхности, однако остаются свободно распространяющимися волнами вдоль поверхностей. Поэтому такие системы являются нерезонансными и поддерживают плазмонные волны во всём диапазоне частот, вплоть до плазмонной частоты. В металлических наночастицах плазмонные колебания локализованы во всех трёх направлениях. Они имеют резонансный характер и поддерживают плазмонные колебания на определённых частотах.

Степень локализации электромагнитной энергии зависит от конфигураций металлических наноструктур. Для наночастиц электромагнитная энергия ограничена в объёме, существенно меньшем, чем дифракционный предел $(\lambda_0 2n)^3$, где n — показатель преломления окружающей наночастицу среды. В одномерном случае

(поверхность раздела металл–диэлектрик) субдифракционная локализация энергии возможна в направлении, перпендикулярном поверхности раздела металл–диэлектрик. Степень локализации в этом случае зависит от оптических характеристик металла и диэлектрика и от длины волны. В силу пространственно локализованного характера плазмонной поверхностной волны, дисперсионные кривые лежат справа от соответствующих световых линий. На частотах $\omega > \omega_p$ возможно распространение излучения в металле. Между режимами связанных и излучательных мод существует область частот с чисто мнимыми значениями волнового вектора, в которой распространение волн запрещено. Для малых значений волновых векторов постоянная распространения плазмонной волны близка к значению на световой линии k_0 , и волна простирается в диэлектрике на много длин волн.

Для больших значений волновых векторов частота волны приближается к *плазмонной граничной частоте* $\omega_{sp} = \omega_p / (1 + \epsilon_2)^{0.5}$. В пределе пренебрежимо малого затухания волны волновой вектор стремится к бесконечности, частота приближается к *граничной частоте* ω_{sp} , а групповая скорость $v_g \rightarrow 0$, и плазмонная волна приобретает электростатический характер. В 1D-случае максимальная локализация поверхностной плазмонной волны достигается вблизи поверхностной плазмонной частоты ω_{sp} . Поверхностные плазмонные волны металлических нанопроводов (2D-случай) характеризуются значительно большей локализацией поля, при этом степень локализации зависит от частоты по закону ω^{-2} [200].

4.1.2. Усиление спонтанного излучения вблизи наноструктур. Когда размеры наноструктур меньше или сравнимы с длиной волны излучения, скорость спонтанного излучения квантового излучателя, расположенного вблизи наноструктуры, может быть как увеличена, так и уменьшена по сравнению со скоростью спонтанного излучения в свободном пространстве (эффект Парселла) [201]. Количественно эффект характеризуется коэффициентом Парселла (the Purcell factor), определяемым выражением $F = A/A_0$, где A — модифицированная окружением скорость спонтанного излучения, A_0 — спонтанное излучение в свободное пространство. Этот эффект влияет на ряд физических процессов применительно к функционированию нанолазера, так как происходит значительное пространственное перераспределение спонтанного излучения: подавление излучения в определённые моды и усиление его в другие моды. Это, в свою очередь, может значительно изменить режим генерации нанолазера. При наличии в системе обратной связи (резонатор нанолазера) происходит дальнейшее увеличение скорости спонтанного излучения, пропорциональное добротности резонатора. При этом коэффициент Парселла может достигать значительных величин [200]. Для 1D- и 2D-систем в предположении, что Q -фактор резонатора ограничен только внутренними потерями в металле, коэффициент Парселла достигает значения 10^2 . Коэффициент Парселла значителен даже при частотах, близких к поверхностной плазмонной частоте ω_{sp} , при которых реализуется максимальная локализация поля, однако и потери становятся также максимальными. Для 3D-систем (наночастица) достижимое значение коэффициента Парселла приближается к шести порядкам по величине, с ограничением, возникающим из-за нелокальных эффектов [200, 202, 203].

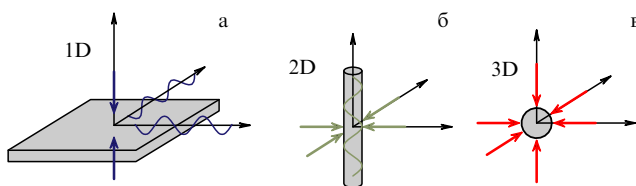


Рис. 7. Металлические наноструктуры, поддерживающие поверхностные плазмонные моды с различной степенью их локализации: (а) одномерная конфигурация — поверхность раздела металл–диэлектрик; (б) двумерная — наностержень в диэлектрике; (в) трёхмерная — наночастица.

4.1.3. Порог генерации плазмонного нанолазера. Сила взаимодействия света с квантовым излучателем может быть увеличена уменьшением объёма оптической моды и увеличением добротности резонатора [201]. В фотонных лазерах это увеличение достигается в основном за счёт использования резонатора с высокой добротностью [204–207]. В плазмонных лазерах усиления можно достигнуть даже при малой добротности резонатора, создавая резонатор с достаточно малым объёмом моды.

На рисунке 8 показана зависимость коэффициента Парселла в системе, состоящей из металлической поверхности и полупроводникового наностержня, от расстояния между наностержнем и поверхностью [146]. На левой шкале показано значение коэффициента Парселла, на правой — β -фактор. β -фактор определяется как относительная доля спонтанного излучения, испущенная в определённую моду резонатора.

Максимальное значение коэффициента Парселла в такой системе невелико и равно 6. Максимальное значение β -фактора 80 %. При зазоре, меньшем 5 нм, нерадиационное тушение на металлической поверхности приводит к резкому уменьшению β -фактора.

Более высокое значение коэффициента Парселла ($F = 60$) достигнуто для молекул внутри зазора между нанопроволокой и металлической поверхностью [147]. Сравнительно недавно показана возможность в плазмонных наноструктурах достижения коэффициентом Парселла значений до 10–1000 [208–210].

В металлических наноструктурах эффект увеличения скорости излучения реализуется, как правило, только для нескольких мод, и в основном для наиболее локализованных мод. Для плазмонного нанолазера это означает, что наиболее сильная связь квантовых излучателей активной среды реализуется с наиболее локализованными модами резонатора нанолазера. Количественно связь характеризуется β -фактором спонтанного испускания в моду. β -фактор играет чрезвычайно важную роль в пороговом поведении генерации нанолазера. Анализ динамики генерации нанолазера показывает, что порог определяется отношением суммарных потерь резонатора к β -фактору [200, 211]. Если для фотонного полупроводникового лазера β -фактор чрезвычайно мал ($\beta < 10^{-3}$), то в металлической наноструктуре этот фак-

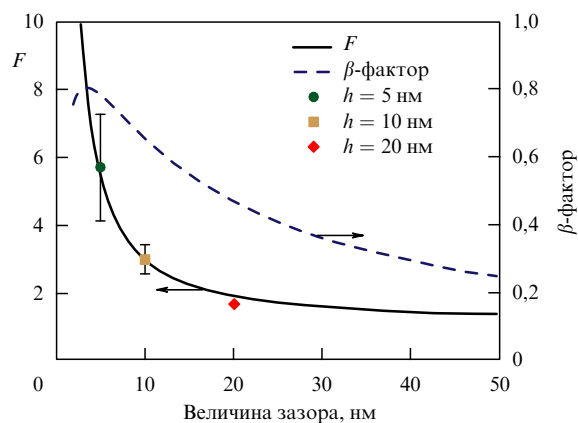


Рис. 8. Коэффициент Парселла F в гибридной моде, образованной металлической поверхностью и полупроводниковым наностержнем (диаметром 120 нм), в зависимости от величины зазора между ними. (Из работы [146].)

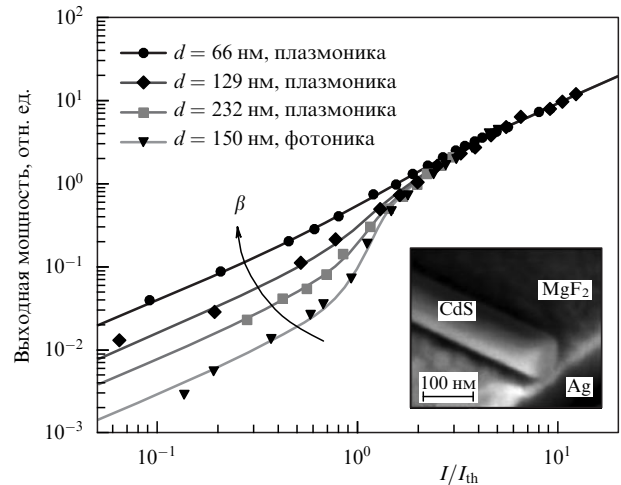


Рис. 9. К иллюстрации принципиального различия в поведении фотонного и плазмонного лазеров: зависимость выходной мощности от накачки для фотонного и плазмонного лазеров. I — интенсивность накачки, I_{th} — пороговая интенсивность, d — диаметр нанопровода. (Из работы [146].)

тор может достигать большого значения $\beta \approx 0,8$ [210, 212]. Поэтому генерация фотонного полупроводникового лазера возможна только при малых потерях резонатора, в то время как в плазмонном лазере возможна генерация и при высоких резонаторных потерях [211, 213].

Рисунок 9 иллюстрирует различие в поведении фотонного и плазмонного лазеров. Показана зависимость выходной мощности от накачки для фотонного лазера, образованного нанопроводом из CdS над кварцевой поверхностью, и плазмонного лазера, образованного нанопроводом из того же материала, но над металлической поверхностью [146]. Как видно из рис. 9, в фотонном лазере существует резкий переход между режимами спонтанной эмиссии и лазерной генерации. В плазмонном лазере переход к режиму генерации выражен менее явно. В то же время проявляется сильная зависимость выходной мощности плазмонного лазера от диаметра нанопровода. Такое различие в поведении двух типов лазеров объясняется большим различием значений β -фактора фотонного и плазмонного лазеров. Из сказанного можно сделать вывод, что традиционное определение понятия порога генерации для плазмонных нанолазеров малоприменимо.

Другой отличительной чертой плазмонного лазера является сильная связь его излучения с поверхностными модами с большими потерями (lossy surface waves) [214]. Эти моды диссипируют энергию в металле, вызывая сильное ослабление генерируемого излучения. Связь с затухающими поверхностными модами существенно уменьшает величину β -фактора и препятствует достижению порога генерации лазера.

4.2. Ширина линии излучения плазмонного нанолазера

Ширина линии излучения лазера является одним из основных его параметров и её изменение при переходе от спонтанного режима к стимулированному испусканию служит отличительным признаком достижения режима генерации: при достижении порога генерации лазера происходит резкое уменьшение ширины линии излучения. Для плазмонного нанолазера, в силу неопре-

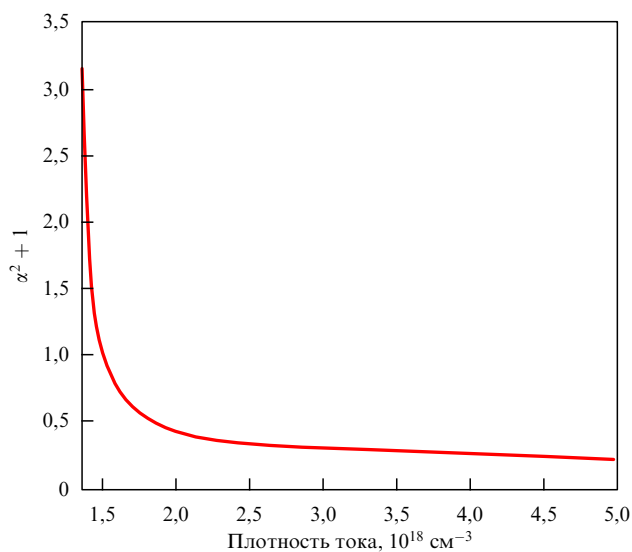


Рис. 10. Зависимость ширины линии генерации плазмонного нанолазера от плотности тока накачки. (Из работы [218].)

делённости с величиной порога, значимость параметра ширины линии генерации существенно выше по сравнению с фотонным лазером, поскольку именно эволюция ширины линии может свидетельствовать о возникновении режима генерации [215].

Теория Таунса–Шавлова предсказывает, что предельная ширина линии генерации фотонного лазера пропорциональна отношению квадрата ширины полосы пропускания резонатора к выходной мощности [216]. В большинстве лазерных систем не удаётся достигнуть этого предела из-за различных факторов, и ширина линии излучения намного больше предсказанной теорией. Среди таких факторов существенными являются флуктуации показателя преломления среды внутри лазерного резонатора, вызывающие увеличение ширины линии, которые принято характеризовать коэффициентом уширения линии (linewidth enhancement factor) [217].

Отличительной особенностью плазмонного нанолазера по сравнению с фотонным лазером является то, что добротность его резонатора (порядка 10–100) крайне низка по сравнению с величиной для фотонного лазера. Это приводит к тому, что спектральный состав излучения нанолазера определяется не селективными свойствами его резонатора, а дисперсионными свойствами материала усиливающей среды [203]. В работе [218] ширина линии спазера исследовалась с помощью введения дисперсионных свойств диэлектрической постоянной материала активной среды спазера. Найдено, что ширина линии плазмонного нанолазера может быть связана с шириной линии по теории Таунса–Шавлова $\Delta\omega_{TS}$ соотношением

$$\Delta\omega = (1 + \alpha^2)\Delta\omega_{TS}, \quad (16)$$

где α — коэффициент уширения линии в резонаторе плазмонного нанолазера. Численное моделирование поведения ширины линии плазмонного нанолазера, в котором в качестве активной среды рассматривался полупроводниковый материал с электрической накачкой, показало, что ширина линии плазмонного нанолазера в режиме генерации выше порога испытывает монотонное сужение при увеличении мощности накачки

(рис. 10) в соответствии с предсказанием теории. Такое поведение ширины линии спазера подтверждено в экспериментальных работах [4, 219, 220].

