

УДК 543.424.2

НАСТРАИВАЕМЫЕ ПЛАЗМОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ПРИЛОЖЕНИЙ В ТЕРМОФОТОНИКЕ

© А. В. Харитонов, Е. А. Черных, С. С. Харинцев

*Казанский федеральный университет,
420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: antonharitonov91@gmail.com*

Локальный оптический нагрев и управление тепловыми потоками в наноразмерных масштабах посредством света играют ключевую роль во многих приложениях. К ним относятся фототермическая терапия, фотокатализ, термофотовольтаика и др. Управление температурой фотонагрева может достаточно просто осуществляться путём изменения интенсивности падающего света. Однако задача точной настройки температуры наноструктур при неизменной интенсивности накачки до сих пор остаётся нерешённой. Разработан настраиваемый наноразмерный источник тепла, состоящий из плазмонной антенны из оксинитрида титана (TiON), помещённой на вершину кремниевого цилиндра. Экспериментально показано, что изменение температуры нагрева может достигать 100 °С при фиксированной интенсивности падающего излучения 5 МВт/см². Предложенный подход основан на контролируемом окислении TiON. Данный эффект позволил гибким образом настраивать диэлектрическую проницаемость материала плазмонной наноструктуры. Таким способом можно управлять сечением поглощения и, как следствие, температурой фотонагрева.

Ключевые слова: термофотоника, плазмоника, настраиваемые материалы, оксинитрид титана, фотонагрев, окисление.

DOI: 10.15372/AUT20230112

Введение. Развитие передовых оптических технологий неразрывно связано с разработкой новых материалов. Использование новых сред в составе активных элементов устройств подразумевает достижение одной или нескольких целей: увеличение эффективности, реализация новых функциональных возможностей, улучшение характеристик в плане технологической выполнимости и экономической целесообразности. Плазмонные среды являются ключевым элементом в нанофотонике, так как позволяют сильно локализовать свет и увеличить эффективность различных оптических процессов [1]. Данные эффекты наблюдаются благодаря возбуждению плазмонного резонанса.

На протяжении долгого времени основными материалами, которые использовались в плазмонике, являлись благородные металлы. Наноструктуры на основе этих материалов обладают высокодобротным плазмонным резонансом в видимой области спектра. Однако благородные металлы не удовлетворяют ряду принципиальных критериев, что препятствует их полномасштабному практическому использованию [2]. В частности, медь и серебро являются химически нестабильными. Свойственное им формирование фаз оксида и сульфида на поверхности приводит к ухудшению плазмонных свойств металла, а именно к росту мнимой части диэлектрической проницаемости. Другим недостатком является низкая температура плавления (<1000 °С). При воздействии достаточно интенсивными световыми полями плазмонные структуры из благородных металлов могут разогреваться до нескольких сотен градусов и терять свою форму [3]. Низкая тепловая стабильность препятствует реализации плазмонных устройств, работающих в таких областях, для которых свойственны высокие температуры и/или интенсивности, например солнечная термофотовольтаика [4], термоассистируемая магнитная запись [5], фототермическая терапия [6] и др.

В последние годы наблюдается большой интерес к альтернативным плазмонным материалам [2, 3, 7, 8]. Рассматриваются такие среды, как нитриды и карбиды переходных металлов, сильно допированные полупроводники, прозрачные проводящие оксиды, двумерные материалы. Их использование позволяет снять одно или несколько ограничений, наложенных свойствами благородных металлов. Среди широкого разнообразия альтернатив большой интерес представляет нитрид титана (TiN), который принадлежит к классу нитридов металлов переходной группы и обладает схожими с золотом оптическими свойствами, но при этом является тугоплавким, химически инертным, механически прочным и КМОП-совместимым.

Ключевое преимущество нитридов переходных металлов (TiN, ZrN, HfN, ...) заключается в том, что их оптические свойства можно настраивать на этапе синтеза [7, 8]. Также к настраиваемым плазмонным средам относятся, например, проводящие оксиды металлов (Al:ZnO, Ga:ZnO, ITO, ...) и трёхкомпонентная керамика ($Ti_xRe_{1-x}N$, $Zr_xY_{1-x}N$, $Ti_xTa_{1-x}N$, ...) [9]. Преимущества подобных материалов можно продемонстрировать на примере локализованного плазмонного резонанса.

