

УДК 535.211:536.331

УПРАВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИМ НАГРЕВОМ КРЕМНИЕВОГО ЗОНДА С ПОМОЩЬЮ БЛИЖНЕПОЛЕВОГО ТРАНСПОРТА ЭНЕРГИИ ЛОКАЛИЗОВАННЫМИ ПОВЕРХНОСТНЫМИ ПЛАЗМОНАМИ

© 2023 г. Э. А. Избасарова^{1, *}, А. Р. Газизов^{1, 2}, С. С. Харинцев^{1, 2}

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования “Казанский (Приволжский) федеральный университет”, Институт физики, Казань, Россия

²Государственное научное бюджетное учреждение “Академия наук Республики Татарстан”, Казань, Россия

*E-mail: Izbasarova.E.A@mail.ru

Поступила в редакцию 24.07.2023 г.

После доработки 14.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Оптический нагрев в твердых телах фундаментально связан с рассеянием энергии при поглощении, тем не менее поглощение света может быть усилено за счет возбуждения оптических резонансов (плазмонных, Ми, Фано и т.д.). Изучено усиление поглощения света в наноструктурированном кремнии с помощью возбуждения оптического ближнего поля в зазоре между острием кремниевого зонда и золотой пленкой.

DOI: 10.31857/S0367676523703088, EDN: QJYIVI

ВВЕДЕНИЕ

Термофотоника в настоящее время является быстро развивающейся областью фотоники, которая занимается изучением взаимных превращений тепла и света в наноразмерных структурах. Термофотоника имеет множество применений, включая фототермическую терапию рака [1], детектирование локальных фазовых переходов [2], термо-ассистируемую магнитную запись информации [3], биомедицину [4] и аналоговые вычисления [5]. Создание оптического нагрева в нанобъектах и управление транспортом тепловой энергии между ними является одной из ключевых задач современной термонанопотоники. В качестве решений данной проблемы могут служить структурирование поверхности [6], создание фоточувствительных гетероструктур [7], использование металлических нанопленок [8] и т.д. Особенно важно при этом уметь гибким образом передавать тепловую энергию от нагревателя к интересующему нанобъекту. Такому требованию удовлетворяет зонд сканирующего микроскопа, который можно перемещать по поверхности образца с большой точностью позиционирования. Вследствие воздействия лазерным излучением на наноразмерное острие зонда, происходит поглощение света, что в свою очередь приводит к нагреву. Данный тепловой эффект наблюдается во многих техниках сканирующей микроскопии, например таких как: ближнеполевая сканирующая оптиче-

ская микроскопия (СБОМ) [9], микроскопия гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) [10], сканирующая туннельная микроскопия с лазерной поддержкой (СТМ)/атомно-силовая микроскопия (АСМ) [11, 12]. С появлением СБОМ методы оптической микроскопии были расширены за рамки дифракционного предела. Благодаря этому нагрев СБОМ зонда позволил создавать объекты на поверхности золота размером 10–50 нм [13]. Впервые, используя лазерный нагрев вершины АСМ кантилевера для записи информации на магнитном носителе, Хаманн с коллегами создали отверстия длиной менее 40 нм в магнитном материале, что соответствует плотности данных 62 Гбит · см⁻² [14].

Поэтому целью данной работы была реализация управляемого нагрева кремниевого кантилевера, используемого в атомно-силовой микроскопии, а также исследование его нагрева при различных покрытиях его поверхности и подложки. При выборе материала зонда мы руководствовались его высокой температурой плавления и малой теплопроводностью, чтобы ограничить теплоотвод и уменьшить рассеяние тепловой энергии по объему кантилевера.

Однако при проведении эксперимента с оптическим зондом очень важно контролировать температуру нагрева, так как даже при небольшом изменении температуры могут измениться характеристики образца, что имеет особое значение при исследовании полимерных и биологических