4.3. Временные характеристики плазмонного нанолазера

В силу малых физических размеров *плазмонные* нанолазеры, так же как и *фотонные* лазеры, демонстрируют размерные изменения их характеристик, и даже в значительно большей степени, чем фотонные. Кроме того, появляются новые особенности, такие как а) сильная дисперсия из-за высокого коэффициента усиления, необходимого для достижения порога генерации; б) сверхбыстрый оптический временной отклик, обусловленный как высоким коэффициентом усиления, так и повышенной скоростью спонтанного излучения.

Физической причиной сверхбыстрого оптического временного отклика плазмонного нанолазера является малое время электронных столкновений в металле, которое имеет значение порядка 100 фс. Ультрабыстрый оптический временной отклик означает возможность большой ширины полосы частот модуляции плазмонного лазера. Переключение усиления активной среды может происходить на временной шкале порядка времени жизни плазмона, которое составляет чрезвычайно малую величину, около 10 фс. Отсюда следует, что излучение плазмонных лазеров может быть промодулировано с чрезвычайно большой частотой, порядка 10 ТГц. Малые *пространственные* размеры плазмонных резонаторов и ультрабыстрая *временная* динамика электромагнитного поля плазмонных нанолазеров позволяют им концентрировать энергию на *нанометровой* пространственной и *фемтосекундной* временной шкалах.

4.4. Радиационная и нерadiационная составляющие электромагнитного поля плазмонных нанолазеров

Большая часть энергии 3D-спазера запасена в виде ближнего поля. При этом доля электромагнитной энергии внутри металла значительно превышает долю энергии в соседствующем с металлом диэлектрике. Электромагнитная энергия внутри металла быстро диссипирует в тепло. Только небольшая часть энергии плазмонной моды высвобождается в виде оптического излучения в дальней зоне. Характерное время диссипации энергии 3D-спазера из-за радиационных потерь — это предел Вилера–Чу (Wheeler–Chu) для металлической наночастицы [221]:

$$\tau_{\text{rad}} = 3 \left(\frac{\lambda}{2\pi a} \right)^3 \frac{\lambda}{c}, \quad (17)$$

где a — радиус наночастицы. Из формулы (17) следует, что радиационное время жизни составляет $\tau_{\text{rad}} = 8$ пс. С другой стороны, для металлической наночастицы субволнового размера с добротностью порядка 15 и на длине волны 500 нм время поглощения энергии внутри металла составляет величину $\tau_{\text{abs}} = 25$ фс. Таким образом, только 0,003 доли полной энергии генерируемых поверхностных плазмонов преобразуется в оптическое излучение. Поскольку излучение, высвобождаемое в виде оптического поля, составляет малую долю полной энергии, именно ближнее поле может представлять наибольший интерес для практического применения спазера.

5. 3D плазмонный нанолазер (спазер) — экспериментальная реализация

Плазмонный лазер на наночастице может быть построен с помощью замены окружающей наночастицу диэлектрической среды на усиливающую. Возможны две схемы реализации 3D-спазера. В одной из них усиливающая среда находится вне наночастицы, в другой — внутри наночастицы (см. рис. 2). Теоретические оценки показывают, что для достижения режима генерации при благоприятных физических условиях требуется несколько сотен квантовых излучателей на одну наночастицу [222].

Первая экспериментальная реализация 3D-спазера была осуществлена с металлическими наночастицами в работе Ногонова с соавторами [22]. Металлические наночастицы представляли собой химически синтезированные золотые наносферы диаметром 14 нм, покрытые диэлектрической оболочкой из кремния, содержащей молекулы красителя Oregon Green 488. Максимум спектра излучения молекул красителя находится на длине волны $\lambda = 510$ нм, что совпадает с положением плазмонного резонанса наночастицы. Общий размер 3D-спазера составлял 44 нм. Мода резонатора занимала объём между поверхностью металлической сердцевинки (диаметром 14 нм) и внешней оболочкой кремния (диаметром 44 нм). Добротность резонатора составляла величину 14,8. Число молекул красителя на одну наночастицу $2,7 \times 10^3$. Все экспериментальные измерения проводились с ансамблем спазеров, концентрация которых в водной суспензии составляла величину 3×10^{11} см⁻³.

Спазер состоял из металлической наночастицы с оболочкой из диоксида кремния, содержащей молекулы красителя. Данная методика содержит ряд значительных трудностей. Во-первых, молекулы красителя должны обладать способностью ковалентно соединиться с диоксидом кремния через характерные группы в химической структуре молекулы красителя [22]. Коммерческие красители несовместимы с этим методом из-за отсутствия функциональной группы для ковалентного связывания [223]. Во-вторых, метод требует значительных технических навыков в приготовлении структуры "металлическая наночастица – оболочка, содержащая молекулы красителя" с концентрацией молекул, достаточной для компенсации потерь плазмонных колебаний. В-третьих, необходимо совместить спектр плазмонной моды со спектром излучения молекул для получения оптимальной передачи энергии возбуждения молекул в плазмонную моду наночастицы. Все эти ограничения затрудняют экспериментальную реализацию 3D-спазера.

В работе [22] накачка молекул красителя осуществлялась импульсным лазерным излучением наносекундной длительности. Импульсный режим накачки благоприятствует достижению порога генерации. Спектральные и пороговые характеристики ансамбля спазеров позволили авторам сделать вывод о лазерном характере излучения: при малых уровнях накачки (рис. 11) измеряемый спектр определяется в основном спонтанным излучением молекул красителя. При увеличении мощности накачки появляется узкий пик в спектре излучения на длине волны 531 нм, соответствующей плазмонному резонансу наночастицы. Зависимость интенсивности излучения от мощности накачки демонстрирует пороговый характер возникновения генерации спазера. Измеренная в эксперименте ширина линии генерации не соответство-

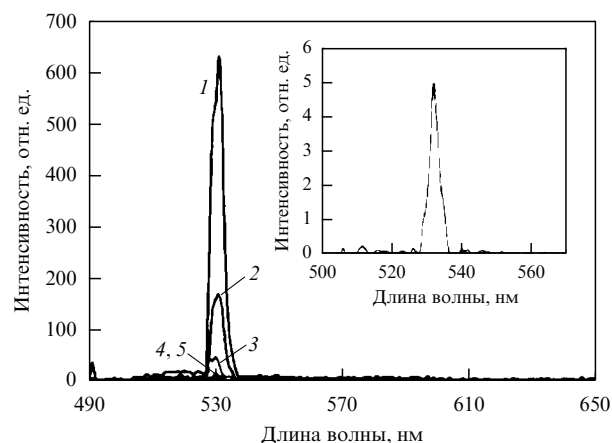


Рис. 11. Спектр 3D-спазера при различных уровнях накачки активной среды: 22,5 мДж (1), 9 мДж (2), 4,5 мДж (3), 2 мДж (4), 1,25 мДж (5). На вставке — спектр излучения при 100-кратном разведении раствора, содержащего спазеры. (Из работы [22].)

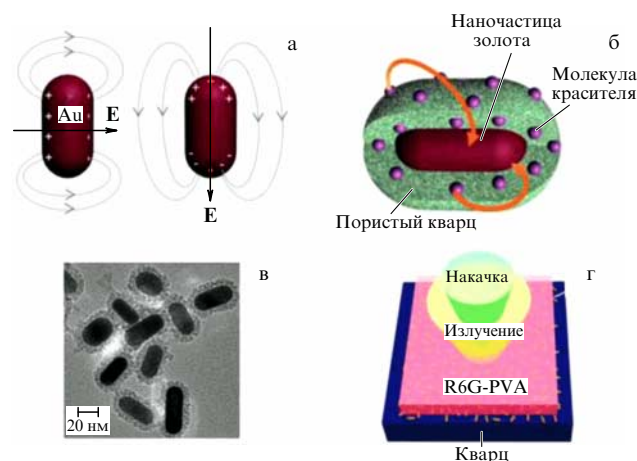


Рис. 12. 3D-спазер на основе металлических (Au) наностержней. (а) Поперечные и продольные моды наностержня. (б) Наночастица золота, покрытая оболочкой из пористого кварца, содержащая молекулы красителя в качестве активной среды. (в) Электронная фотография монослоя наночастиц золота с оболочкой из пористого кварца. (г) Схема функционирования ансамбля спазеров (R6G — родамин 6Ж, PVA — полимер). (Из работы [31].)

вала теоретическому значению, которое было значительно меньше [224]. Из значения измеренной ширины линии генерации следовало, что время жизни электромагнитного поля резонатора спазера порядка 200 фс, что в 7 раз больше, чем оценённое радиационное время жизни плазмонного резонатора.

Группа [31] продемонстрировала работу 3D-спазера с наночастицами в виде наностержня (рис. 12). Наностержни поддерживают как поперечные, так и продольные поверхностные плазмонные моды (см. рис. 12), поэтому использование наностержней позволяет управлять спектральными характеристиками резонатора спазера и подстраивать частоту моды спазера под максимум спектра излучения активной среды. Можно изменять длину волны продольной плазмонной моды изменением длины наностержня. Продольным и поперечным плазмонным резонансам соответствовали длины волн $\lambda = 520$ нм и $\lambda = 610$ нм. Расчёты показали, что чрезвы-

чайню малый объём V моды резонатора наностержня позволяет достигнуть высокого значения коэффициента Парселла. Оценка для объёма продольной моды даёт значение $V = 5,05 \times 10^{-24} \text{ м}^3$. Несмотря на низкую добротность резонатора, ультрамалый объём моды обеспечивал очень большой коэффициент Парселла, равный $F = 10^4$.

Создание спазера на основе наностержней состояло из нескольких этапов (см. рис. 12). Золотые наностержни, покрытые оболочкой из пористого кварца (рис. 12а, б), наносились в виде монослоя на поверхность стекла (рис. 12в). Затем монослой наностержней покрывался плёнкой поливинилового спирта, содержащего молекулы красителя родамина 6Ж, которые являлись активной средой спазера. Молекулы красителя, погружённые в полимер, обладают большей фотостабильностью. Погружение в полимер также уменьшает самотушение красителя и увеличивает эффективность флуоресценции. Кварцевое покрытие золотых наночастиц препятствует образованию больших молекулярных кластеров [225]. Использование пористого кварца позволяет более эффективно окружить наночастицы золота молекулами красителя захватом их в поры кварца. Это, в свою очередь, позволяет реализовать эффективную передачу энергии накачки от активной среды в моду наночастицы. Использовались наностержни со следующими параметрами: диаметр наностержня 20 нм, длина наностержня 40 нм, толщина оболочки 10 нм. Плотность наночастиц составляла $1,6 \times 10^7 \text{ мм}^{-2}$. На рисунке 12в показана электронная фотография золотых наностержней, покрытых кварцем.

Определение основных характеристик работы спазера проводилось также с использованием ансамбля спазеров (рис. 12г). Был продемонстрирован режим генерации при комнатной температуре с длиной волны генерации в диапазоне от 562 нм до 627 нм и с шириной спектра излучения 5–11 нм.

Хотя эксперименты были проведены не с единичными 3D-спазерами, а с ансамблем спазеров, авторы утверждают, что наблюдаемый лазерный эффект является результатом генерации независимых спазеров. До настоящего времени результаты работы Ногинова с соавторами не были воспроизведены в других лабораториях и результаты эксперимента вызывают множество критических замечаний. Существует ряд исследований, в которых подвергаются сомнению различные аспекты данной работы [31, 215, 226–229]. В работе [229] было установлено, что необходимая скорость накачки для достижения режима генерации чрезвычайно высока в связи с чрезвычайно высокой скоростью дефазировки плазмонного лазера, и был сделан вывод о том, что было бы очень трудно достичь режима генерации в условиях эксперимента Ногинова с соавторами [22].

6. 2D плазмонный нанолазер — экспериментальная реализация

2D плазмонный нанолазер представляет собой плазмонный нановолновод с активной средой в объёме плазмонной моды. К настоящему времени в наноплазмонике исследовано большое количество нановолноводных структур, таких как волноводы, нагруженные диэлектриком (dielectric-loaded) [105–107], наностержни [109], нановолноводы с клином и наноканалы в металлической

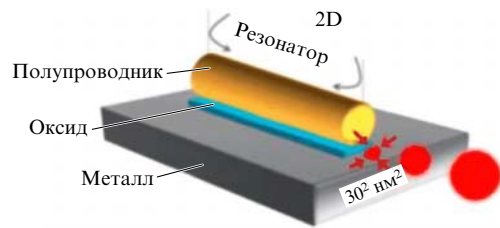


Рис. 13. Схема 2D плазмонного нанолазера на основе структуры диэлектрический нановолновод–металлическая поверхность. Нановолновод представляет собой полупроводниковый наностержень, расположенный на нанометровом расстоянии от металлической поверхности. Сильная локализация поля возникает в зазоре между наностержнем и поверхностью металла. Наностержень является также активной средой нанолазера.

поверхности [103, 139], цилиндрические волноводы металл–диэлектрик–металл [108, 230, 231] и гибридные плазмонные волноводы металл–диэлектрик–полупроводник [124, 150, 151]. 2D плазмонный нанолазер может быть построен на основе таких волноводов путём замены диэлектрика (на поверхности металла) на активные среды (полупроводники, молекулы красителя или квантовые точки). Необходимый для генерации механизм обратной связи вдоль направления распространения волн может быть основан на использовании 1) резонатора типа Фабри–Перо [23, 24, 26], 2) распределённой обратной связи [110, 111] или 3) эффекта полного внутреннего отражения [27, 175, 176]. Реализовано несколько схем 2D плазмонных нанолазеров.

Рассмотрим 2D плазмонный нанолазер на гибридной наноструктуре диэлектрик–металл. Основными требованиями к нановолноводным структурам при построении на их основе 2D-нанолазера являются двумерная субдифракционная локализация плазмонных волн и минимальные потери плазмонной волны. Среди многообразия двумерных нановолноводных структур значительный интерес для создания 2D-нанолазера представляет гибридная наноструктура диэлектрик–металл [118] (рис. 13). Такая наноструктура представляет собой полупроводниковый наностержень, расположенный на нанометровом расстоянии от металлической поверхности. Связь между *фотонной* модой диэлектрического волновода и поверхностной *плазмонной* волной поверхности металла формирует гибридную моду в зазоре между нановолноводом и поверхностью.