Условие возбуждения дипольной плазмонной моды в субволновой сфере имеет следующий вид [10]:

$$\operatorname{Re}[\varepsilon_m(\lambda)] = -2 \operatorname{Re}[\varepsilon_d(\lambda)], \quad (1)$$

где λ — длина волны света, ε_m и ε_d — диэлектрическая проницаемость металла и диэлектрика соответственно. Далее для простоты предполагается, что $\Im[\varepsilon_d] = 0$ (отсутствие поглощения в диэлектрике). На рис. 1 показана действительная часть диэлектрической функции для стандартных (Au) и альтернативных (TiN and TiON) плазмонных материалов, а также для условного диэлектрика. Согласно (1) дипольная плазмонная мода резонансно возбуждается на тех длинах волн, при которых пересекаются кривые $\operatorname{Re}[\varepsilon_m(\lambda)]$ и $-2\varepsilon_d(\lambda)$. В случае стандартных материалов это условие выполняется на одной длине волны, что показано на рис. 1 на примере золота. Важной задачей является настройка длины волны плазмонного резонанса. Один из способов заключается в изменении геометрии плазмонной структуры. Если же геометрия зафиксирована, то для управления спектральным положением плазмонного резонанса необходимо изменять диэлектрическую функцию материала. Однако изменение оптических констант традиционных материалов сильно ограничено.

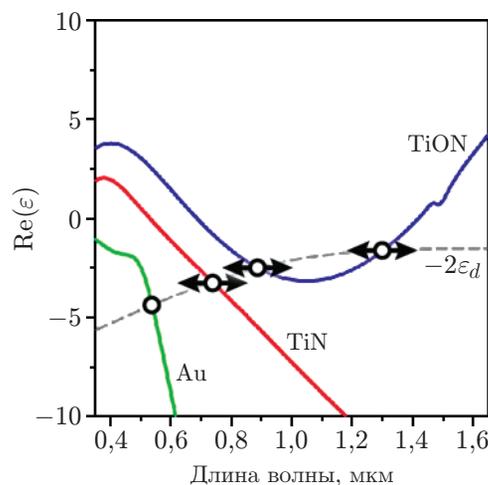


Рис. 1. Диэлектрическая функция, измеренная для золота, нитрида титана и оксинитрида титана. Штриховая кривая обозначает диэлектрическую функцию (с обратным знаком) некоторого диэлектрика

Новые возможности в управлении длиной волны плазмонного резонанса появились благодаря разработке настраиваемых плазмонных материалов [7, 11, 12], например TiN. Варьируя параметры синтеза, можно изменять стехиометрию TiN_x . При этом изменяется концентрация свободных носителей заряда в металле и, как следствие, диэлектрическая функция. Это позволяет управлять значением длины волны плазмонного резонанса в широком диапазоне спектра, включая видимый и ближний инфракрасный. Тем не менее, как следует из рис. 1, дипольную плазмонную моду в субволновой сфере возможно резонансно возбудить только на одной длине волны. Причиной этого является монотонное поведение диэлектрической функции плазмонной среды. Такой же вывод можно распространить на случай других плазмонных мод.