материалов. При измерении температуры нагрева, благодаря возможности изучения органических и неорганических веществ в любых агрегатных состояниях без разрушения объекта, используется спектроскопия комбинационного рассеяния (КР) [12]. В спектрах КР при повышении температуры линии становятся шире, а их максимум смещается [15]. Эти характеристики используются для определения локальной температуры. Соотношение интенсивностей линий стоксова и антистоксова рассеяния также можно использовать для измерения температуры, но этот метод имеет свои ограничения [16]. За последние 50 лет была тщательно изучена зависимость сдвига линии КР от температуры для различных кремниевых образцов, таких как: объемный материал, нанопроволоки и наночастицы [17–19]. Балканский и его коллеги разработали теоретическую модель, которая позволяет рассчитать изменение частоты КР в зависимости от температуры, измеряемой в диапазоне от 5 до 1400 К с использованием трех- и четырехфононных процессов [20]. В нашем эксперименте использовались зонды из кремния, которые дают узкую линию КР, поэтому для измерения температуры был выбран метод сдвига линии КР. Данная работа показывает возможность увеличения диапазона температур нагрева зонда АСМ с помощью покрытия поверхности зонда и образца плазмонными материалами.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Для проведения измерений используется атомно-силовой микроскоп, совмещенный со спектрометром КР (TERS) NTEGRA SPECTRA, который оснащен кремниевым кантилевером, колеблющимся в полуконтактном режиме над подложкой. Спектральное разрешение составляет 1 см^{-1} (решетка 1800 шт./мм). Вершина зонда освещается сфокусированным линейно поляризованным непрерывным лазером с длиной волны 633 нм (рис. 1а и 1б). Лазерный луч фокусируется с помощью 100-кратного объектива микроскопа ($NA = 0.7$). Мощность падающего излучения регулируется с помощью встроенного аттенюатора. Мы регистрируем комбинационное рассеяние кристаллического кремния при 521 см^{-1} и отслеживаем изменения интенсивности линии, спектрального сдвига и ширины.

В экспериментах использовался монокристаллический кремниевый кантилевер производства ScanSens GmbH. Толщина основания кантилевера составляет 5 мкм, ширина – 50 мкм, длина – 140 мкм. Радиус кривизны зонда составлял 10 нм. Для обеспечения согласованности данных все измерения проводились на одном и том же кантилевере. В качестве подложки использовалось стекло без покрытия и стекло с напылением тонкой пленки золота. В работе использовались подлож-

ки PELCO® Gold Coated Glass Coverslips (TED PELLA, Inc., США) с золотым покрытием толщиной 50 нм и со вспомогательным 5-нанометровым адгезионным слоем хрома между покровным стеклом и золотым покрытием.

На рис. 1в показана эволюция спектров комбинационного рассеяния света, вызванная изменением интенсивности падающего лазерного излучения при расположении зонда над поверхностью стеклянной подложки. При увеличении интенсивности лазерного излучения наблюдается небольшое смещение линии в сторону меньших волновых чисел колебания, что свидетельствует о нагреве. При интенсивности накачки $5 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$ линия смещается на 1.5 см^{-1} . Это соответствует повышению температуры на $\Delta T \sim 70 \text{ К}$ по сравнению с температурой окружающей среды [20].

Когда зонд АСМ был подведен к золотой пленке толщиной 50 нм наблюдалась совершенно иная картина (рис. 1б): при интенсивности света выше $3.5 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$ спектр распался на две отдельные компоненты, соответствующие вкладу горячей вершины при волновых числах ниже 500 см^{-1} и холодного основания при 521 см^{-1} , которые оба попадали в объем детектирования объектива (вставка на рис. 1з). При таких интенсивностях лазера наблюдался сдвиг линии на 32 см^{-1} , что указывает на повышение температуры острия зонда на $\Delta T \sim 1200 \text{ К}$ (рис. 1з). Температура вблизи вершины превышает температуру плавления кремния (1683 К), что приводит к ее деструкции, и подтверждается изображением, полученным после эксперимента с помощью сканирующей электронной микроскопии (рис. 1е).

Изменение структуры кремниевого зонда также подтверждается измерением зависимости сдвига фазы от интенсивности накачки (рис. 2). Касаясь поверхности образца, кантилевер испытывает ряд сил, что приводит к изменению частоты и фазы колебаний. При изменении интенсивности падающего излучения сдвиг фаз начинает меняться и при достижении интенсивности накачки $3.5 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$ претерпевает резкий скачок. Этот скачок может быть вызван изменением физико-химических свойств зонда, что приводит к изменению структуры материала и его оптических свойств. После выключения лазера сдвиг фаз выходит на плато, однако конечное значение отличается от начального, что позволяет сделать вывод о необратимости данного процесса.

Также объектом исследования были кремниевые зонды, на которые нанесен слой проводящего материала – нитрид титана TiN – различной толщины. Кремниевый зонд, покрытый слоем нитрида титана, является электропроводящим, вследствие чего может использоваться в сканирующей туннельной микроскопии. Были проведены два эксперимента по нагреву оптических зондов из