В гибридной моде основная часть энергии волны сосредоточена в *неметаллическом* зазоре, что при нанометровых размерах волновода и зазора обеспечивает сильную локализацию поля и одновременно большую длину распространения волны. Если в качестве диэлектрического нановолновода использовать полупроводниковый усиливающий материал, то такая система представляет собой 2D плазмонный нанолазер [146].

Полупроводниковые материалы в качестве усиливающей среды обладают рядом преимуществ по сравнению с другими активными средами. Во-первых, это их электрохимическая и фотохимическая стабильность, во-вторых, полупроводниковые материалы обладают большим коэффициентом усиления. Полупроводниковые материалы в качестве активной среды нанолазера позволяют использовать как оптическую, так и электрическую накачку. Кроме того, устройства на основе полупровод-

никовых материалов являются надёжными и долговечными, а существующие нанотехнологические методы позволяют на их основе создавать разнообразные нановолноводные структуры.

Первая успешная демонстрация 2D плазмонного нанолазера на гибридной наноструктуре диэлектрик–металл была выполнена в работе [146]. В качестве диэлектрического наностержня использовался полупроводниковый материал CdS [232], который одновременно являлся активной средой и резонатором, формирующим моды плазмонного нанолазера в продольном направлении. Обратная связь в резонаторе (вдоль наностержня) обеспечивалась отражением волны на концах наностержня из-за большой разницы в коэффициентах преломления полупроводника и воздуха (резонатор Фабри–Перо). Наностержень располагался на расстоянии в несколько нанометров от металлической поверхности.

Использовалась лазерная оптическая накачка активной среды на длине волны 405 нм. Генерация наблюдалась на длине волны 489 нм. Оптическая энергия локализована в зазоре металл–наностержень. Поперечный размер локализации моды составлял чрезвычайно малую величину, порядка 10 нм. Обнаружение генерации нанолазера осуществлялось через рассеяние волны на концах наностержня. Генерация наблюдалась при криогенной температуре образца.

В резонаторе использованной конфигурации генерация может возникать в режиме как фотонного лазера, так и плазмонного. Для режима генерации фотонного лазера существует частота отсечки, которая возникает при диаметре наностержня 140 нм. Плазмонный режим генерации может возникать и при меньшем диаметре наностержня. В эксперименте генерация наблюдалась при диаметре наностержня, равном 52 нм. При таком диаметре наностержня возможен только плазмонный режим генерации.

Дальнейшие эксперименты группы [25] с гибридной структурой на основе CdS и Ag позволили достигнуть генерации уже в видимом спектральном диапазоне и при комнатной температуре. Локализация поля нанолазера в перпендикулярном к поверхности направлении составляла величину приблизительно 20 нм и локализация вдоль поверхности имела размер порядка 1 мкм².

В работах [27, 30] была использована та же идея построения нанолазера на основе гибридной моды, но с применением композитного полупроводникового материала. Наностержень состоял из сердцевинки (полупроводниковый материал InGaN), покрытой тонкой оболочкой (InN). Оболочка служила в качестве зазора между наностержнем и металлической поверхностью.

Для достижения непрерывного режима генерации плазмонного нанолазера требуется значительно уменьшить потери резонатора. Это было реализовано в работе [30] на наноструктуре металлическая поверхность–полупроводниковый наностержень, в которой металлическая поверхность (Ag) была выполнена с атомарной точностью, что позволило значительно снизить потери в плазмонном резонаторе. Режим непрерывной генерации был достигнут только при низкой температуре. На рисунке 14 показана эволюция спектра нанолазера при изменении его температуры. При температуре 300 К излучение имеет характер спонтанного излучения полупроводникового материала InGaN. Генерация возникает

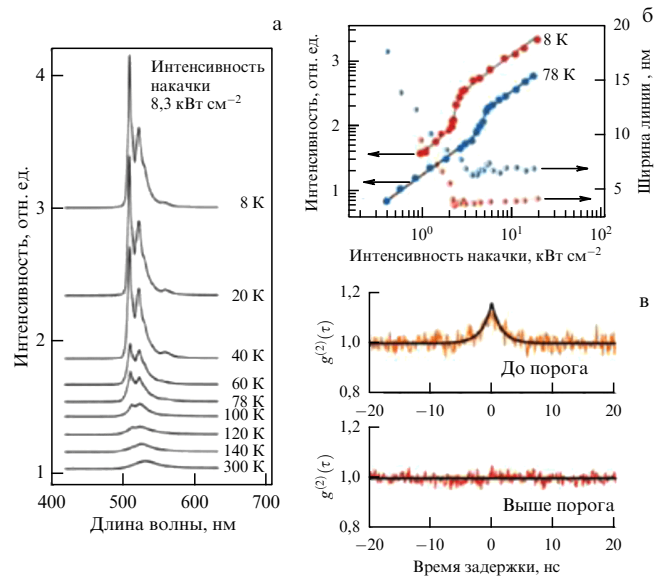


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Характеристики излучения 2D плазмонного нанолазера на полупроводниковом материале InGaN. (а) Эволюция спектра нанолазера при изменении его температуры от 8 К до 300 К. Порог генерации достигается при температуре 140 К. (б) Зависимость интенсивности излучения нанолазера от мощности накачки при двух значениях температуры: 8 К и 78 К. Кривые демонстрируют пороговый характер возникновения генерации. (в) Автокорреляционная функция излучения плазмонного нанолазера. (Из работы [30].)

при температуре 120 К: в спектре излучения появляется небольшой пик в зелёной области спектра. При температуре 8 К возникает узкая спектральная линия на длине волны 500 нм. Экспериментальная кривая зависимости выходной мощности от мощности накачки и её совпадение с результатом теоретических расчётов также подтверждают достижение режима генерации плазмонного нанолазера. Были выполнены измерения корреляционной функции второго порядка излучения до возникновения режима генерации и после, что также подтвердило лазерный характер излучения при превышении порога накачки.

Дальнейшее развитие данной работы позволило авторам создать на одной поверхности ансамбль одномодовых нанолазеров и получить одновременную генерацию на различных длинах волн [233]. Для этого использовались полупроводниковые наночастицы с различным содержанием индия In_xGa_{1-x}N (0 ≤ x ≤ 1). Известно, что ширина запрещённой зоны полупроводникового материала может быть изменена от ближней инфракрасной области длин волн до ультрафиолетового диапазона изменением его состава. Например, в соединении InN ширина запрещённой зоны ΔE = 0,65 эВ, а в соединении GaN — ΔE = 3,4 эВ.

В эксперименте на плёнку серебра наносилось несколько суспензий, отличающихся наночастицами, имеющими различное содержание индия. На наночастицах каждого типа реализовывался нанолазер на определённой длине волны. Генерация на многих длинах волн достигалась от ансамбля нанолазеров, приготовленного при последовательном нанесении на серебряную поверхность различных по содержанию индия в InGaN наночастиц. Рисунок 15а иллюстрирует схему 2D-нанолазера на гибридной наноструктуре диэлектрик–металл, а так-

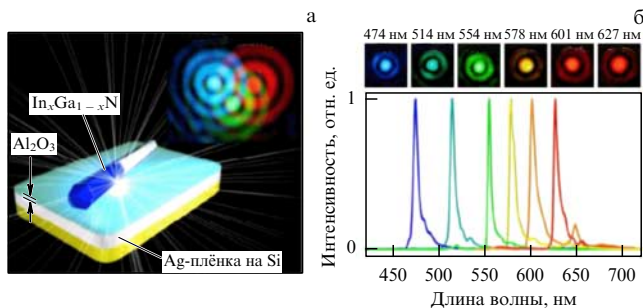


Рис. 15. (В цвете онлайн.) Одновременная генерация ансамбля плазмонных нанолазеров на различных длинах волн. (а) Схема 2D-нанолазера на гибридной наноструктуре диэлектрик–металл и оптическое изображение трёх нанолазеров с различными длинами волн генерации. (б) Спектры излучения нанолазеров, отличающиеся различным содержанием индия в наночастицах: $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($0 \leq x \leq 1$). (Из работы [233].)

же оптическое изображение трёх нанолазеров с различными длинами волн генерации в диапазоне от голубого до красного участков спектра. Поскольку физические размеры нанолазеров существенно меньше длины волны, их изображения на рисунке представляют собой дифракционную картину, характерную для точечных источников излучения. На рисунке 15б показаны спектры излучения нанолазеров в диапазоне от голубого до красного участков спектра. Измеренная ширина линии генерации была существенно шире, чем предсказывается теорией Таунса–Шавлова. Различие объясняется ультрамалым размером резонатора и дополнительным уширением из-за шума активной среды.

7. 1D плазмонный нанолазер — экспериментальная реализация

1D плазмонный нанолазер представляет собой одномерную планарную наноструктуру, состоящую из металлической наноструктурированной поверхности с прилегающим к ней диэлектриком, являющимся усиливающей средой для поверхностной плазмонной волны. В качестве одномерной планарной наноструктуры могут выступать 1) поверхность раздела металл–диэлектрик, 2) планарная структура диэлектрик–металлическая наноплёнка–диэлектрик, 3) планарная структура металл–диэлектрическая наноплёнка–металл. К настоящему времени продемонстрировано усиление и генерация поверхностных плазмонных волн на всех перечисленных планарных наноструктурах [26, 166, 175, 183].

7.1. 1D плазмонный нанолазер на основе структуры поверхность раздела металл–диэлектрик

Впервые стимулированное усиление поверхностных плазмонных волн на поверхности раздела металл–диэлектрик наблюдалось в работе [169]. В качестве металла использовалось серебро, в качестве усиливающей среды — молекулы красителей родамин 101 и крезил-виолет (Cresyl Violet). Усиление было реализовано в видимом диапазоне длин волн.

Успешная реализация 1D плазмонного нанолазера на поверхности раздела металл–диэлектрик была достигнута с использованием резонатора на шепчущих модах (whispering-gallery cavity modes) для обеспечения обратной связи плазмонных волн [176]. Такой

нанолазер представляет собой диск из полупроводникового материала $\text{InP}/\text{InAsP}/\text{InP}$ толщиной 235 нм, созданный на поверхности стекла и покрытый слоем серебра. Полупроводниковый диск создавался с использованием электронно-лучевой литографии и процесса сухого травления. После этого на диск наносился слой серебра. Объём моды нанолазера составлял величину $0,56(\lambda/2n)^3$. Для получения генерации использовалась оптическая накачка активной среды. Генерация наблюдалась при низкой температуре в диапазоне от 8 К до 80 К. На основе проведённых измерений спектра, оптического изображения моды и её поляризационных свойств генерируемая мода идентифицировалась как шепчущая плазмонная мода (whispering-gallery plasmonic mode) на дне серебряного нанодиска.

7.2. 1D плазмонный нанолазер на основе структуры диэлектрик–металлическая наноплёнка–диэлектрик

Плазмонная структура в виде симметричной металлической наноплёнки поддерживает два типа плазмонных волн: дальнедействующая распространяющаяся поверхностная плазмонная волна (LRSPP) и короткодействующая волна (SRSPP). Создание плазмонного нанолазера с использованием металлической наноплёнки и дальнедействующей распространяющейся поверхностной плазмонной волны является более простой задачей по сравнению с созданием плазмонного нанолазера на металлической поверхности, поскольку требуется меньшее усиление от активной среды для преодоления потерь [116, 160, 234, 235]. Такая конфигурация 1D-нанолазера продемонстрирована в работе [26]. Нанолазер представлял собой металлическую (Au) наноплёнку-волновод, расположенную внутри усиливающей среды на основе квантовых ям (InGaAs) (рис. 16). Длина волновода составляет 1 мм, его ширина — 100 мкм. Резонатор типа Фабри–Перо образован концами металлического волновода. Использовалась импульсная оптическая накачка активной среды на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм. Сужение линии излучения и пороговое поведение мощности излучения подтверждают возникновение режима генерации. Генерация продемонстрирована при комнатной

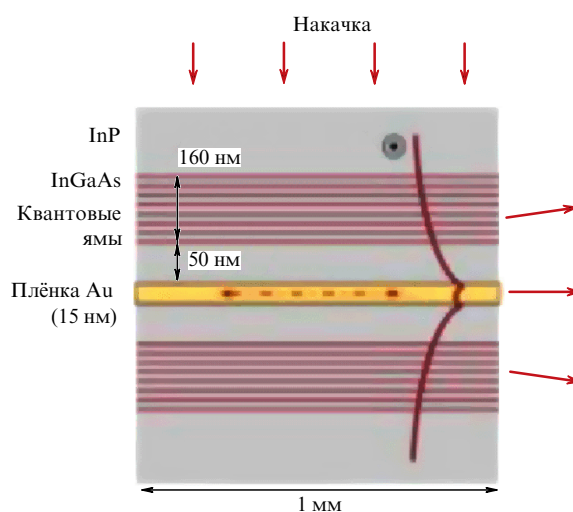


Рис. 16. 1D плазмонный нанолазер на основе плоского металлического волновода и активной среды, образованной квантовыми ямами InGaAs. (Из работы [26].)