Следующим этапом развития стало создание материалов, с помощью которых возможно возбуждение одной и той же плазмонной моды на двух различных длинах волн [8, 13]. Как видно из рис. 1, диэлектрическая функция оксинитрида титана (TiON) демонстрирует немонотонную зависимость в видимой и ближней ИК-области. Подобные среды получили название 2ENZ (double-epsilon-near-zero), так как действительная часть диэлектрической проницаемости приобретает нулевое значение при двух длинах волн. Благодаря свойствам 2ENZ становится возможным выполнить условия резонансного возбуждения плазмонной моды при двух различных частотах. Данный факт находится в полной противоположности со случаем использования традиционных плазмонных материалов, которые имеют монотонную дисперсию $\text{Re}[\epsilon]$. Мультирезонансные плазмонные структуры востребованы в таких практических приложениях, где требуется усиление одновременно на нескольких длинах волн. Примерами являются ап-конверсия, нелинейное преобразование частот, частотное мультиплексирование, широкополосное поглощение и др. В частности, тонкие плёнки TiON были использованы для создания широкополосной дальнеполевой суперлинзы [14]. Необычное поведение диэлектрической функции TiON было объяснено формированием металлдиэлектрического нанокompозита (металлические включения TiN_x в диэлектрической матрице TiO_x) в процессе магнетронного напыления [15]. 2ENZ-поведение было обнаружено и в других материалах, например в оксинитриде циркония (ZrON) [16], оксинитриде ниобия (NbON) [17] и оксинитриде титана кремния (TiSiON) [18].

Важно подчеркнуть, что настройка оптических свойств осуществляется на этапе синтеза. Для достижения желаемого поведения диэлектрической функции требуется приготовление серии образцов при различных параметрах синтеза (температуре подложки, давлении, скорости нанесения, соотношении рабочих и реактивных газов и др.). Таким образом, возможность тонкой настройки оптических свойств плазмонных материалов является сильно ограниченной. На сегодняшний день существует растущая необходимость в плазмонных материалах, свойства которых можно настраивать на этапе постобработки.

Цель данного исследования — разработка способа контролируемого управления диэлектрической проницаемостью плазмонных сред, благодаря которому станет возможным реализовать управляемый фотонагрев плазмонных наноструктур, освещаемых непрерывным лазерным излучением с фиксированной интенсивностью.

Результаты и обсуждение. Разработанный наноразмерный источник тепла представляет собой плазмонную TiN наноструктуру, помещённую на вершину Si нанопилы (рис. 2, *a*). Наноструктура TiN играет роль оптической антенны, которая усиленным образом поглощает падающее излучение и преобразует его в тепло. Фототермическое преобразование представляет собой многоступенчатый процесс, в котором можно выделить следующие ключевые этапы. В металлах свет поглощается преимущественно электронами в зоне проводимости, которые затем термализуются благодаря электрон-фононному взаимодействию [19]. В результате происходит разогрев плазмонной структуры. Далее возникает теплообмен с окружающей средой через механизмы теплопроводности, теплового излучения и конвекции (рис. 2, *b*). Эффективность в случае последних двух наночастиц