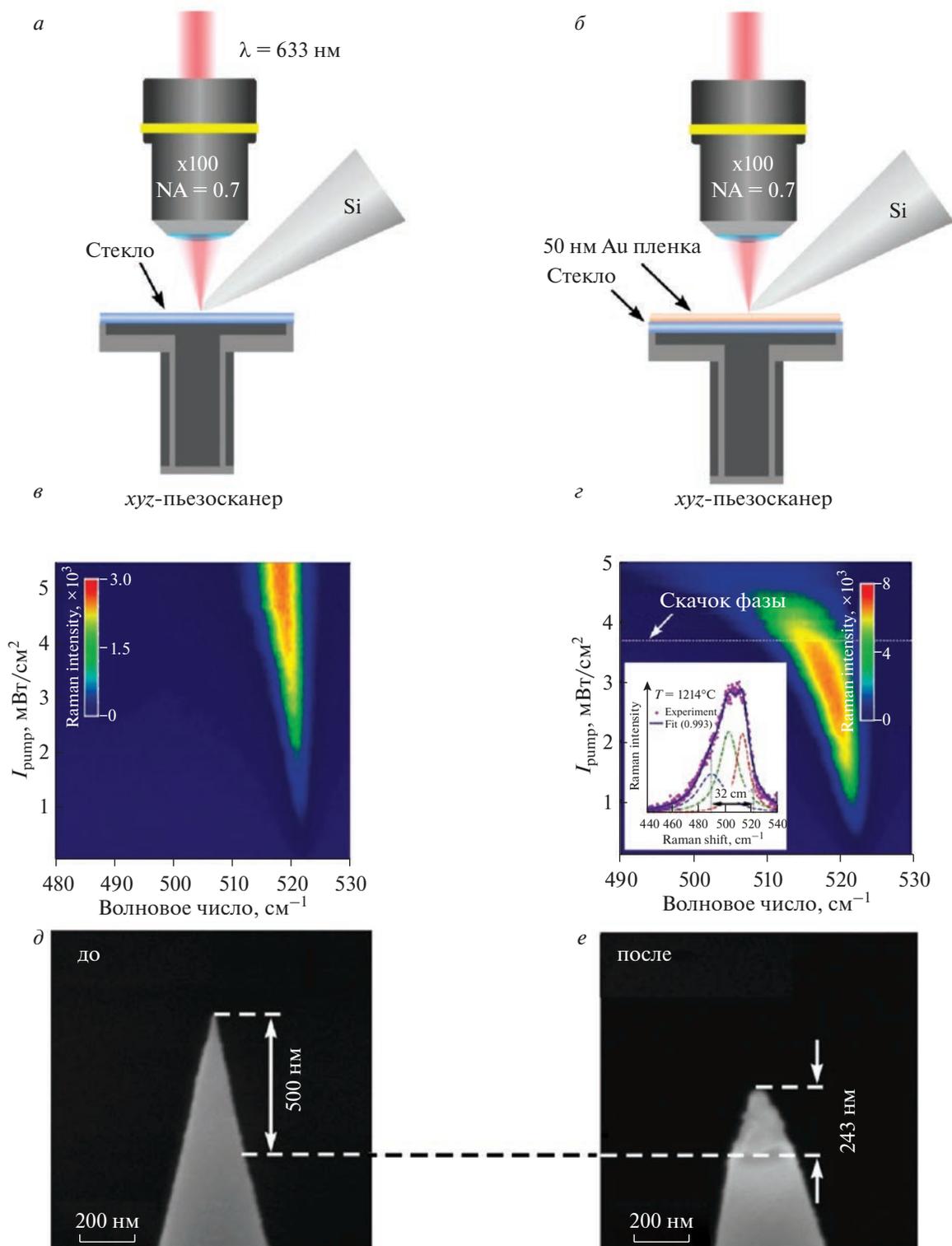
Незначительный нагрев при $I_0 = 5 \text{ мВт/см}^2$ Сильный нагрев при $I_0 = 5 \text{ мВт/см}^2$ 

Рис. 1. Экспериментальная конфигурация, когда кремниевый АСМ-кантилевер подведен к стеклу (а) и золотой пленке толщиной 50 нм (б). Рисунки (в) и (е) содержат спектры комбинационного рассеяния света в зависимости от интенсивности лазерного излучения соответственно для конфигураций (а) и (б). Вставка указывает на спектр комбинационного рассеяния света вдоль пунктирной прямой линии. (д, е) СЭМ-изображения вершины АСМ-кантилевера до и после освещения лазерным излучением для конфигурации (б).

кремния с покрытием из TiN вблизи золотой пленки толщиной 50 нм. В первом эксперименте толщина слоя нитрида титана составляла 70 нм, а во втором – 140 нм (рис. 4а). В экспериментах использовался монокристаллический кремниевый кантилевер с покрытием нитрида титана производства ScanSens GmbH.