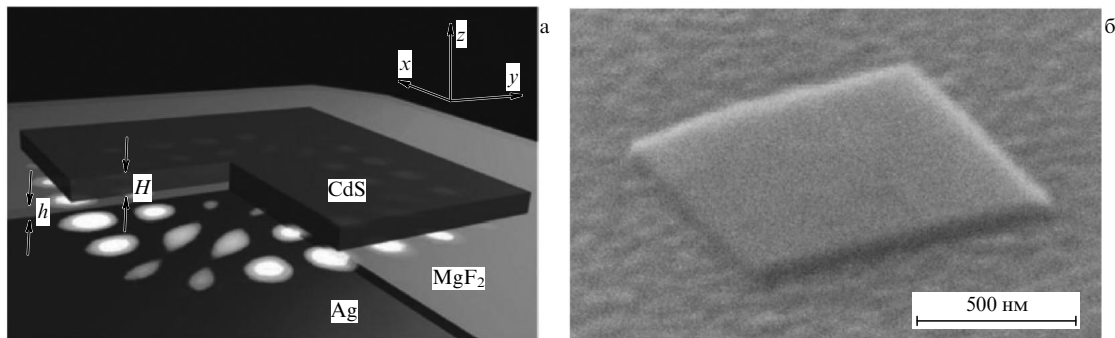


Рис. 17. (а) Схема 1D плазмонного нанолазера на основе металлической (Ag) поверхности и полупроводниковой активной среды (CdS), функционирующего при комнатной температуре. Активная среда отделена от металлической поверхности изолирующим материалом. (б) Электронное изображение устройства нанолазера. (Из работы [175].)

температуре и на телекоммуникационной длине волны 1,46 нм.

Основной причиной, препятствующей достижению непрерывного режима нанолазера, является проблема генерации тепла. Данная проблема также существует и для фотонных лазеров субволнового размера, где непрерывная генерация возможна, как правило, только при низких температурах. В работах [4, 110, 236] продемонстрирована генерация 1D-нанолазера в непрерывном режиме при электрической накачке. Однако ширина линии генерации значительна и её минимальное значение составляло величину 3–4 нм [236]. Это представляется ещё достаточно большой величиной для большинства возможных и ожидаемых применений плазмонных нанолазеров, где требуются существенно меньшие ширины линий генерации нанолазеров. Значительные усилия предпринимаются по созданию нанолазеров, функционирующих одновременно 1) при комнатной температуре, 2) в непрерывном режиме генерации, 3) с субволновым размером моды и 4) при электрической накачке активной среды. В то время как по отдельности эти цели уже достигнуты, одновременное достижение всех режимов функционирования нанолазеров остаётся ещё труднореализуемой задачей.

7.3. 1D плазмонный нанолазер на основе структуры металл–диэлектрическая наноплёнка–металл

Значительный интерес при создании 1D-нанолазера представляет планарная наноструктура в виде плоского нановолновода металл–диэлектрик–металл, в котором диэлектрик заменяется активной средой. Волноводная наноструктура металл–диэлектрик–металл обеспечивает субдифракционную локализацию моды в поперечном направлении, а значительная часть объёма моды может быть заполнена активной средой нанолазера. При соответствующем выборе ширины нановолновода в нём поддерживается распространяющаяся TM_{01} -мода, которая пространственно перекрывается с активной средой спазера.

В конфигурации металл–диэлектрическая наноплёнка–металл возможно получение режима как фотонного лазера, так и плазмонного лазера в зависимости от толщины активной среды. Как *плазмонный* лазер такое устройство может функционировать только при малой толщине и при криогенной температуре. При большей толщине активной среды возможен *фотонный* режим генерации. Из-за меньших потерь для фотонной моды

возможно получение генерации при комнатной температуре.

Первый планарный нанолазер в конфигурации металл–диэлектрическая наноплёнка–металл был реализован в работе [177]. В качестве активной среды использовался полупроводниковый материал InGaAs, который вначале покрывался тонким слоем (20 нм) нитрида кремния (SiN/InGaAs/SiN), а затем слоем серебра. Слой нитрида кремния выполнял функции изолирующего слоя, препятствующего нерадиационному девозбуждению активной среды металлом. Концы волновода нанолазера образуют зеркала резонатора типа Фабри–Перо. Благодаря большой длине резонатора (3–6 мкм) его добротность достигала значительной величины: при криогенной температуре добротность $Q = 370$, а при комнатной температуре $Q = 140$. Использовалась электрическая накачка активной среды нанолазера.

Плазмонная природа генерации устройства была подтверждена использованием субволновой толщины активной среды и наблюдением возрастания группового показателя преломления лазерной моды при уменьшении ширины активной среды. О возникновении генерации свидетельствовало сужение спектра генерации при возрастании мощности накачки. Была продемонстрирована генерация с поперечной локализацией поля около 50 нм.

Большинство демонстраций работ 1D плазмонных нанолазеров было осуществлено при криогенной температуре. Необходимость использования низкой температуры представляется главным препятствием в их практическом применении. Предпринимаются значительные усилия по достижению работы плазмонного нанолазера при комнатной температуре. Для работы нанолазера при комнатной температуре необходимы малые потери устройства, эффективная обратная связь в резонаторе и высокий коэффициент усиления активной среды, и эти требования должны быть выполнены в одном устройстве. В работе [175] была продемонстрирована генерация плазмонных волн в планарной структуре при комнатной температуре в схеме, показанной на рис. 17. Использовалась конфигурация резонатора в виде плоского наноквадрата со стороной 1 мкм, толщиной 45 нм, который образован материалом активной среды (полупроводник CdS) на поверхности металла (Ag). Активная среда отделена от металла тонким слоем (5 нм) изолятора (MgF_2). При этом реализуется так называемая нановолноводная схема металл–диэлектрик–полупроводник

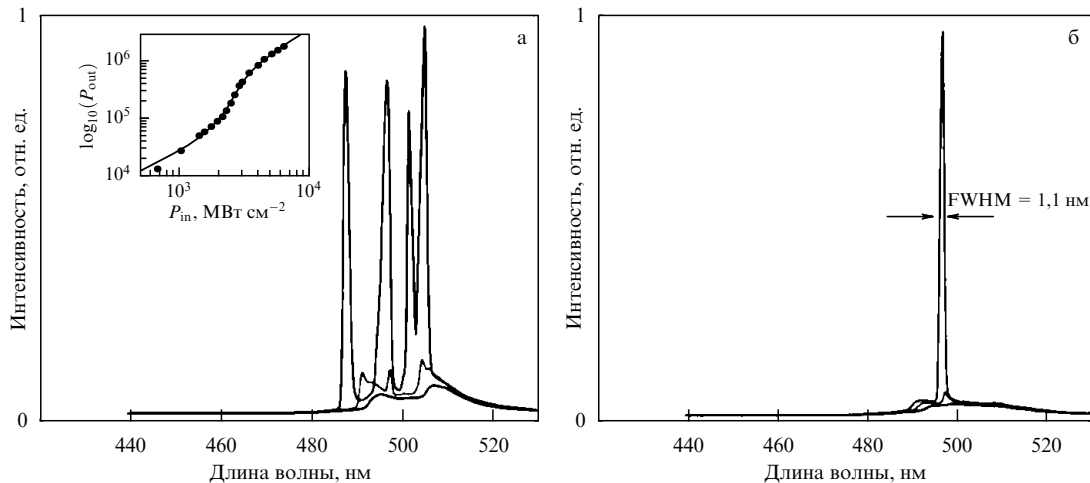


Рис. 18. (а) Спектр 1D плазмонного нанолазера на основе серебряной поверхности и полупроводниковой активной среды. Показана эволюция спектра излучения от режима широкополосного спонтанного излучения к узкополосному спектру генерации спазера. На вставке — зависимость выходной мощности генерации от мощности накачки. (б) Спектр генерации в одномодовом режиме и при комнатной температуре. (Из работы [175].)

[175]. В данной схеме формируются только плазмонные моды, поскольку при выбранных геометрических параметрах резонатора режим полного внутреннего отражения выполняется только для плазмонных волн и не выполняется для фотонных волн. Режим полного внутреннего отражения позволяет минимизировать радиационные потери в резонаторе.

Конструкция обеспечивает сильную локализацию поля с малыми омическими потерями в металле, малыми радиационными потерями и, соответственно, высокой добротностью резонатора. Сильная локализация поля и эффективная обратная связь позволили достигнуть большого значения коэффициента Парселла $F = 20$. Соответствующим выбором размера резонатора был получен также одномодовый режим генерации нанолазера с шириной линии 1,1 нм (рис. 18).

Значительное уменьшение потерь в моде резонатора в планарной конфигурации металл–диэлектрик–металл возможно при использовании брэгговской дифракционной решётки в качестве зеркала резонатора. Это позволяет достигнуть генерации при меньшем уровне накачки нанолазера. В работе [110] при использовании брэгговской дифракционной решётки наблюдалась генерация нанолазера при непрерывной электрической накачке и при температуре 80 К. В другой работе [111] для создания сильной обратной связи использовался подход на основе дефекта внутри поверхностного плазмонного кристалла (a bandgap defect state inside a surface plasmonic crystal). Наблюдалась генерация нанолазера при импульсной оптической накачке и при температуре 77 К.

К настоящему времени в конфигурации металл–диэлектрическая наноплёнка–металл были продемонстрированы режимы генерации при комнатной температуре, в непрерывном режиме и при электрическом возбуждении активной среды [237–239]. Наилучшие параметры нанолазера в схеме планарного волновода металл–диэлектрик–металл получены в работе [237], в которой продемонстрирована генерация на телекоммуникационной длине волны 1,6 мкм, при комнатной температуре и с малым объёмом моды $V_c \approx 0,67\lambda^3$. Следует отметить, что данный размер моды всё ещё

остаётся значительно большим по сравнению с объёмом моды 3D-спазера.

7.4. 1D плазмонный нанолазер на основе плазмонного кристалла

Размер 3D-нанолазера может быть чрезвычайно малым, и он может состоять всего из нескольких сотен атомов. Однако генерируемая энергия, как её ближнеполевая часть, так и в излучении, чрезвычайно мала. Можно предположить, что использование регулярной структуры, состоящей из отдельных наночастиц (спазеров), позволит одновременно как увеличить генерируемую мощность, так и контролировать направленность излучения ансамбля спазеров. Возможность получения генерации от периодической структуры, образованной металлическими наночастицами, впервые рассматривалась в работе Стера с соавторами [240]. Сообщалось о наблюдении генерации от решётки металлических наночастиц (Au), погружённой в органическую плёнку, которая служила в качестве усиливающей среды. Наблюдалось как сужение спектра излучения, так и пороговый характер изменения мощности излучения, что свидетельствовало о достижении режима генерации.

В комплементарной периодической структуре, состоящей из металлической плёнки с периодической структурой наноотверстий (плазмонный кристалл) [241] с нанесённой на неё активной средой (полупроводниковые квантовые ямы), также наблюдалась генерация. Дальнейшее развитие идея использования плазмонного кристалла для генерации плазмонных волн получила в работах [242, 243], в которых в качестве наноструктур, образующих плазмонный кристалл, использовались более сложные объекты — оптические наноантенны.

Регулярная структура из наночастиц обладает резонансами двух типов: резонансы отдельной наночастицы и поверхностные волноводные моды. При определённых условиях возможна гибридизация этих мод [244]. Например, цепочка резонансных наночастиц [134, 245] допускает транспорт плазмонного возбуждения между наночастицами. Волноводное распространение возбуждения происходит с поперечной субдифракционной прост-

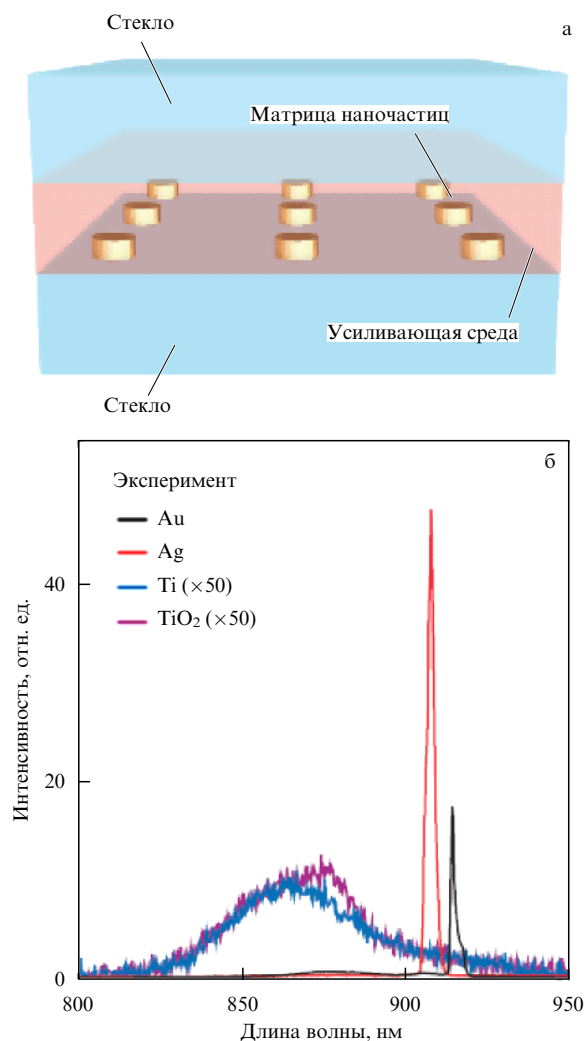


Рис. 19. (В цвете онлайн.) (а) Схематичное изображение плазмонного нанолазера на основе плазмонного кристалла, состоящего из решётки наночастиц, погружённых в усиливающую среду. (б) Спектр излучения плазмонного нанолазера с плазмонным кристаллом из золота (чёрная кривая), серебра (красная кривая), титана (голубая кривая), диоксида титана (пурпурная кривая). Плазмонные кристаллы из золота и серебра демонстрируют режим генерации, проявляющийся в увеличении интенсивности излучения, сужении линии излучения и сдвиге линии генерации от положения максимума линии флуоресценции активной среды. (Из работы [243].)

ранственной локализацией поля и без радиационных потерь через мгновенное "квазиэлектростатическое" ближнеполевое диполь-дипольное взаимодействие [135, 246]. Дисперсионное соотношение такой волноводной моды может совпадать на определённых частотах с дисперсионным соотношением свободных фотонов, а значит, возможно эффективное возбуждение цепочки плазмонных частиц внешней световой волной [247, 248].