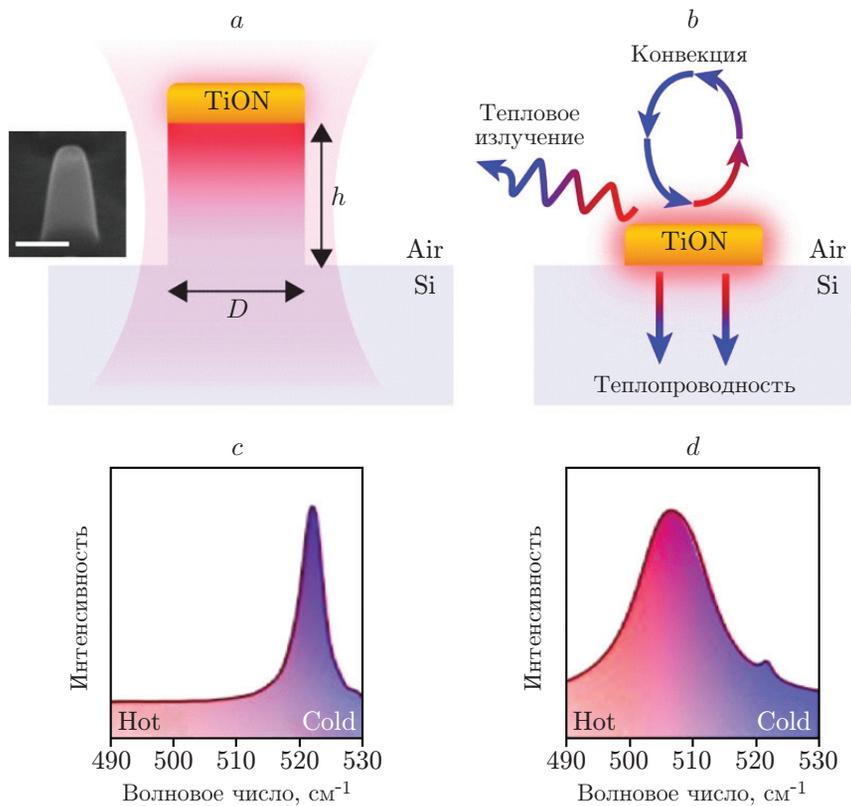


Рис. 2. Оптический нагрев плазмонных наноструктур: *a* — схематическое изображение исследуемой наноструктуры высотой h и диаметром D (масштаб изображения на вставке 400 нм); *b* — механизмы оттока тепла от разогретой наноструктуры; спектры КР, зарегистрированные в исследуемых наноструктурах с $h = 0$ нм (*c*) и $h = 700$ нм (*d*) ($D = 200$ нм)

является малой по сравнению с эффективностью теплопроводности [19, 20]. В конечном счёте при непрерывном лазерном освещении устанавливается некоторая равновесная температура.

В последние годы большое внимание уделялось развитию механизмов увеличения эффективности поглощения. Усиление поглощения может быть достигнуто путём возбуждения резонансных мод в рассматриваемой наноструктуре. Благодаря этому происходит существенное усиление ближних оптических полей. Значительный прогресс в этой области был достигнут с использованием плазмонных резонансов в металлических наночастицах [10], Ми-резонансов в диэлектрических и полупроводниковых структурах [21] и ENZ-резонансов [22]. Следует отметить, что каждый из перечисленных подходов имеет свои преимущества и недостатки.

Дополнительно увеличить эффективность фототермического преобразования можно путём уменьшения скорости оттока тепла. Для этих целей наноструктура TiON помещена на вершину Si-цилиндра. Для измерения температуры термоплазмонного нагрева в работе используется метод рамановской термометрии [23], а именно анализ сдвига линии Si 521 cm^{-1} . Все оптические измерения проводились с помощью многофункциональной установки NTEGRA Spectra (компания NT-MDT), представляющей конфокальный спектрометр комбинационного рассеяния (КР), совмещённый со сканирующим зондовым микроскопом. Параметры эксперимента были те же, что и в работе [24] (диаметр 200 нм, интенсивность падающего излучения 5 МВт/см², длина волны 633 нм). На рис. 2 показаны

спектры КР, зарегистрированные в исследуемой наноструктуре для двух случаев: высота цилиндра $h = 0$ нм (рис. 2, *c*) и высота цилиндра $h = 700$ нм (рис. 2, *d*). Для регистрации спектров в одиночной наноструктуре предварительно снималась карта КР путём растрового сканирования образца и регистрации КР спектров в каждой точке. Это позволило получить изображение исследуемой наноструктуры и далее совместить его с осью лазерного пучка. Шаг сканирования составлял 50 нм, поэтому точность позиционирования была 50 нм. Рассматриваемые в работе наноструктуры были изготовлены путём ионно-лучевой литографии тонких плёнок TiON (толщина 50 нм). Травлению подвергалась как сама плёнка, так и кремниевая подложка. Для этого использовался сканирующий электронный микроскоп с ионно-лучевой приставкой Quanta 3D FEG (компания FEI). Электронное изображение структуры высотой $h = 700$ нм показано на рис. 2, *a* (вставка). Изображение получено под углом наклона образца 52 град. Высота наноструктур была измерена с помощью атомно-силового микроскопа NTEGRA Spectra. Плёнки TiON были синтезированы методом реактивного магнетронного напыления на Si-подложку. Процедура напыления была схожа с описанной в [11]. Из рис. 2, *c* видно, что в случае $h = 0$ нм в спектре присутствует несмещённая линия 521 см^{-1} . Это говорит о том, что при используемых интенсивностях нагрев пренебрежимо мал. При увеличении h в спектре возникают две линии (рис. 2, *d*). Смещённая линия отвечает разогретому кремнию. Сдвиг составил 12 см^{-1} , что свидетельствует о температуре нагрева $>600\text{ }^\circ\text{C}$. Важно отметить, что в рассматриваемой геометрии кремний разогревается неравномерно (см. рис. 1, *a*). По этой причине сдвинутая линия КР состоит из континуума элементарных контуров, каждый из которых отвечает разной температуре нагрева. Следовательно, можно судить только о некой средней температуре нагрева рассматриваемой наноструктуры. Повышение эффективности фототермического преобразования при увеличении высоты Si-цилиндра обусловлено пространственным ограничением теплоотвода. В случае отсутствия Si-цилиндра тепловой поток от плазмонной антенны может быть направлен в любую сторону в пределах нижнего полупространства. При добавлении Si-цилиндра скорость теплоотвода снижается, так как тепло может распространяться только в одном направлении.