Как показали результаты исследования, кремниевый зонд, покрытый TiN, также подвергается деструкции, несмотря на высокую устойчивость нитрида титана к температуре. При тонком покрытии (70 нм) разрушается как TiN, так и часть кремния (рис. 4б). После воздействия лазерным излучением на зонд с более толстым покрытием (140 нм) наблюдается возникновение периодических канавок, период которых увеличивается по мере увеличения толщины зонда (рис. 4г). Природа возникновения данных углубления на данный момент не была полностью изучена, тем не менее было высказано предположение о том, что поверхность золота и нитрида титана являются двумя отражающими плоскостями, которые образуют интерферометр Фабри–Перо.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОБСУЖДЕНИЕ

Определение фотоиндуцированного температурного поля в наноразмерных твердых телах может быть довольно сложным, поскольку существуют различные механизмы превращения световой энергии в тепловую [21]. Поглощение света может быть усилено за счет изменения электрон-фононного взаимодействия, процесса Оже [22, 23], возбуждения оптических резонансов (плазмонных, Ми, Фано и т.д.) [24]. Кроме того, наличие пространственно-ограниченных структур приводит к возбуждению ближнего поля, что может увеличить сечение поглощения на несколько порядков.

Для получения теоретических оценок температуры зонда мы проводим моделирование распределения электромагнитного поля методом FDTD и распространения тепла методом FEM с использованием программного обеспечения Ansys Lumerical 3D Electromagnetic Simulator. Поскольку в наших экспериментах используется лазер непрерывного действия, то распределение температуры образца в пределах лазерного пучка стационарно. В установившемся режиме уравнение термодиффузии сводится к [25]:

$$\nabla \cdot [\kappa(\vec{r}) \nabla T(\vec{r})] = -q(\vec{r}), \quad (1)$$

где $T(\vec{r})$ – распределение температуры в неоднородной среде, характеризующейся зависящей от положения теплопроводностью $\kappa(\vec{r})$. $q(\vec{r})$ – плотность мощности внешнего источника тепла.

Причиной выделения тепла выступает оптическое поглощение, которое пропорционально частоте излучения ω , квадрату напряженности

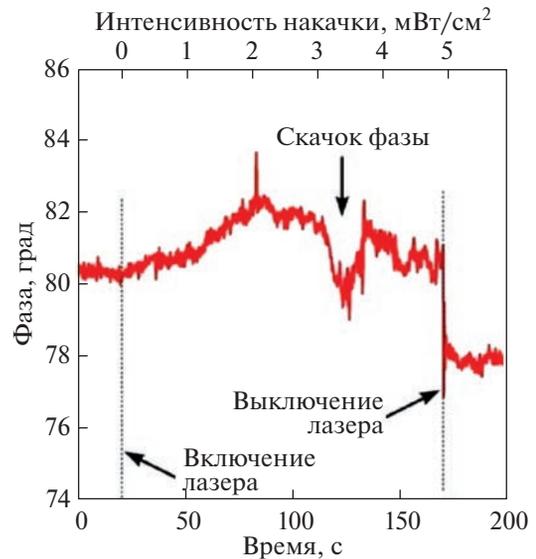


Рис. 2. Изменение сдвига фазы колебаний кремниевого зонда, находящегося над золотой подложкой, в зависимости от интенсивности накачки. Временная шкала коррелирует с интенсивностью накачки.

электрического поля E , а также мнимой части диэлектрической проницаемости ϵ [25]. Для монохроматической электромагнитной волны, частота которой равна ω , а электрическое поле зависит от времени по закону $\vec{E}(\vec{r}, t) = 2\text{Re}\{\vec{E}(\vec{r}) \exp(-i\omega t)\}$, плотность поглощенной оптической мощности вычисляется по формуле:

$$q(\vec{r}) = \frac{\omega}{2} \text{Im}(\epsilon(\vec{r}, \omega)) \epsilon_0 |\vec{E}(\vec{r})|^2. \quad (2)$$

Вначале мы численно решаем уравнения Максвелла для нахождения q , которое затем подставляем в уравнение (1), чтобы определить T .

Объектом моделирования является кремниевый зонд, форму которого можно приближенно представить как конус с вершиной конечного радиуса кривизны. Длина зонда составляет 1000 нм, угол при вершине – 25° , радиус вершины равен 10 нм. Зонд ориентирован относительно подложки так, как показано на рис. 1а. Уравнения Максвелла решаются в прямоугольной вычислительной области размерами $1300 \times 1300 \times 1000$ нм, в которой содержатся зонд и участок подложки с тонким слоем золота. В эксперименте поверхность золотой пленки не является гладкой, средняя высота неровностей по результатам АСМ составляет $h_0 = 1.7 \pm 0.6$ нм. Это было учтено при моделировании в виде полусфер радиусами 1.7 нм на поверхности золотого слоя. В области вершины зонда и ближайшей к нему золотой полусферы была использована расчетная сетка с размером ячейки 0.2 нм, для остальной части конструкции была применена расчетная сетка с большим раз-