Рассмотрение плазмонных частиц-резонаторов в виде двумерного массива как устройства для достижения направленной генерации было впервые предложено в работе [249]. В таком массиве наночастиц направленная генерация возникает в результате сфазированных колебаний наночастиц. Усиление локального поля отдельной наночастицы проявляется в режиме генерации нанолазера на плазмонном кристалле через два эффекта. Во-первых, через процессы спонтанного и вынужденного

усиления излучения [242, 243]. Во-вторых, в плазмонном кристалле возникает зонная структура с широкой запрещённой зоной, которая сильно модифицирует механизм распределённой обратной связи в плазмонном кристалле [250].

7.4.1. Плазмонный кристалл из решётки наночастиц. На рисунке 19 показано схематичное изображение нанолазера на основе плазмонного кристалла [243]. Нанолазер состоит из решётки наночастиц (Au) на стеклянной поверхности, покрытой слоем полимерного материала в качестве активной среды. Полимерный материал состоит из полиуретана и молекул красителя ИК-140. Два физических эффекта существенны в поведении такого плазмонного кристалла: аномалия Вуда и возбуждение поверхностных плазмонных поляритонов [251]. В эксперименте использовалась оптическая накачка фемтосекундным лазерным излучением на длине волны 800 нм. Лазерный луч накачки был направлен под углом 45° к плоскости плазмонного кристалла. Нанолазер функционировал при комнатной температуре. Излучение регистрировалось под нормальным углом к плоскости плазмонного кристалла. Выходное излучение демонстрировало пороговый характер и сужение спектра. При превышении мощностью накачки пороговой величины наблюдалось направленное излучение на длине волны $\lambda = 913$ нм со спектральной шириной $\delta\lambda = 1,3$ нм. Расходимость пучка составляла $1,5^\circ$. Излучение нанолазера было пространственно когерентным на значительной площади 50×50 мкм², что подтверждало сфазированность излучения от отдельных наночастиц.

Для подтверждения плазмонного характера генерации проводились измерения с периодической структурой наночастиц из неплазмонных материалов (титана и диоксида титана). В такой системе генерации не наблюдалось.

Позднее была получена перестраиваемая и однонаправленная (unidirectional) генерация от нанолазера на основе плазмонного кристалла [252, 253]. Перестройка длины волны осуществлялась изменением диэлектрической проницаемости подложки, на которой создавалась решётка из наночастиц, и наблюдалась генерация в диапазоне от 862 нм до 891 нм с шириной линии излучения 1,5 нм.

7.4.2. Плазмонный кристалл из решётки нанодоверстий. В работе [254] было показано существенное влияние как геометрии наночастицы, так и её окружения на её нагрев при облучении лазерным излучением. Было также найдено, что тепловое разрушение металлической наноструктуры происходит при более низких интенсивностях излучения в сравнении с комплементарной структурой Бабины, созданной в металлической плёнке. Так, при освещении лазерным светом наноструктуры в виде наностержня её температура на несколько порядков выше, чем в комплементарной наноструктуре в виде нанощели. Поэтому плазмонный кристалл на основе структурированной наноплёнки является более предпочтительным для построения нанолазера на его основе, по сравнению с решёткой из наночастиц.

В работах [255, 256] было теоретически предсказано, что направленное когерентное излучение может быть получено от системы, состоящей из металлической плёнки, перфорированной периодической решёткой нано-

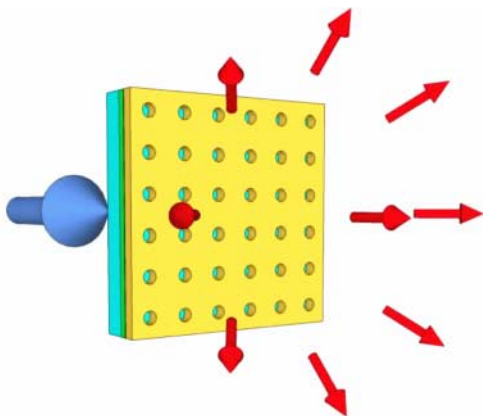


Рис. 20. Схема плазмонного нанолазера на основе плазмонного кристалла из решётки нанодоверстий. (Из работы [241].)

отверстий (плазмонный кристалл). Генерация от плазмонных кристаллов с нанодоверстиями была позднее продемонстрирована экспериментально при использовании массива металлических отверстий [241, 257, 258]. Схема плазмонного нанолазера на основе плазмонного кристалла из решётки нанодоверстий и прилегающей к ней активной среды показана на рис. 20 [241]. На пластину из фосфида индия (InP) наносился слой арсенида индия–галлия (InGaAs) (толщиной 105 нм), который затем покрывался тонким (15 нм) слоем InP. После этого наносился защитный слой из нитрида кремния (SiN) (5 нм). Поверх защитного слоя наносилась золотая плёнка (100 нм), в которой создавалась решётка нанодоверстий (диаметром 160 нм). Слой арсенида индия–галлия являлся активной средой нанолазера. Использовалась оптическая накачка активной среды на длине волны 1,06 мкм.

Достижение режима генерации в нанолазере исследовалось по зависимости мощности генерации излучения от мощности накачки. При малой мощности накачки наблюдалось излучение на трёх частотах, определяемых резонансами решётки нанодоверстий. При превышении определённого значения мощности накачки наблюдалось увеличение мощности излучения одного из трёх резонансов ($\lambda = 1480$ нм) более чем на три порядка, что интерпретировалось как достижение режима генерации нанолазера. Генерация наблюдалась при криогенной температуре.

Генерация от нанолазера на основе плазмонного кристалла с периодической решёткой нанодоверстий в видимом диапазоне спектра наблюдалась в работах [258–260]. В качестве активной среды использовались молекулы красителя в полимерной плёнке [260] или в растворе [258]. Наблюдалось как сужение спектра излучения, так и пороговый характер возникновения генерации при увеличении мощности накачки. Генерация наблюдалась при комнатной температуре нанолазера.

8. Сравнение фотонного и плазмонного нанолазеров

8.1. Фотонные нанолазеры

8.1.1. Минимальный размер нанолазера. Движущим стимулом миниатюризации лазеров является хорошо известное несоответствие минимально достижимых

размеров элементов кремниевых микроэлектронных устройств (построенных на основе использования электронов) и оптоэлектронных устройств (построенных на основе использования фотонов). С квантово-механической точки зрения как электроны, так и фотоны являются волнами, и фундаментальное ограничение на предельный размер устройств определяется соответствующей длиной волны. Длина волны электрона на несколько порядков меньше длины волны фотона (видимого диапазона), поэтому и электронные элементы могут быть на много порядков меньше фотонных. Несоответствие размеров особенно критично в интегральных *электронно-фотонных* устройствах, а поскольку лазер является одним из основных оптоэлектронных устройств, вопрос о его минимальном размере является решающим на пути достижения интеграции электронных и фотонных устройств.

Исследования по миниатюризации фотонных лазеров в последние десятилетия выявили значительные различия в их характеристиках по сравнению с макроскопическими лазерными устройствами [198, 199, 261–263]. Существует несколько фундаментальных ограничений на минимальный размер лазера, которые следуют из общих физических принципов функционирования этих устройств [264, 265]. Для лазеров как фотонных, так и плазмонных должно выполняться условие воспроизведения поля после двойного прохождения волны через резонатор и её отражения на зеркалах:

$$r_1 r_2 \exp(2ikL) E_0 = E_0, \quad (18)$$

где r_1 и r_2 — коэффициенты отражения зеркал резонатора, $k = k' + ik''$ — комплексный волновой вектор, E_0 — амплитуда поля волны. Из уравнения (18) следуют два выражения для минимальной длины резонатора лазера:

$$L_{\min}^{(1)} = \frac{\lambda}{2n_{\text{eff}}} m, \quad m = 1, 2, \dots, \quad (19)$$

$$L_{\min}^{(2)} = \frac{\ln(r_1 r_2)}{2k''} = \frac{-\ln(r_1 r_2)}{G_m}, \quad (20)$$

где λ — длина волны в вакууме, n_{eff} — эффективный коэффициент преломления лазерной среды, $G_m = \Gamma G_0$ — усиление поля в моде резонатора (the modal gain), равное произведению усиления в активной среде G_0 на фактор заполнения Γ (confinement factor). Фактор заполнения определяется отношением объёма, занимаемого активной средой, к объёму моды резонатора лазера. Уравнение (19) определяет минимальный размер лазера, который равен половине длины волны с учётом коэффициента преломления. Единственной возможностью дальнейшего уменьшения продольного размера лазера является увеличение эффективного коэффициента преломления. Для лазеров из полупроводниковых материалов, имеющих большое значение коэффициента преломления (3,0–3,5), первое условие для длины резонатора лазера приводит к его минимальной величине около 300 нм.

Дальнейший прогресс в миниатюризации лазера возможен только при переходе на волны другого типа — плазмонные волны, для которых значение эффективного коэффициента преломления может быть очень большим. Особенно сильное сокращение длины волны происходит возле резонансной частоты распространяющихся плаз-

монных волн ω_{SR} (the surface plasmon polariton resonance) [76], где действительная часть волнового вектора достигает максимального значения [266].

Физической причиной возникновения второго ограничения (20) на минимальную длину лазера является требование конечного размера активной среды для преодоления потерь в резонаторе (потери на зеркалах, дифракционные потери, поглощение и рассеяние волны). Минимизация длины лазера L_{\min} достигается использованием зеркал с высоким коэффициентом отражения, выбором активной среды с большим усилением и созданием резонатора с максимальным фактором заполнения.

Условия (19) и (20) определяют минимальную длину лазера. Существуют также фундаментальные ограничения на минимальный поперечный размер лазера. Известны две конфигурации лазера на основе распространяющихся волн. Одна из них основана на использовании резонатора типа Фабри–Перо, другая конфигурация — волноводный вариант лазера. В первом случае "поперечный" размер лазера определяется дифракционными ограничениями и минимальный размер поля составляет величину порядка длины волны. В лазере волноводного типа ситуация кардинальным образом зависит от физической природы волновода. В случае *диэлектрического* волновода уменьшение его диаметра приводит к увеличению поперечного размера поля вне диэлектрика [267, 268] и предельный минимальный размер структуры диэлектрический волновод–активная среда (и, соответственно, лазера) составляет величину порядка длины волны. Использование *металлического фотонного* волновода (металлическая оболочка для полупроводникового фотонного лазера) или *плазмонного* волновода (для плазмонного лазера) существенно изменяет ситуацию: поперечный размер моды поля может быть значительно меньше длины волны. Ограничения на минимальный поперечный размер в этом случае возникают из-за двух взаимно связанных факторов: 1) проникновение поля в металл на конечную глубину (толщина скин-слоя) и 2) необходимость компенсации больших потерь поля внутри металла за счёт активной среды, занимающей конечный объём.

8.1.2. Диэлектрические фотонные нанолазеры. Примером фотонного нанолазера является нанолазер на основе полупроводникового наностержня в качестве активной среды. Типичный диаметр наностержня находится в диапазоне 10–100 нм, а его длина — 1–100 мкм. Значения показателя преломления полупроводниковых материалов находятся в диапазоне $\sim 2,5–3,5$, поэтому значительное отличие показателя преломления полупроводникового материала от показателя преломления окружающего наностержень воздуха обеспечивает большое значение фактора заполнения. Кроме того, наностержень является также нановолноводом.

Другим примером фотонного нанолазера является лазер на фотонном кристалле. Фотонный кристалл может быть как трёхмерным, так и двумерным. Характерный размер лазера на трёхмерном фотонном кристалле определяется количеством диэлектрических слоёв, требуемых для достижения высокого коэффициента отражения, и равен нескольким микрометрам. В лазерах на основе двумерного фотонного кристалла размер в плоскости кристалла также составляет несколько микрометров. В перпендикулярном направлении ограничение

поля достигается за счёт полного внутреннего отражения, и поперечный размер составляет несколько сотен нанометров.

8.1.3. Фотонные нанолазеры с металлическими резонаторами. Значительное уменьшение объёма моды в фотонных лазерах достигается за счёт использования металлических покрытий (зеркал) для формирования резонатора. Использование металла приводит к большим потерям в резонаторе, тем не менее добротность резонаторов может достигать больших значений вплоть до нескольких тысяч [155] в зависимости от выбранной конфигурации резонатора. Оптимизация параметров резонатора и выбор активной среды с большим коэффициентом усиления позволяет получить одновременно 1) режим непрерывной генерации, 2) функционирование лазера при комнатной температуре и 3) при электрической накачке [237].

Фотонные нанолазеры с металлическими резонаторами используют ТЕ (transverse electric) или HE (hybrid electric) моды резонаторов. Миниатюризация таких лазеров приводит к размерам, определяемым дифракционным пределом, в диапазоне нескольких сотен нанометров. Нанолазер состоит из металлической капсулы, заполненной активной средой с высоким коэффициентом усиления [237]. Представлены и другие конфигурации фотонных нанолазеров с металлическими резонаторами [269, 270].

В работе [271] продемонстрирован лазер с предельно малой массой в пикограммном диапазоне. Объём такого лазера составляет величину $V_{\text{eff}} = 0,019\lambda^3$, диаметр лазера 406 нм и его толщина 440 нм. Общая масса лазера около 0,6 пг. Лазер способен генерировать на двух основных модах резонатора, которые напоминают моды осциллирующих электрических и магнитных диполей. Длина волны генерации $\lambda = 1420$ нм.

8.2. Плазмонные нанолазеры

Существуют принципиальные физические различия между фотонными и плазмонными нанолазерами. Эти различия заключаются в следующем: 1) в плазмонных нанолазерах реализуется усиление оптической энергии на пространственных масштабах, существенно меньших, чем размеры, определяемые дифракцией света; 2) большая сила связи излучения с веществом в нанометровом резонаторе плазмонного лазера увеличивает скорости как спонтанных, так и индуцированных процессов, что делает плазмонный лазер устройством с быстрым временным откликом; 3) плазмонный лазер обеспечивает одновременную локализацию энергии на нанометровой пространственной шкале и фемтосекундной временной шкале.