Управление температурой нагрева достаточно просто осуществить путём изменения интенсивности света. Однако задача настройки температуры фотонагрева в случае, когда интенсивность возбуждающего излучения фиксирована, до сих пор остаётся трудновыполнимой. Один из способов заключается в изменении геометрии плазмонной наноструктуры, в результате которого меняется фактор усиления поля из-за сдвига частоты плазмонного резонанса. Альтернативный подход — замена материала подложки с другим коэффициентом температуропроводности. Однако в обоих этих случаях непрерывная настройка температуры фотонагрева не представляется возможной. Это связано с необходимостью дополнительной фабрикации.

Использование TiON в качестве плазмонного материала позволило настраивать температуру фотонагрева в режиме реального времени. Разработанный подход основан на контролируемом термоиндуцированном окислении TiN, при котором происходит формирование TiON. Несмотря на то что TiN является тугоплавким материалом с температурой плавления $2930\text{ }^\circ\text{C}$, его оптические свойства начинают модифицироваться при гораздо более низкой температуре ($1400\text{ }^\circ\text{C}$) даже в условиях сверхвысокого вакуума ($2 \cdot 10^{-6}$ мбар) [25]. Вообще говоря, изготовление TiON является нетривиальной задачей, так как окисление TiN быстро приводит к формированию диэлектрической фазы: оксида титана TiO_x вместо TiO_xN_y [26].

На рис. 3, *a* показаны графики действительной части диэлектрической функции плёнки TiON при различных временах температурного отжига. Нагрев осуществлялся с помощью нагревательного столика, при этом образец находился в воздушной атмосфере. Температура нагрева составляла $350\text{ }^\circ\text{C}$. Диэлектрическая функция была измерена ме-