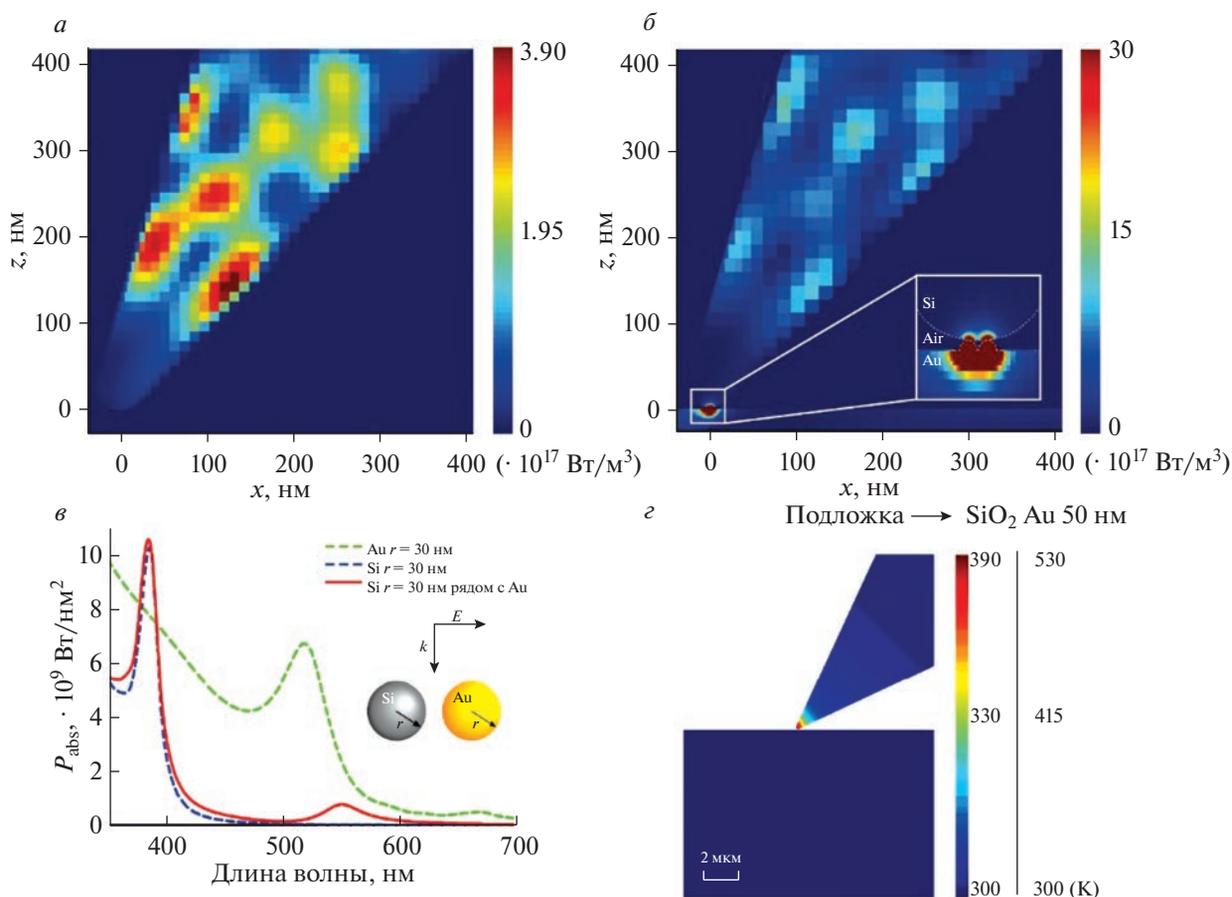


Рис. 3. Плотность поглощенной оптической мощности зонда на длине волны 632.8 нм (вид в сечении зонда и подложки в плоскости падения) в случае взаимодействия: со стеклянной подложкой (а), с пленкой из золота толщиной 50 нм (б) (увеличенное изображение приведено на вставке). Средняя плотность поглощенной оптической мощности в зависимости от длины волны света для одиночной золотой (зеленая пунктирная кривая), одиночной кремниевой (синяя пунктирная кривая) сфер, а также для кремниевой сферы, находящейся на расстоянии 0.5 нм от золотой (красная кривая) (в). Схематическое изображение сферы, показывающее ориентацию внешнего электрического поля E и вектора световой волны k приведено на вставке. Стационарное распределение температуры по сечению в плоскости XZ зонда при помещении его поверх стекла или пленки золота толщиной 50 нм (г).