8.2.1. Плазмонные нанолазеры на основе распространяющихся плазмонных волн. *Фотонный* нанолазер на основе диэлектрического стержня в качестве активной среды является нанолазером с минимальным поперечным размером. Уменьшение диаметра наностержня не приводит к уменьшению размера лазера, поскольку происходит увеличение доли поля моды вне наностержня [267, 272]. Дальнейшее улучшение поперечной локализации поля волноводной моды возможно только при использовании металлического покрытия диэлектрического волновода и при использовании распространяющихся

плазмонных волн, т.е. при переходе к концепции плазмонного лазера. В этом случае вдоль волновода распространяется поверхностная плазмонная волна и, как хорошо известно, вблизи резонанса ω_{SPR} возможна сильная локализация электромагнитного поля (длина волны вблизи резонанса уменьшается более чем на порядок по сравнению с длиной волны в вакууме). В результате достигается полуволновой предел на размер вдоль направления распространения волны и отсутствует ограничение на поперечный размер (вплоть до величины толщины скин-слоя). Однако при этом вблизи резонанса ω_{SPR} возникают максимальные потери поля. Это накладывает жёсткие ограничения на величину коэффициента усиления активной среды и, как следует из выражения (20), к ограничению на минимальную длину нанолазера. Оба фактора приводят к необходимости компромисса в выборе параметров лазера на основе диэлектрика с металлическим покрытием [23].

8.2.2. Плазмонные нанолазеры на основе локализованных плазмонных волн. Единственная известная конфигурация нанолазера, в котором все его размеры могут быть существенно меньше длины волны, основана на использовании металлической наночастицы. Размер нанолазера в этом случае определяется только размером наночастицы (размер резонатора) и коэффициентом усиления активной среды, способной компенсировать потери в наночастице. Нанолазер на основе наночастицы построен с использованием *локализованных* плазмонных волн. В работе [22] заявлялось о наблюдении генерации локализованных плазмонных волн на наночастице, окружённой активной средой, с общим размером 44 нм. Использовалась оптическая накачка активной среды.

Реализация электрической накачки (необходимая для интеграции нанолазеров с другими электронными схемами, имеющими наноразмерные компоненты) является ещё более сложной задачей [215, 273]. Основные фундаментальные трудности возникают из-за эффекта Парселла. Известно, что скорость спонтанного излучения увеличивается, когда объём резонатора уменьшается. Для того чтобы противостоять влиянию эффекта Парселла, большая энергия должна поставляться усиливающей средой для достижения вынужденного излучения плазмонов и, соответственно, генерации. При этом для нанолазера на основе металлических наночастиц величина электрического тока накачки должна быть столь большой, что появляется вероятность термического разрушения материала. Электрическая накачка требует разработки новых материалов активных сред и новых конфигураций резонатора, которые бы позволили устранить паразитное влияние эффекта Парселла.

Малые релаксационные времена в металле, малый размер резонатора, малое время жизни поверхностных плазмонов и большой коэффициент Парселла в плазмонных лазерах обеспечивают достижение очень высоких (в терагерцевом диапазоне) частот модуляции поля плазмонного нанолазера [11, 200], что делает их привлекательными для многих применений.

Существует принципиальное различие в поляризационных свойствах излучения фотонного и плазмонного нанолазеров. Поляризационные свойства излучения плазмонного лазера отличаются от поляризационных свойств излучения фотонного лазера при одинаковых наноскопических размерах обоих устройств. Это отличие важно и

полезно при идентификации физической природы излучения. В качестве примера рассмотрим резонатор в виде наностержня. В большинстве случаев поляризация фотонного лазера перпендикулярна оси наностержня. Для плазмонного лазера поляризация рассеянного излучения параллельна оси наностержня. Например, при диаметре наностержня, меньшем 150 нм, генерация возникает преимущественно в плазмонной моде, а при диаметре, большем 150 нм, резонатор может также поддерживать фотонную моду и возникает режим генерации фотонов. Поляризационные различия излучения позволяют идентифицировать тип устройства.

9. Применения

Мотивацией исследований в области нанолазеров является возможность концентрации и последующей манипуляции электромагнитной энергией на субволновой пространственной шкале. В свою очередь, концентрация энергии на нанометровой шкале позволяет достигать с минимальной энергией вплоть до энергии единичных фотонов или плазмонов усиления как линейных, так и нелинейных оптических процессов. Всё это позволяет рассматривать плазмонные нанолазеры как перспективные источники электромагнитной энергии для многочисленных применений [76, 273, 274].

1. *Фотонные интегральные схемы.* Наиболее часто цитируемое возможное применение нанолазеров — фотонные интегральные схемы. Фотонные интегральные схемы впервые были предложены Миллером в 1969 г. [275]. Наиболее сложным в достижении целей фотонной интеграции является создание эффективных наноразмерных и интегрированных (on the chip) источников излучения. Наноразмерные плазмонные лазеры потенциально являются такими источниками, которые могут не только быть интегрированы с другими электронными и оптическими компонентами, но и обеспечить функционирование фотонных схем с беспрецедентно широкой полосой модуляции. Фотонные системы на основе нанолазеров по своим временным параметрам могут существенно превышать возможности современных электронных устройств, поскольку при использовании оптических сигналов отсутствует характерный для электрических схем эффект ёмкостной нагрузки.

Уже было продемонстрировано использование нанолазеров в качестве строительных блоков в цифровых фотонных цепях [276, 277]. Когерентные источники субволнового размера представляют также значительный интерес для межкомпонентных соединений [278, 279] и хранения данных [280].

Следует отметить, что помимо источников излучения происходит также миниатюризация других необходимых для фотонных интегральных схем пассивных плазмонных элементов, таких как детекторы, волноводы и модуляторы с улучшенными характеристиками и со значительно сниженным энергопотреблением [281].

2. *Интегрированные электронные и фотонные гибридные системы.* Движущим стимулом миниатюризации лазеров является хорошо известное несоответствие минимально достигнутых размеров кремниевых микроэлектронных устройств и оптоэлектронных устройств. Несоответствие размеров особенно критично в интегрированных электронно-фотонных устройствах. Поскольку лазер является одним из основных оптоэлектронных

устройств, вопрос о его минимальном размере является определяющим в возможности достижения интеграции электронно-фотонных устройств. Простым примером возможности миниатюризации фотонных устройств является замена стандартного оптического волокна полупроводниковым нановолноводом. В этом случае большой контраст в показателях преломления полупроводникового нановолновода и воздуха позволяет снизить размер одномодового волновода с нескольких микрометров (в случае стеклянных волокон) до нескольких сотен нанометров [267, 282].

3. *Сенсоры.* Два параметра плазмонных лазеров — малый размер и сильная локализация поля — делают их привлекательными для создания на их основе сенсоров. Наноразмер лазера обеспечивает пространственную диагностику исследуемого вещества также на нанометровом размере. Сильная локализация электрического поля в нанолазере позволяет усилить слабые, ранее не измеримые оптические эффекты и использовать их для целей диагностики [283]. Это позволяет поднять чувствительность диагностики до одномолекулярного уровня с нанометровым пространственным разрешением [284–291].

Большинство плазмонных схем детектирования основываются на использовании *пассивной* плазмоники, при этом чувствительность ограничивается большими потерями в металле. Было показано теоретически, что использование *активной* плазмоники (применение нанолазеров) может значительно повысить чувствительность детектирования за счёт усиления плазмонных поверхностных волн [9, 292].

В сенсорах, основанных на активной плазмонике, измеряемым параметром является интенсивность генерируемого излучения, которая чувствительна к присутствию детектируемого вещества. В работе [293] показано, что использование плазмонного нанолазера в качестве сенсора позволяет детектировать исследуемое вещество на уровне менее одной миллиардной части детектируемого вещества (sub-part-per-billion) с субволновым пространственным разрешением. Такой тип сенсора был использован для селективного детектирования различных взрывчатых веществ: 2,4 динитротолуола, нитрата аммония и нитробензола (2,4-dinitrotoluene, ammonium nitrate and nitrobenzene) [294].

Важным преимуществом плазмонных нанолазеров по сравнению с традиционными лазерами при сенсорной диагностике является их широкополосность, позволяющая проводить её на ультракоротких временах.

4. *Биомедицинские применения.* Высокочувствительные сенсоры на основе плазмонных нанолазеров становятся неотъемлемой частью биомедицинских применений. До настоящего времени в биомедицинских исследованиях флуоресценция молекулы-метки остаётся наиболее мощным инструментом при визуализации с химической и иммунологической специфичностью меченых биомолекул, вирусов, клеточных органелл и живых клеток в сложных биологических системах [295]. Недостатком флуоресцентных меток для визуализации биобъектов является их недостаточная яркость, которая обусловлена оптическим насыщением флуоресцентной метки и её фотообесцвечиванием [296]. Металлические наночастицы достаточно давно предлагались в качестве оптических меток для биологических исследований. Преимуществом металлических наночастиц в качестве меток является отсутствие их фотообесцвечивания [297]. Недо-

статком металлических наночастиц в качестве меток является их широкий спектр поглощения и неспособность к флуоресценции. Это ограничивает спектральную селективность сенсоров на основе металлических наночастиц как для визуализации, так и для детектирования [298].

Результаты последних исследований [299] показывают, что плазмонный нанолазер может рассматриваться в качестве универсального инструмента в медико-биологических исследованиях. Использование плазмонных лазеров в качестве меток устраняет недостатки простых металлических наночастиц, поскольку спектр генерации нанолазера является монохроматическим и отсутствует насыщение. В работе [300] продемонстрировано использование 3D-спазера в качестве высокочувствительного оптического сенсора. Спазер состоял из золотой наночастицы (размером 10 нм), покрытой кварцевой оболочкой (толщиной 12 нм), легированной молекулами красителя уранина (uranine) в качестве усиливающей среды. Молекулы красителя уранина являются биосовместимыми с живыми клетками. Была продемонстрирована генерация с узкой спектральной шириной линии (0,8 нм). Интенсивность излучения спазера превышала в 380 раз интенсивность флуоресценции от метки на основе квантовой точки. Такой биосовместимый с живыми клетками спазер является в настоящее время наиболее яркой оптической меткой.

Другое биомедицинское применение нанолазера основывается на высокой плотности энергии в нанолазере и малом объёме оптической моды. Эти свойства позволяют рассматривать нанолазер как эффективный манипулятор и режущий инструмент биологической ткани, который может проводить с беспрецедентной точностью хирургическое воздействие на ткань.

5. *Оптическая связь и хранение данных.* Цифровая обработка оптической информации — ещё одна область, где наноразмерные лазеры могут найти широкое применение [301]. Из-за небольшого размера нанолазера и малой добротности его резонатора частоты модуляции плазмонного лазера находятся в терагерцевом диапазоне [19, 38, 302], что при умеренной потребляемой мощности показывает его потенциальные преимущества перед методами высокочастотной электроники. Для практической реализации таких потенциальных возможностей плазмонных лазеров предстоит решить многочисленные задачи, такие как направленная передача информации и изолирование входа и выхода оптических элементов [278, 303]. Эксперименты с нанолазерами на основе волноводов показывают, что такие проблемы могут быть успешно разрешены [182, 183, 304].

Важным применением спазеров является область информатики, связанная с хранением данных: остро сфокусированные поля плазмонных лазеров могут быть использованы для увеличения плотности информации на носителях, таких как DVD-диски или жёсткие диски [305, 306].

6. *Построение изображения с суперразрешением, в том числе медико-биологических изображений.* Высокая плотность энергии и малый размер оптической моды, достигаемые в нанолазерах, позволяют рассматривать их как устройства, способные формировать наноскопические изображения [307].

7. *Ультрабыстрая спектроскопия.* Плазмонный лазер обеспечивает возможность одновременной локали-

зации энергии на нанометровой пространственной шкале и фемтосекундной временной шкале, что открывает возможности для ультрабыстрой спектроскопии.

8. **Фотолитография.** Сильно локализованные электрические поля в плазмонных лазерах значительно повышают эффективность взаимодействия света и вещества, что открывает принципиально новые возможности для фотолитографии. Например, нано локализованные поля плазмонных лазеров могут быть использованы для фотолитографии, позволяя преодолеть ограничения, существующие при использовании традиционных лазеров [308–310].

10. Заключение.

Фундаментальные и технические проблемы плазмонных нанолазеров

Многочисленные исследования по плазмонным нанолазерам показывают, что перспективы их применения выглядят многообещающими. В то же время остаются нерешёнными многие как фундаментальные, так и технические проблемы по коммерциализации плазмонных лазеров. Отметим некоторые из них.

1. Одной из важных характеристик для многочисленных применений традиционных лазеров является высокая направленность их излучения. В плазмонных лазерах из-за дифракции существует проблема формирования направленности излучения.

2. Многие практические применения потребуют от плазмонного лазера его устойчивого функционирования, что предполагает наличие простого и дешёвого метода накачки активной среды лазера. Наиболее предпочтительным методом накачки является электрическая, что, в свою очередь, требует решения сложной проблемы создания электрических контактов для подведения энергии без ухудшения оптических параметров моды резонатора.

3. Для совмещения плазмонных нанолазеров с фотонными интегральными схемами (крупномасштабная интеграция) необходимо использовать технологические методы их создания на основе принципа "сверху вниз", в то время как большинство схем по созданию плазмонных нанолазеров основано на принципе "снизу вверх", используемом в полупроводниковой микроэлектронике.

Автор выражает благодарность А.Е. Афанасьеву, А.П. Виноградову, В.Н. Задкову, П.Н. Мелентьеву за полезные обсуждения, О.И. Татьянченко за помощь в редактировании рукописи.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 14-12-00729).