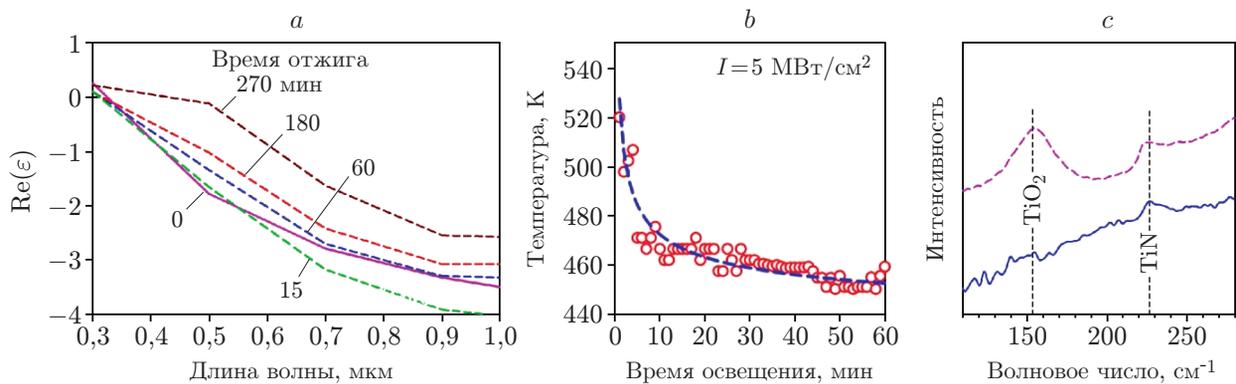


Рис. 3. Управление температурой фотонагрева путём изменения диэлектрической проницаемости TiON при термоиндуцированном окислении: *a* — диэлектрическая функция плёнки TiON, измеренная при различных временах температурного отжига; *b* — зависимость температуры фотонагрева исследуемой наноструктуры от времени оптического отжига (кружки — экспериментальные данные, штриховая кривая — результат аппроксимации степенной функцией); *c* — спектры КР, зарегистрированные в наноструктуре до (сплошная кривая) и после (штриховая кривая) нагрева

тодом спектральной эллипсометрии. Для этого использовался сканирующий эллипсометр VASE (J.A. Woolam Co.) с нагревательным столиком (Linkam Scientific model TS600). Отметим, что спектральная эллипсометрия была выполнена для сплошных плёнок TiON, а не наноструктур. Процедура определения диэлектрической функции по данным эллипсометрии была аналогична описанной в [27]. Как видно из рис. 3, *a*, при температуре 350 °C происходит плавное изменение диэлектрической проницаемости TiON.

Как было установлено, при освещении разработанной наноструктуры непрерывным лазерным излучением интенсивностью 5 МВт/см² может происходить достаточно сильный нагрев (>500 °C). Благодаря этому становится возможным запустить реакцию окисления TiON. На рис. 3, *b* показана зависимость температуры исследуемой наноструктуры от времени воздействия лазерным излучением. Интенсивность излучения составляла 5 МВт/см², длина волны 633 нм, высота кремниевого цилиндра ≈400 нм. Из рис. 3, *b* видно, что температура нагрева изменилась на ≈100 °C за 60 мин. Важно отметить, что время, отсчитываемое от момента включения лазера до установления стационарного режима притока и оттока тепла, составляет порядка 10–100 нс [28]. Поэтому наблюдаемую кинетику нельзя объяснить установлением теплового равновесия. Уменьшение температуры связано со сдвигом частоты плазмонного резонанса и уменьшением добротности. В свою очередь это обусловлено изменением диэлектрической проницаемости TiON вследствие окисления. Окисление TiN при нагреве подтверждается появлением линии оксида титана в спектре КР (рис. 3, *c*). Более высокие скорости настройки температуры фотонагрева можно ожидать в образцах с большей высотой кремниевого цилиндра либо при использовании более высокоинтенсивных полей для термооптического отжига. Температура ≈200 °C является пороговой, ниже которой TiN остаётся химически стабильным (см. рис. 3, *b*).

Заключение. Таким образом, в представленном исследовании был разработан метод, позволяющий управлять температурой нагрева плазмонных наноструктур при фиксированной интенсивности падающего излучения. В основе метода лежит использование альтернативного плазмонного материала — оксинитрида титана, диэлектрическая проницаемость которого может быть настроена на этапе постобработки. Это достигается благодаря термоиндуцированному окислению TiON. Показано, что настройка температуры фотонагрева наноструктур может быть выполнена в режиме реального времени.

Для этого необходимо провести процедуру термоплазмонного отжига путём освещения TiON наноструктуры сфокусированным лазерным светом. Благодаря пространственному ограничению теплоотода в Si-цилиндре увеличивается эффективность термооптического преобразования и тем самым снижается значение требуемой для отжига интенсивности. Установлено, что пороговая температура, выше которой начинается процесс окисления, составляет ≈ 200 °С. Следовательно, диапазон рабочих температур для устройств на основе TiON наноструктур ограничивается значением 200 °С. Результаты, полученные в ходе данного исследования, могут быть использованы для разработки термоплазмонных сенсоров локальных фазовых переходов [24], сверхбыстрого оптического термоциклирования [29], фотокатализа [30], спектроскопии полупроводниковых наноструктур [31, 32], записи неоднородных профилей температуры в биоинтерфейсах для нейромодуляции [33] и др.