мером ячейки (7 нм). Оптические и тепловые свойства Si, SiO₂ и Au были взяты из [26]. В качестве внешнего источника поля используется гауссов пучок, фокальная плоскость которого совпадает с поверхностью золотого слоя (нормальное падение). Длина волны 632.8 нм ($NA = 0.7$) и интенсивность в фокусе $5 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$. Волна имеет p -поляризацию, ось зонда лежит в плоскости падения и составляет 30° к нормали. Величина зазора между вершиной зонда и ближайшей полусферой составляет 0.5 нм.

Рисунки 3а и 3б иллюстрируют распределение плотности поглощенной оптической мощности в сечении кремниевого зонда и подложки (распределение показано в плоскости падения). И при наличии (рис. 3а), и при отсутствии (рис. 3б) золотой пленки, в коническом зонде образуются пучности плотности поглощенной оптической мощности. Их возникновение мы связываем с

возбуждением мод конического волновода, распределение поля которых аналогично Ми-резонансам в кремнии. Кроме того, при наличии пленки золота, которая поддерживает локализованный поверхностный плазмонный резонанс, между зондом и покрытием золота возбуждается ближнее поле, которое приводит к высокоэффективному поглощению в том числе в кремнии, что отображено на рис. 3б.

Для исследования поглощения в кремнии при взаимодействии с плазмонной золотой поверхностью была рассмотрена модель двух взаимодействующих сфер (кремниевой и золотой), так как возбуждаемое ближнее поле не связано с модой конического волновода. На рис. 3в представлена зависимость средней плотности поглощенной оптической мощности от длины волны света для одиночной золотой (зеленая пунктирная кривая), одиночной кремниевой (синяя пунктирная кри-