Список литературы

- Klein D L et al. *Nature* **389** 699 (1997)
- Prasad P N *Nanophotonics* (New York: John Wiley and Sons, 2004)
- Strauf S, Jahnke F *Laser Photon. Rev.* **5** 607 (2011)
- Khajavikhan M et al. *Nature* **482** 204 (2012)
- Schneider C et al. *Nature* **497** 348 (2013)
- Dasgupta N P et al. *Adv. Mater.* **26** 2137 (2014)
- Bergman D J, Stockman M I *Phys. Rev. Lett.* **90** 027402 (2003)
- Сударкин А Н, Демкович П А *ЖТФ* **59** 86 (1989); Sudarkin A N, Demkovich P A *Sov. Phys. Tech. Phys.* **34** 764 (1989)
- Lawandy N M *Appl. Phys. Lett.* **85** 5040 (2004)
- Protsenko I E et al. *Phys. Rev. A* **71** 063812 (2005)
- Stockman M I *J. Opt.* **12** 024004 (2010)
- Stockman M I *Phys. Rev. Lett.* **106** 156802 (2011)
- Andrianov E S et al. *Opt. Lett.* **36** 4302 (2011)
- Campbell S D, Ziolkowski R W *Opt. Commun.* **285** 3341 (2012)
- Lisyansky A A et al. *Phys. Rev. B* **84** 153409 (2011)
- Liu S-Y et al. *Opt. Lett.* **36** 1296 (2011)
- Fedyanin D Yu *Opt. Lett.* **37** 404 (2012)
- Andrianov E S et al. *Phys. Rev. B* **85** 165419 (2012)
- Li D, Stockman M I *Phys. Rev. Lett.* **110** 106803 (2013)
- Dorfman K E et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 043601 (2013)
- Zhong X-L, Li Z-Y *Phys. Rev. B* **88** 085101 (2013)
- Noginov M A et al. *Nature* **460** 1110 (2009)
- Hill M T et al. *Opt. Express* **17** 11107 (2009)
- Oulton R F et al. *Nature* **461** 629 (2009)
- Ma R-M et al. *Nat. Mater.* **10** 110 (2010)
- Flynn R A et al. *Opt. Express* **19** 8954 (2011)
- Wu C-Y et al. *Nano Lett.* **11** 4256 (2011)
- Marell M J H et al. *Opt. Express* **19** 15109 (2011)
- Sorger V J, Zhang X *Science* **333** 709 (2011)
- Lu Y-J et al. *Science* **337** 450 (2012)
- Meng X et al. *Nano Lett.* **13** 4106 (2013)
- Yang A et al. *Nature Commun.* **6** 6939 (2015)
- Hayenga W E et al. *Optica* **3** 1187 (2016)
- Chou Y-H et al. *Nano Lett.* **18** 747 (2018)
- Oulton R F *Mater. Today* **15** 26 (2012)
- Виноградов А П и др. *УФН* **182** 1122 (2012); Vinogradov A P et al. *Phys. Usp.* **55** 1046 (2012)
- Проценко И Е *УФН* **182** 1116 (2012); Protsenko I E *Phys. Usp.* **55** 1040 (2012)
- Ma R-M et al. *Laser Photon. Rev.* **7** 1 (2013)
- Berini P, De Leon I *Nature Photon.* **6** 16 (2012)
- Tame M S et al. *Nature Phys.* **9** 329 (2013)
- Fitzgerald J M et al. *Proc. IEEE* **104** 2307 (2016)
- Gwo S, Shih C-K *Rep. Prog. Phys.* **79** 086501 (2016)
- Arnold N, Hrelescu C, Klar T A *Ann. Physik* **528** 295 (2016)
- Premaratne M, Stockman M I *Adv. Opt. Photon.* **9** 79 (2017)
- West P R et al. *Laser Photon. Rev.* **4** 795 (2010)
- Bouillard J-S G et al. *Nano Lett.* **12** 1561 (2012)
- Jayanti S V et al. *Opt. Mater. Express* **5** 1147 (2015)
- Graedel T E *J. Electrochem. Soc.* **139** 1963 (1992)
- Švorčik V et al. *J. Appl. Polymer Sci.* **99** 1698 (2006)
- Etchegoin P G, Le Ru E C, Meyer M J. *Chem. Phys.* **125** 164705 (2006)
- Beaglehole D et al. *Phys. Rev. B* **19** 6303 (1979)
- Gao H W et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **105** 20146 (2008)
- Langhammer C et al. *Nano Lett.* **8** 1461 (2008)
- Arnold M D, Blaber M G *Opt. Express* **17** 3835 (2009)
- West P R et al. *Laser Photon. Rev.* **4** 795 (2010)
- Boltasseva A, Atwater H A *Science* **331** 290 (2011)
- Naik G V, Kim J, Boltasseva A *Opt. Mater. Express* **1** 1090 (2011)
- Naik G V et al. *Opt. Mater. Express* **2** 478 (2012)
- Khurgin J B, Boltasseva A *MRS Bull.* **37** 768 (2012)
- Hryciw A, Jun Y C, Brongersma M L *Nature Mater.* **9** 3 (2010)
- Soref R *Nature Photon.* **4** 495 (2010)
- Cleary J W et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 730 (2010)
- Naik G V, Shalae V M, Boltasseva A *Adv. Mater.* **25** 3264 (2013)
- Blaber M G, Arnold M D, Ford M J *J. Phys. Condens. Matter* **22** 143201 (2010)
- Khurgin J B *Nature Nanotechnol.* **10** 2 (2015)
- Khurgin J B, Sun G *Appl. Phys. Lett.* **96** 181102 (2010)
- Baranov D G et al. *Opt. Express* **21** 10779 (2013)
- Baranov D G et al. *Opt. Lett.* **38** 2002 (2013)
- Gordon J A, Ziolkowski R W *Opt. Express* **15** 2622 (2007)
- Larkin I A, Stockman M I *Nano Lett.* **5** 339 (2005)
- Bohren C F, Huffman D R *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (New York: Wiley, 1983)
- Liz-Marzán L M *Langmuir* **22** 32 (2006)
- Tan S J et al. *Nature Nanotechnol.* **6** 268 (2011)
- Ringe E et al. *Phys. Chem. Chem. Phys.* **15** 4110 (2013)
- Mie G *Ann. Physik* **25** 377 (1908)
- Maier S A *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (New York: Springer, 2007)
- Ruppin R *Surf. Sci.* **127** 108 (1983)
- da Silva A G M et al. *Langmuir* **31** 10272 (2015)
- Kumarasinghe C, Premaratne M, Agrawal G P *Opt. Express* **22** 11966 (2014)

80. Attanayake T, Premaratne M, Agrawal G *Plasmonics* **10** 1453 (2015)
81. Gersten J, Nitzan A *J. Chem. Phys.* **73** 3023 (1980)
82. Vernon K C et al. *Nano Lett.* **10** 2080 (2010)
83. Sikdar D et al. *Plasmonics* **9** 659 (2014)
84. Zhu W et al. *Plasmonics* **10** 881 (2015)
85. Sherry L J et al. *Nano Lett.* **5** 2034 (2005)
86. Sikdar D, Cheng W, Premaratne M *J. Appl. Phys.* **117** 083101 (2015)
87. da Silva A G M et al. *Langmuir* **31** 10272 (2015)
88. Barrow S J et al. *Nature Commun.* **3** 1275 (2012)
89. Das P, Chini T K, Pond J J *Phys. Chem. C* **116** 15610 (2012)
90. Pérez-Juste J et al. *Coord. Chem. Rev.* **249** 1870 (2005)
91. Xiong W et al. *Chem. Commun.* **49** 9630 (2013)
92. Barrow S J et al. *Nature Commun.* **3** 1275 (2012)
93. Kang Z et al. *Opt. Express* **22** 19567 (2014)
94. Chang S-W, Ni C-Y A, Chuang S L *Opt. Express* **16** 10580 (2008)
95. Carbó-Argibay E et al. *Angew. Chem. Int. Ed.* **46** 8983 (2007)
96. Hao F et al. *Nano Lett.* **7** 729 (2007)
97. Pendry J B et al. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47** 2075 (1999)
98. Linden S et al. *Science* **306** 1351 (2004)
99. Melentiev P N et al. *Nano Lett.* **16** 1138 (2016)
100. Flytzanis C et al., in *Progress in Optics* Vol. 29 (Ed. E Wold) (Amsterdam: North-Holland, 1991) p. 321
101. Hu M et al. *J. Mater. Chem.* **18** 1949 (2008)
102. Blaber M G et al. *J. Phys. Chem. C* **116** 393 (2012)
103. Pile D F P et al. *App. Phys. Lett.* **87** 061106 (2005)
104. Bozhevolnyi S I et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 046802 (2005)
105. Steinberger B et al. *App. Phys. Lett.* **88** 094104 (2006)
106. Reinhardt C et al. *Opt. Lett.* **31** 1307 (2006)
107. Holmgaard T, Bozhevolnyi S I *Phys. Rev. B* **75** 245405 (2007)
108. Dionne J A, Lezec H J, Atwater H A *Nano Lett.* **6** 1928 (2006)
109. Verhagen E et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 203904 (2009)
110. Marell M J H et al. *Opt. Express* **19** 15109 (2011)
111. Lakhani A M et al. *Opt. Express* **19** 18237 (2011)
112. Rukhlenko I D et al. *Phys. Rev. B* **84** 113409 (2011)
113. Rukhlenko I D, Premaratne M, Agrawal G P *Adv. Opto-Electron.* **2012** 907183 (2012)
114. Handapangoda D et al. *Opt. Express* **19** 16058 (2011)
115. Handapangoda D, Rukhlenko I D, Premaratne M *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 553 (2012)
116. Berini P *Phys. Rev. B* **61** 10484 (2001)
117. Zia R, Selker M D, Brongersma M L *Phys. Rev. B* **71** 165431 (2005)
118. Oulton R F et al. *Nature Photon.* **2** 496 (2008)
119. Oulton R F et al. *New J. Phys.* **10** 105018 (2008)
120. Takahara J et al. *Opt. Lett.* **22** 475 (1997)
121. Jung J, Søndergaard T, Bozhevolnyi S I *Phys. Rev. B* **76** 035434 (2007)
122. Goykhman I, Desiatov B, Levy U *App. Phys. Lett.* **97** 141106 (2010)
123. Sorger V J et al. *Nature Commun.* **2** 331 (2011)
124. Oulton R et al. *Nature Photon.* **2** 496 (2008)
125. Maier S A et al. *Adv. Mater.* **13** 1501 (2001)
126. Barrow S J et al. *Nano Lett.* **11** 4180 (2011)
127. Chen T et al. *J. Phys. Chem. Lett.* **4** 2147 (2013)
128. Esteban R et al. *Langmuir* **28** 8881 (2012)
129. Tserkezis C et al. *Part. Part. Syst. Charact.* **31** 152 (2014)
130. Baranov D G, Vinogradov A P, Lisyansky A A *J. Opt. Soc. Am. B* **32** 281 (2015)
131. Weber W H, Ford G W *Phys. Rev. B* **70** 125429 (2004)
132. Linden S, Kuhl J, Giessen H *Phys. Rev. Lett.* **86** 4688 (2001)
133. Maier SA, Kik P G, Atwater H A *App. Phys. Lett.* **81** 1714 (2002)
134. Brongersma M L, Hartman J W, Atwater H A *Phys. Rev. B* **62** R16356 (2000)
135. Maier S A et al. *Nature Mater.* **2** 229 (2003)
136. Lu J Q, Maradudin A A *Phys. Rev. B* **42** 11159 (1990)
137. Novikov I V, Maradudin A A *Phys. Rev. B* **66** 035403 (2002)
138. Moreno E et al. *Opt. Lett.* **23** 3447 (2006)
139. Bozhevolnyi S I et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 046802 (2005)
140. Oulton R F *Mater. Today* **15** 592 (2012)
141. Wang B, Wang G P *App. Phys. Lett.* **85** 3599 (2004)
142. Tanaka K, Tanaka M *App. Phys. Lett.* **82** 1158 (2003)
143. Veronis G, Fan S J *Lightwave Technol.* **25** 2511 (2007)
144. Pile D F P, Gramotnev D K *App. Phys. Lett.* **86** 161101 (2005)
145. Sorger V J et al. *Nano Lett.* **9** 3489 (2009)
146. Oulton R F et al. *Nature* **461** 629 (2009)
147. Sorger V J, Zhang X *Science* **333** 709 (2011)
148. Bryant G W, García de Abajo F J, Aizpurua J *Nano Lett.* **8** 631 (2008)
149. Aizpurua J et al. *Phys. Rev. B* **71** 235420 (2005)
150. Zhang X-Y et al. *Opt. Express* **18** 18945 (2010)
151. Chu H-S et al. *App. Phys. Lett.* **96** 221103 (2010)
152. Lee K-S, El-Sayed M A *J. Phys. Chem. B* **110** 19220 (2006)
153. Sburlian S E, Blanco L A, Neito-Vesperinas M *Phys. Rev. B* **73** 035403 (2006)
154. Novotny L *Phys. Rev. Lett.* **98** 266802 (2007)
155. Nezhad M P et al. *Nature Photon.* **4** 395 (2010)
156. Schmucker A L et al. *ACS Nano* **4** 5453 (2010)
157. Bozhevolnyi S I, in *Plasmonic Nanoguides and Circuits* (Ed. S I Bozhevolnyi) (Singapore: World Scientific, 2009)
158. Zia R et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **21** 2442 (2004)
159. Economou E N *Phys. Rev.* **182** 539 (1969)
160. Sarid D *Phys. Rev. Lett.* **47** 1927 (1981)
161. Burke J J, Stegeman G I, Tamir T *Phys. Rev. B* **33** 5186 (1986)
162. Berini P *Opt. Express* **14** 13030 (2006)
163. Dionne J A et al. *Phys. Rev. B* **72** 075405 (2005)
164. Boltasseva A et al. *J. Lightwave Technol.* **23** 413 (2005)
165. Plotz G A, Simon H J, Tucciarone J M *J. Opt. Soc. Am.* **69** 419 (1979)
166. Sirtori C et al. *Opt. Lett.* **23** 1366 (1998)
167. Tredicucci A et al. *App. Phys. Lett.* **76** 2164 (2000)
168. Nezhad M P, Tetz K, Fainman Y *Opt. Express* **12** 4072 (2004)
169. Seidel J, Grafstrom S, Eng L *Phys. Rev. Lett.* **94** 177401 (2005)
170. Noginov M A et al. *Opt. Express* **16** 1385 (2008)
171. Kumar P, Tripathi V K, Liu C S *J. Appl. Phys.* **104** 033306 (2008)
172. Noginov M A et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 226806 (2008)
173. Banerjee A, Li R, Grebel H *App. Phys. Lett.* **95** 251106 (2009)
174. Bolger P M et al. *Opt. Lett.* **35** 1197 (2010)
175. Ma R M et al. *Nature Mater.* **10** 110 (2011)
176. Kwon S-H et al. *Nano Lett.* **10** 3679 (2010)
177. Hill M T et al. *Opt. Express* **17** 11107 (2009)
178. Yariv A *Quantum Electronics* (New York: Wiley, 1989)
179. Verdeyen J T *Laser Electronics* (Englewood Cliffs, NJ: Prentice Hall, 1994)
180. Ambati M et al. *Nano Lett.* **8** 3998 (2008)
181. Noginov M A et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 226806 (2008)
182. De Leon I, Berini P *Nature Photon.* **4** 382 (2010)
183. Nair L G *Prog. Quantum Electron.* **7** 153 (1982)
184. Schafer F P *Dye Lasers* (Berlin: Springer-Verlag, 1990)
185. De Leon I, Berini P *Opt. Express* **17** 20191 (2009)
186. Osborne S W et al. *J. Phys. Condens. Matter* **16** S3749 (2004)
187. Wundke K et al. *App. Phys. Lett.* **76** 10 (2000)
188. Biasiol G, Heun S *Phys. Rep.* **500** 117 (2011)
189. Kirstaedter N et al. *App. Phys. Lett.* **69** 1226 (1996)
190. Müller J et al. *App. Phys. Lett.* **96** 131105 (2010)
191. Gather M C et al. *Nature Photon.* **4** 457 (2010)
192. Svendsen W, Ellegaard O, Schou J *App. Phys. A* **63** 247 (1996)
193. Melentiev P N et al. *Opt. Lett.* **38** 2274 (2013)
194. Melentiev P N et al. *Opt. Express* **21** 13896 (2013)
195. Melentiev P N et al. *Laser Phys. Lett.* **10** 075901 (2013)
196. Srinivasan K et al. *Opt. Express* **14** 1094 (2006)
197. Zhang J P et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 2678 (1995)
198. Huang M H et al. *Science* **292** 1897 (2001)
199. Park H et al. *Nature Phys.* **2** 484 (2006); Moody G et al. *Optica* **5** 395 (2018)
200. Genov D A et al. *Phys. Rev. B* **83** 245312 (2011)
201. Purcell E M, Torrey H C, Pound R V *Phys. Rev.* **69** 681 (1946)
202. Андрианов Е С и др. *Письма в ЖЭТФ* **97** 522 (2013); Andrianov E S et al. *JETP Lett.* **97** 452 (2013)
203. Андрианов Е С и др. *ЖЭТФ* **144** 243 (2013); Andrianov E S et al. *JETP* **117** 205 (2013)
204. Bennett A J et al. *App. Phys. Lett.* **90** 191911 (2007)
205. Song B-S et al. *Nature Mater.* **4** 207 (2005)
206. Altug H, Englund D, Vučković J *Nature Phys.* **2** 484 (2006)
207. Carmon T, Vahala K J *Nature Phys.* **3** 430 (2007)
208. Kinkhabwala A et al. *Nature Photon.* **3** 654 (2009)
209. Cho C-H et al. *Nature Mater.* **10** 669 (2011)
210. Sorger V J et al. *Nano Lett.* **11** 4907 (2011)
211. Yokoyama H et al. *Opt. Quantum Electron.* **24** S245 (1992)
212. Cassidy D T *J. Opt. Soc. Am. B* **8** 747 (1991)
213. Bjork G, Yamamoto Y *IEEE J. Quantum Electron.* **27** 2386 (1991)