Финансирование. Работа (синтез образцов, регистрация и обработка данных эллипсометрии) выполнена за счёт средств Программы стратегического академического лидерства Казанского (Приволжского) федерального университета (ПРИОРИТЕТ-2030). Регистрация и анализ спектров комбинационного рассеяния света выполнены за счёт средств субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (FZSM-2022-0021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Novotny L., Hecht B.** Principles of Nano-optics. С.: Cambridge University Press, 2006. 539 p.
2. **Naik G. V., Shalaev V. M., Boltasseva A.** Alternative plasmonic materials: Beyond gold and silver // *Adv. Mater.* 2013. **25**, Iss. 24. P. 3264–3294.
3. **Patsalas P., Kalfagiannis N., Kassavetis S. et al.** Conductive nitrides: Growth principles, optical and electronic properties, and their perspectives in photonics and plasmonics // *Mater. Sci. Eng. R.* 2018. **123**. P. 1–55.
4. **Zhiguang Z., Enas S., Yubo S. et al.** Solar thermophotovoltaics: Reshaping the solar spectrum // *Nanophotonics.* 2016. **5**, Iss. 1. P. 1–21.
5. **Challener W. A., Peng C., Itagi A. V. et al.** Heat-assisted magnetic recording by a near-field transducer with efficient optical energy transfer // *Nat. Photonics.* 2009. **3**, Iss. 4. P. 220–224.
6. **O’Neal D. P., Hirsch L. R., Halas N. J. et al.** Photo-thermal tumor ablation in mice using near infrared-absorbing nanoparticles // *Cancer Lett.* 2004. **209**, Iss. 2. P. 171–176.
7. **Naik G. V., Kim J., Boltasseva A.** Oxides and nitrides as alternative plasmonic materials in the optical range // *Opt. Mater. Express.* 2011. **1**, Iss. 6. P. 1090–1099.
8. **Kharitonov A. V., Kharintsev S. S.** Tunable optical materials for multi-resonant plasmonics: from TiN to TiON // *Opt. Mater. Express.* 2020. **10**, Iss. 2. P. 513–531.
9. **Metaxa C., Kassavetis S., Pierson J. F. et al.** Infrared plasmonics with conductive ternary nitrides // *ACS Appl. Mater. Interfaces.* 2017. **9**, Iss. 12. P. 10825–10834
10. **Maier S. A.** Plasmonics: Fundamentals and Applications. N. Y.: Wiley, 2007. 223 p.
11. **Kharitonov A. V., Yanilkin I. V., Gumarov A. I. et al.** Synthesis and characterization of titanium nitride thin films for enhancement and localization of optical fields // *Thin Solid Films.* 2018. **653**. P. 200–203.
12. **Naik G. V., Schroeder J. L., Ni X. J. et al.** Titanium nitride as a plasmonic material for visible and near-infrared wavelengths // *Opt. Mater. Express.* 2012. **2**, Iss. 4. P. 478–489.
13. **Braic L., Vasilantonakis N., Mihai A. et al.** Titanium oxynitride thin films with tunable double epsilon-near-zero behavior for nanophotonic applications // *ACS Appl. Mater. Interfaces.* 2017. **9**, Iss. 35. P. 29857–29862.
14. **Kharintsev S. S., Kharitonov A. V., Gazizov A. R. et al.** Disordered nonlinear metalens for Raman spectral nanoimaging // *ACS Appl. Mater. Interfaces.* 2020. **12**, Iss. 3. P. 3862–3872.