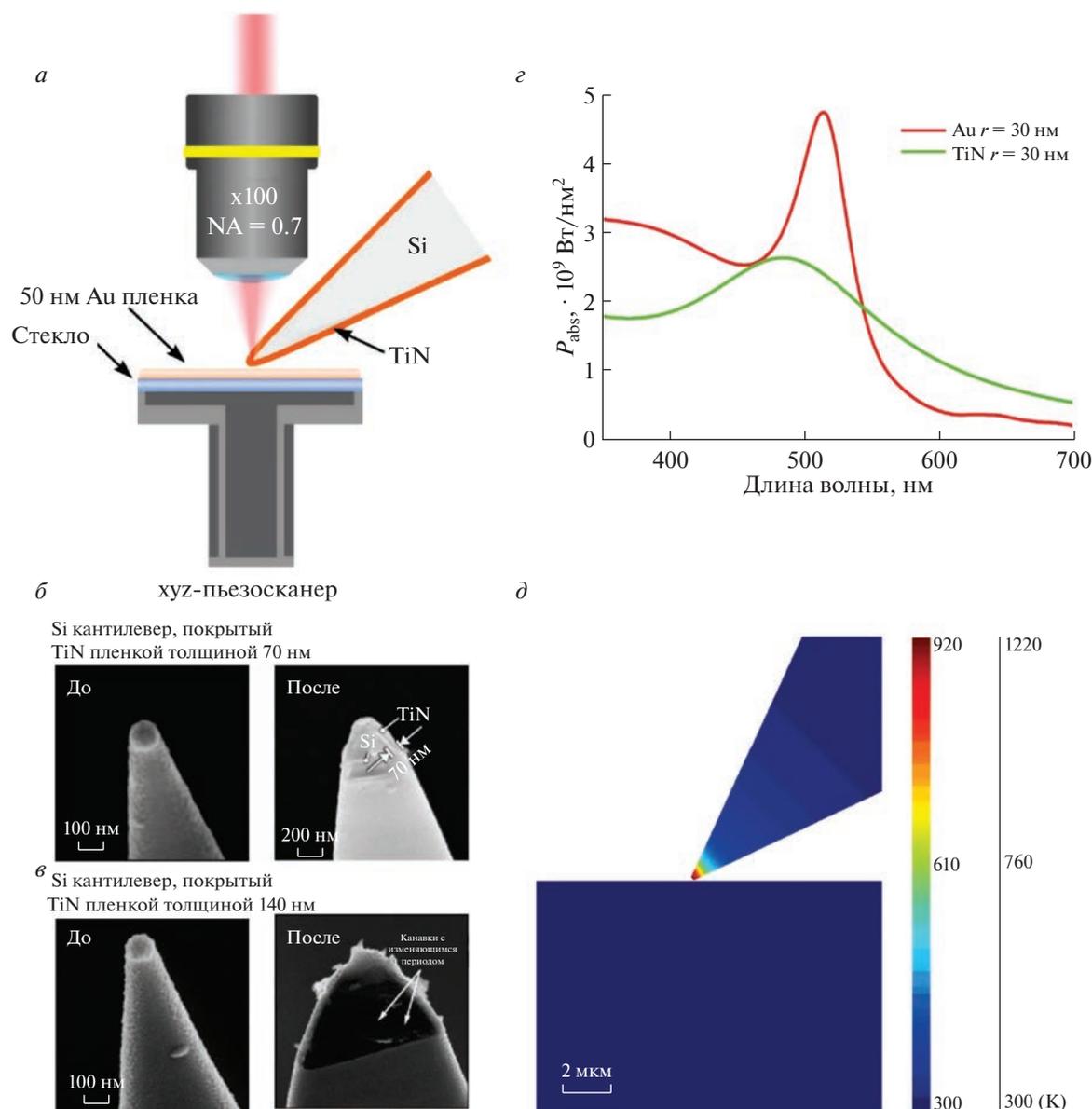


Рис. 4. Экспериментальная конфигурация, при которой кремниевый АСМ-кантилевер, покрытый слоем нитрида титана подведен к золотой пленке толщиной 50 нм. Рисунки (б, в) содержат СЭМ-изображения вершины зонда до и после освещения лазерным излучением (толщина нитрида титана 70 нм (б) и 140 нм (в)). Зависимость средней плотности поглощенной оптической мощности от длины волны света для одиночных сфер из золота (красная кривая) и нитрида титана (зеленая кривая) (г). Стационарное распределение температуры в сечении кремниевого зонда и подложки (распределение показано в плоскости падения) при наличии покрытия нитрида титана толщины d (д).

вая) сфер, а также для кремниевой сферы, находящейся на расстоянии 0.5 нм от золотой (красная кривая). Было установлено, что вследствие ближнеполевого взаимодействия с золотой сферой, у сферы из кремния появился пик поглощения в области длин волн, соответствующих плазмонному резонансу золота.

Если известно распределение плотности поглощенной оптической мощности, можно численно решить уравнение тепловой диффузии и найти температуру нагрева. Предполагается, что

теплопроводность всех используемых в моделировании материалов не зависит от температуры и взяты из [26]. Граничное условие $T = 300 \text{ К}$ было задано при $z_{\min} = -8000 \text{ нм}$ для нижней грани подложки и при $x_{\max} = 8000 \text{ нм}$ для противоположной грани зонда, прилежащей к основанию кантилевера. Область моделирования составляла $16 \times 50 \times 16 \text{ мкм}$. На рис. 3г показано стационарное распределение температуры в сечении кремниевого зонда и подложки (распределение показано в плоскости падения). Нагрев наблюдается и при наличии (рис. 3а), и при

отсутствии (рис. 3б) золотой пленки, однако наличие пленки золота позволяет поднять температуру зонда еще на 140 К.

Тем не менее в ходе моделирования были получены данные о температуре, которые не совпадают с результатом эксперимента. Данное расхождение можно объяснить тем, что кроме усиления электромагнитного поля в процессе моделирования не были учтены другие более важные механизмы, например, такие как: изменение коэффициента теплопроводности кремния с изменением температуры, усиление электрон-фононного взаимодействия и эффекта Оже, взаимодействие света и вещества за счет согласования импульсов фотонов и электронов [27].

При использовании покрытия нитрида титана, в процессе поглощения большую роль играет плазмонный резонанс, так как TiN и Au являются плазмонными материалами с перекрывающимися пиками поглощения (рис. 4з). В результате моделирования температуры нагрева было показано, что при наличии покрытия TiN толщиной 70 нм, температура нагрева кантилевера достигает 920 К, а при покрытии 140 нм — 1220 К. Полученные данные близки к результатам эксперимента. Разница между теоретическим и экспериментальным значением может быть обусловлена изменением геометрии вершины и учетом зависимости теплопроводности кремния и нитрида титана от температуры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, экспериментально исследован оптический нагрев кремниевого АСМ кантилевера с различными покрытиями. Обнаружено, что температура зонда возрастает при использовании плазмонных пространственно-ограниченных материалов, таких как золото и нитрид титана и может достигать значений, превышающих температуру плавления кремния (1683 К). Увеличение температуры при лазерном облучении измерено с использованием термометрии комбинационного рассеяния света с нанометровым пространственным разрешением. Измерение температуры было откалибровано с помощью ангармонической модели, включающей трех- и четырехфононный процесс. Для исследования механизма нагрева выполнено численное моделирование методами FDTD/FEM.