214. Ambati M et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **14** 1395 (2008)
215. Khurgin J B, Sun G *Opt. Express* **20** 15309 (2012)
216. Schawlow A L, Townes C H *Phys. Rev.* **112** 1940 (1958)
217. Henry C H *IEEE J. Quantum Electron.* **18** 259 (1982)
218. Ginzburg P, Zayats A V *Opt. Express* **21** 2147 (2013)
219. Khajavikhan M et al. *Nature* **482** 204 (2012)
220. Hill M T et al. *Nature Photon.* **1** 589 (2007)
221. Wheeler H A *Proc. IRE* **35** 1479 (1947)
222. Stockman M I *J. Opt.* **12** 024004 (2010)
223. Duarte F J, Hillman L W (Eds) *Dye Laser Principles, with Applications* (Boston: Academic Press, 1990)
224. Vedantam S et al. *Nano Lett.* **9** 3447 (2009)
225. Vial S et al. *Langmuir* **23** 4606 (2007)
226. Garcia-Vidal F J, Moreno E *Nature* **461** 604 (2009)
227. Khurgin J B, Sun G *Nature Photon.* **8** 468 (2014)
228. Arnold N et al. *Opt. Mater. Express* **5** 2546 (2015)
229. Richter M et al. *Phys. Rev. B* **91** 035306 (2015)
230. Dionne J A, Lezec H J, Atwater H A *Nano Lett.* **6** 1928 (2006)
231. Pile D F P et al. *Opt. Express* **15** 13669 (2007)
232. Ma R M, Dai L, Qin G G *Appl. Phys. Lett.* **90** 093109 (2007)
233. Lu Y-J et al. *Nano Lett.* **14** 4381 (2014)
234. Kovacs G J *Thin Solid Films* **60** 33 (1979)
235. Fukui M, So V C Y, Normandin R *Phys. Status Solidi B* **91** K61 (1979)
236. Ding K et al. *Phys. Rev. B* **85** 041301(R) (2012)
237. Ding K et al. *Opt. Express* **21** 4728 (2013)
238. Ding K et al. *Appl. Phys. Lett.* **98** 231108 (2011)
239. Ding K et al. *Appl. Phys. Lett.* **102** 041110 (2013)
240. Stehr J et al. *Adv. Mater.* **15** 1726 (2003)
241. van Beijnum F et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 206802 (2013); Stockman M I et al. *J. Opt.* **20** 043001 (2018)
242. Suh J Y et al. *Nano Lett.* **12** 5769 (2012)
243. Zhou W et al. *Nature Nanotechnol.* **8** 506 (2013)
244. de Waele R, Koenderink A F, Polman A *Nano Lett.* **7** 2004 (2007)
245. Quinten M A et al. *Opt. Lett.* **23** 1331 (1998)
246. Engheta N, Salandrino A, Alù A *Phys. Rev. Lett.* **95** 095504 (2005)
247. Citrin D S *Nano Lett.* **4** 1561 (2004)
248. Koenderink A F, Polman A *Phys. Rev. B* **74** 033402 (2006)
249. Zheludev N I et al. *Nature Photon.* **2** 351 (2008)
250. Schokker A H, Koenderink A F *Phys. Rev. B* **90** 155452 (2014)
251. Gao H et al. *Opt. Express* **17** 2334 (2009)
252. Yang A et al. *Nature Commun.* **6** 6939 (2015)
253. Yang A et al. *ACS Nano* **9** 11582 (2015)
254. Melentiev P N et al. *Laser Phys. Lett.* **11** 105301 (2014)
255. Zyablovsky A A et al. *AIP Conf. Proc.* **1475** 185 (2012)
256. Dorofeenko A V et al. *Opt. Express* **21** 14539 (2013)
257. Wu C et al. *Optica* **3** 734 (2014)
258. Melentiev P et al. *Appl. Phys. Lett.* **111** 213104 (2017)
259. Ahmed Z et al. *J. Phys. Commun.* **2** 045016 (2018)
260. Meng X et al. *Laser Photon. Rev.* **8** 896 (2014)
261. Srinivasan K et al. *Opt. Express* **14** 1094 (2006)
262. Ning C Z *Phys. Status Solidi B* **247** 774 (2010)
263. Ellis B et al. *Nature Photon.* **5** 297 (2011)
264. Siegman A E *Lasers* (Mill Valley, Calif.: Univ. Science Books, 1986)
265. Milonni P W, Eberly J H *Laser Physics* (New York: John Wiley and Sons, 2010)
266. Miyazaki H T, Kurokawa Y *Phys. Rev. Lett.* **96** 097401 (2006)
267. Kien F L et al. *Opt. Commun.* **242** 445 (2004)
268. Kien F L et al. *Phys. Rev. A* **72** 032509 (2005)
269. Coulon P M et al., *Opt. Express* **25** 28246 (2017)
270. Lu C-Y et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **23** 1031 (2011)
271. Yu K, Lakhani A, Wu M C *Opt. Express* **18** 8790 (2010)
272. Tong L et al. *Nature* **426** 816 (2003)
273. Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W *Nature* **424** 824 (2003)
274. Stockman M *Opt. Express* **19** 22029 (2011)
275. Miller S E *Bell Syst. Tech. J.* **48** 2059 (1969)
276. Ishii S, Nakagawa A, Baba T *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **12** 71 (2006)
277. Hill M T et al. *Nature* **432** 206 (2004)
278. Miller D A B *Proc. IEEE* **97** 1166 (2009)
279. Beausoleil R G et al. *Proc. IEEE* **96** 230 (2008)
280. Pan L, Bogy D B *Nature Photon.* **3** 189 (2009)
281. Leuthold J et al. *Opt. Photon. News* **24** 28 (2013)
282. Balykin V I et al. *Phys. Rev. A* **70** 011401(R) (2004)
283. Lončar M, Scherer A, Qiu Y M *Appl. Phys. Lett.* **82** 4648 (2003)
284. Kano H, Kawata S *Opt. Lett.* **21** 1848 (1996)
285. Nie S, Emory S R *Science* **275** 1102 (1997)
286. Kneipp K et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 1667 (1997)
287. Danckwerts M, Novotny L *Phys. Rev. Lett.* **98** 026104 (2007)
288. Anker J N et al. *Nature Mater.* **7** 442 (2008)
289. Hill R T et al. *Nano Lett.* **10** 4150 (2010)
290. Lozovik Yu E, Nechepurenko I A, Dorofeenko A V *Photon. Nanostruct. Fundam. Appl.* **21** 60 (2016)
291. Brolo A G *Nature Photon.* **6** 709 (2012)
292. Li Z-Y, Xia Y *Nano Lett.* **10** 243 (2010)
293. Ma R-M et al. *Nature Nanotechnol.* **9** 600 (2014)
294. Rochat S, Swager T M *ACS Appl. Mater. Interfaces* **5** 4488 (2013)
295. Sauer M, Hofkens J, Enderlein J *Handbook of Fluorescence Spectroscopy: From Ensemble to Single Molecule* (New York: John Wiley and Sons, 2011)
296. Hell S W *Nature Meth.* **6** 24 (2009)
297. Huang X et al. *Nanomedicine* **2** 681 (2007)
298. de la Zerda A et al. *Contrast Media Mol. Imaging* **6** 346 (2011)
299. Stockman M I *Science* **348** 287 (2015)
300. Galanzha E I et al. *Nature Commun.* **8** 15528 (2017)
301. Smit M, van der Tol J, Hill M *Laser Photon. Rev.* **6** 1 (2012)
302. Ni C-Y A, Chuang S L *Opt. Express* **20** 16450 (2012)
303. Takeda K et al. *Nature Photon.* **7** 569 (2013)
304. Ma R-M et al. *Nano Lett.* **12** 5396 (2012)
305. Challenor W A et al. *Nature Photon.* **3** 220 (2009)
306. Stipe B et al. *Nature Photon.* **4** 484 (2010)
307. Nakayama Y et al. *Nature* **447** 1098 (2007)
308. Srituravanich W et al. *Nature Nanotechnol.* **3** 733 (2008)
309. Kim Y et al. *Opt. Express* **17** 19476 (2009)
310. Xie Z et al. *Plasmonics* **6** 565 (2011)

Plasmon nanolaser: current state and prospects

V.I. Balykin

*Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences,
ul. Fizicheskaya 5, 108840 Troitsk, Moscow, Russian Federation
Tel. +7 (495) 851 02 33. Fax +7 (495) 851 08 86. E-mail: balykin@isan.troitsk.ru*

In the last two decades, a huge amount of research has been devoted to the development of new lasers with ultra-small size. The greatest progress has been made with semiconductor lasers. A principally new approach in the miniaturization of lasers is an approach based on using instead of photon-plasmon fields. The review is devoted to the actual and rapidly developing field — the physics of plasmon lasers. This area of research is the synthesis of plasmon and laser physics, which arose in connection with the need to reduce losses in plasmonic devices. Electrodynamics, material science, laser physics and other aspects of the topic under consideration are considered. A comparison of photon and plasmon nanolasers are given. The fundamental and technical problems of plasmon nanolasers are discussed. Their numerous applications are also being considered.

Keywords: nanoplasmonics, surface plasmons, laser, nanolaser, spaser

PACS numbers: **42.50** – p, **42.50.Nn**, **42.55** – f, **42.60.By**

Bibliography — 310 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **188** (9) 935–963 (2018)
DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.09.038206>

Received 12 June 2017, revised 1 September 2017
Physics – Uspekhi **61** (9) (2018)
DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.09.038206>