15. **Kharintsev S. S., Kharitonov A. V., Alekseev A. M. et al.** Superresolution stimulated Raman scattering microscopy using 2-ENZ nano-composites // *Nanoscale*. 2019. **11**, Iss. 16. P. 7710–7719.
16. **Guo Q., Wang T., Ren Y. et al.** Plasmonic properties of nonstoichiometric zirconium nitride, oxynitride thin films, and their bilayer structures // *Phys. Rev. Materials*. 2021. **5**, Iss. 6. 065201.
17. **Bower R., Wells M. P., Johnson F. et al.** Tunable double epsilon-near-zero behavior in niobium oxynitride thin films // *Appl. Surf. Sci.* 2021. **569**. 150912.
18. **Britton W. A., Chen Y., Dal Negro L.** Double-plasmon broadband response of engineered titanium silicon oxynitride // *Opt. Mater. Express*. 2019. **9**, Iss. 2. P. 878–891.
19. **Zograf G. P., Petrov M. I., Makarov S. V.** All-dielectric thermonanophotonics // *Adv. Opt. Photonics*. 2021. **13**, Iss. 3. P. 643–702.
20. **Baffou G., Quidant R.** Thermo-plasmonics: Using metallic nanostructures as nano-sources of heat // *Laser Photon. Rev.* 2013. **7**, Iss. 2. P. 171–187.
21. **Kuznetsov A. I., Miroshnichenko A. E., Brongersma M. L., et al.** Optically resonant dielectric nanostructures // *Science*. 2016. **354**, Iss. 6. 314. aag2472.
22. **Liberal I., Engheta N.** Near-zero refractive index photonics // *Nat. Photon.* 2017. **11**, Iss. 3. P. 149–158.
23. **Balkanski M., Wallis R. F., Haro E.** Anharmonic effects in light-scattering due to optical phonons in silicon // *Phys. Rev. B*. 1983. **28**, Iss. 4. P. 1928–1934.
24. **Kharintsev S. S., Chernykh E. A., Shelaev A. V. et al.** Nanoscale sensing vitrification of 3D confined glassy polymers through refractory thermoplasmonics // *ACS Photon.* 2021. **8**, Iss. 5. P. 1477–1488.
25. **Krekeler T., Rout S. S., Krishnamurthy G. V. et al.** Unprecedented thermal stability of plasmonic titanium nitride films up to 1400 °C // *Adv. Opt. Mater.* 2021. **9**, Iss. 16. 2100323.
26. **Graciani J., Sanz J. F.** Interaction of oxygen with TiN(001): N↔O exchange and oxidation process // *Journ. Chem. Phys.* 2007. **126**, Iss. 24. 244713.
27. **Reddy H., Guller U., Chaudhuri K. et al.** Temperature-dependent optical properties of single crystalline and polycrystalline silver thin films // *ACS Photon.* 2017. **4**, Iss. 5. P. 1083–1091.
28. **Baffou G., Quidant R., de Abajo F. J. G.** Nanoscale control of optical heating in complex plasmonic systems // *ACS Nano*. 2010. **4**, Iss. 2. P. 709–716.
29. **Son J. H., Cho B., Hong S. et al.** Ultrafast photonic PCR // *Light. Sci. Appl.* 2015. **4**, Iss. 7. e280.
30. **Naldoni A., Kudyshev Z. A., Mascaretti L. et al.** Hot electron and thermal effects in plasmonic photocatalysis // *Journ. Appl. Phys.* 2020. **128**, Iss. 4. 041101.
31. **Милёхин А. Г., Дуда Т. А., Родякина Е. Е. и др.** Плазмон-усиленная колебательная спектроскопия полупроводниковых нанокристаллов // *Автометрия*. 2020. **56**, № 5. С. 64–71. DOI: 10.15372/AUT20200508.
32. **Аникин К. В., Милёхин А. Г., Rahaman M. и др.** Плазмон-усиленная ближнеполюсная оптическая спектроскопия многокомпонентных полупроводниковых наноструктур // *Автометрия*. 2019. **55**, № 5. С. 78–85. DOI: 10.15372/AUT20190511.
33. **Kang H., Lee G. H., Jung H. et al.** Inkjet-printed biofunctional thermo-plasmonic interfaces for patterned neuromodulation // *ACS Nano*. 2018. **12**, Iss. 2. P. 1128–1138.

Поступила в редакцию 31.10.2022

После доработки 07.12.2022

Принята к публикации 09.12.2022