Результаты исследования могут быть использованы для изучения фазовых переходов в различных типах наноматериалов, а также для локального термохимического нанокатализа с целью создания новых структурных материалов с заданными свойствами.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-12-00066-Р). Напыление покрытия TiN на кантилеверы АСМ мето-

дом химического осаждения с газовой фазы выполнено в рамках проекта HORIZON 2020, CHALLENGES (861857). Авторы признательны за техническую поддержку нашим промышленным партнерам: SCANSENS (Германия, GmbH) и NT-MDT BV (Нидерланды).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бучарская А.Б., Маслякова Г.Н., Чехонацкая М.Л. и др. // Опт. и спектроск. 2020. Т. 128. № 6. С. 846; Bucharskaya A.B., Maslyakova G.N., Chekhonskaya M.L. et al. // Opt. Spectrosc. 2020. V. 128. No. 6. P. 849.
2. Chernykh E.A., Kharintsev S.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. Suppl. 1. P. S37.
3. Okamoto S., Kikuchi N., Furuta M. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2015. V. 48. Art. No. 353001.
4. Мартиросян Д.Ю., Осыченко А.А., Залесский А.Д. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 117. № 11. С. 876; Martirosyan D. Yu., Osychenko A.A., Zalessky A.D. et al. // JETP Lett. 2023. V. 117. No. 11. P. 873.
5. Zhang X., Zhou Y., Zheng H. et al. // Nano Lett. 2021. V. 21. No. 20. P. 8715.
6. Aouassa M., Mitsai E., Syubaev S. et al. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 111. No. 24. Art. No. 243103.
7. Kharitonov A.V., Kharintsev S.S. // Russ. Fiber Lasers. 2022. V. 2. No. 1. P. 98.
8. Novotny L. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. No. 26. Art. No. 266802.
9. Kurpas V.V., Libenson M.N., Martsinovsky G.A. // SPIE. 1995. V. 2384. P. 128.
10. Zhang W., Schmid T., Yeo B.S., Zenobi R. // J. Phys. Chem. 2008. V. 112. No. 6. P. 2104.
11. Mai Z.H., Lu Y.F., Song W.D., Chim W.K. // Appl. Surf. Sci. 2000. V. 154. P. 360.
12. Milner A.A., Zhang K., Garmider V., Prior Y. // Appl. Phys. A. 2010. V. 99. P. 1.
13. Jersch J., Dickmann K. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 68. No. 6. P. 868.
14. Hamann H.F., Martin Y.C., Wickramasinghe H.K. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. No. 5. P. 810.
15. Su Z., Sha J., Pan G. et al. // J. Phys. Chem. B. 2006. V. 110. No. 3. P. 1229.
16. McCarthy B., Zhao Y., Grover R., Sarid D. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86. No. 11. Art. No. 111914.
17. Khachadorian S., Scheel H., Colli A. et al. // Phys. Stat. Sol. B. 2010. V. 247. No. 11-12. P. 3084.
18. Doerk G.S., Carraro C., Maboudian R. // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. No. 7. Art. No. 073306.
19. Hart T.R., Aggarwal R.L., Lax B. // Phys. Rev. B. 1970. V. 1. No. 2. P. 638.
20. Balkanski M., Wallis R.F., Haro E. // Phys. Rev. B. 1983. V. 28. No. 4. P. 1928.
21. Baffou G., Cichos F., Quidant R. // Nature Mater. 2020. V. 19. No. 9. P. 946.
22. Liang D., Bowers J.E. // Nature Photonics. 2010. V. 4. No. 8. P. 511.
23. Бурмистров Е.Р., Авакянц Л.П. // Журн. прикл. спектроск. 2021. Т. 88. № 5. С. 675; Burmistrov E.R., Avakyan L.P. // J. Appl. Spectrosc. 2021. V. 88. No. 5. P. 911.

24. *Kravets V.G., Kabashin A.V., Barnes W.L., Grigorenko A.N.* // Chem. Rev. 2018. V. 118. No. 12. P. 5912.
25. *Baffou G., Quidant R.* // Laser Photon. Rev. 2013. V. 7. No. 2. P. 171.
26. *Palik E.D.* Handbook of optical constants of solids. V. 3. Academic press, 1998.
27. *Kharintsev S.S., Noskov A.I., Battalova E.I. et al.* // arXiv: 2304.14521. 2023.

Control of optical heating of a silicon probe using near-field energy transport by localized surface plasmons

E. A. Izbasarova^{a, *}, A. R. Gazizov^{a, b}, S. S. Kharintsev^{a, b}

^a*Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan, 420111 Russia*

^b*Academy of Sciences of the Republic of Tatarstan, Kazan, 420111 Russia*

**e-mail: Izbasarova.E.A@mail.ru*

Optical heating in solids is fundamentally related to energy dissipation during absorption. Nevertheless, light absorption can be enhanced by excitation of optical resonances (plasmon, Mi, Fano, etc.). In this paper, we investigate the amplification of light absorption in nanostructured silicon by excitation of an optical near field in the gap between the tip of a silicon probe and a gold film.

Keywords: thermoplasmonics, optical heating, Raman thermometry, silicon cantilever, plasmon resonance